

Université de Limoges

École Doctorale 653 – Sciences et Ingénierie (SI).

Faculté des Sciences et Techniques – Institut de Recherche XLIM

Thèse pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue par

Ali AL DHAYBI

Le 23 Novembre 2023

**CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE DE SURFACE POUR UNE NOUVELLE GÉNÉRATION DE
FIBRES CREUSES**

Thèse dirigée par Fetah BENABID et co-dirigée par Frédéric GEROME

JURY :

Rapporteurs

M. Laurent BIGOT, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire PhLAM, Université de Lille

M. Yves JOURLIN, Professeur, Laboratoire Hubert Curien, Université de Saint-Étienne

Examineurs

M. Gilles TESSIER, Professeur, Institut de la Vision, Université Sorbonne

M. Luca VINCETTI, Professeur, Department of Engineering "Enzo Ferrari", University of Modena and Reggio Emilia

M. Jonas Henrique OSORIO, Professeur adjoint, Institute of Natural Sciences, Department of Physics, Federal University of Lavras

M. Vincent COUDERC, Directeur de Recherche CNRS, XLIM-Biophotonique, Université de Limoges

M. Fetah BENABID, Directeur de Recherche CNRS, XLIM-GPPMM, Université de Limoges

M. Frédéric GEROME, Directeur de Recherche CNRS, XLIM-GPPMM, Université de Limoges



Dedicated to my family and friends scattered around all the globe.

"Mieux vaut tard que jamais"

.....

Remerciements

Tout d'abord, je souhaite exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, M. Fetah Benabid, pour avoir accepté de superviser ce travail malgré ses nombreuses responsabilités professionnelles qui sollicitent son emploi du temps. Je tiens à le remercier chaleureusement pour les discussions scientifiques enrichissantes qui ont contribué à ma formation tant sur le plan théorique que pratique, notamment dans la réalisation des bancs optiques expérimentaux. Ses corrections et ses conseils précieux sur le rapport de ma thèse ont été d'une importance cruciale. Malgré les défis de communication au cours de ces quatre années et demi, M. Benabid a toujours cru en ma capacité à mener ce travail à son terme.

Je souhaite également exprimer ma gratitude envers mon co-directeur de thèse, M. Frédéric Gerome, pour sa co-direction de mes travaux de recherche. Mes remerciements vont particulièrement à lui pour son implication dans la fabrication des fibres optiques, ainsi que pour ses contributions à la correction du rapport de thèse. Je n'oublie pas le volet administratif, qui, bien que chronophage, a été géré avec efficacité.

Un sincère remerciement à M. Foued Amrani de GLOphotonics, qui a travaillé avec moi depuis le début de ma thèse, m'apportant encouragement et assistance. Je le remercie spécialement pour sa contribution à la fabrication des fibres et à la construction du profilomètre optique. Mes remerciements vont également à M. Jonas Henrique Osorio pour sa formation en caractérisation des fibres optiques, ainsi que pour sa participation en tant que membre du jury et examinateur de ma thèse.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers le groupe de simulations formé par Kostiantyn Vasko à l'université de Limoges et par le Professeur Luca Vincetti, Federico Melli et Lorenzo Rosa à l'université de Modena.

Mes remerciements s'adressent bien sûr au jury, en particulier aux rapporteurs M. Laurent Bigot de l'université de Lille et M. Yves Jurlin de l'université de Saint-Étienne, pour avoir accepté de corriger mon rapport de thèse. Je remercie également les examinateurs M. Gilles Tessier, M. Luca Vincetti, Jonas Henrique Osorio, Vincent Couderc pour leurs discussions scientifiques le jour de ma soutenance.

Un grand merci à M. Gilles Tessier pour notre collaboration dans les premières mesures de rugosité des fibres à l'Institut de la Vision et pour son soutien dans la réalisation de mon profilomètre optique. (Gilles ton objective à immersion oïl est toujours dans le groupe GPPMM)

Je n'oublie pas de remercier Federico Melli (pretty little girl) pour notre collaboration

sur la partie de la cavité résonnante.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers Madame Valérie Coudert et Jenny pour leurs mesures utilisant la microscopie à force atomique à l'Ircer. Un merci particulier à Madame Nadine Aymard, la secrétaire de notre groupe, pour son immense effort dans la gestion administrative.

Mes remerciements vont également à tous les membres de notre groupe GPPMM, présents et passés, ainsi qu'aux membres de GLOphotonics, pour leur collaboration, leur amitié et leur soutien. Commençant du côté de GPPMM par Ben, Thomas, Kostia, Jim, Clement, Rosu, Yasmine, Heloise, Suchita, Jean-Marc, Christine et Nadine. Les membres qui sont parties Mustafa Ordu, Martin Maurel, Martin Cordier, David, Aymeric. Du coté Glophotnics : Foued, Jean, Grand Ben, Alex, petit Fred Ando, Maciej, Antoine et surtout Quentin (le jeune de notre origine :p), et Matthieu qui est partie du GLO pour son business.

Enfin, un merci tout spécial à ma famille, ma mère Nahed, mon père Mustafa, mes frères (Hassan, Taleb, Hamoud, Abdel Rahman) et ma sœur Rimas, pour leur soutien constant. Je n'oublie pas mon oncle Omar qui m'a encouragé dès mon départ du Liban en 2016 en m'appelant "Docteur Ali", me motivant ainsi à atteindre ce point aujourd'hui. Un remerciement particulier à ma femme Maya Al Sayed, qui a été à mes côtés à chaque étape, me soutenant et m'encourageant, surtout dans les moments difficiles. Mes pensées vont également à mon fils Hassan et ma future fille Aisha.

Enfin, je souhaite remercier ma deuxième famille en France : M. Ghassan Mafoud et sa famille, la famille de Foued Amrani, la famille de ma femme, Majoudeeee, Mostafa Denawi, Echlan, Abou zik Zakaria, la famille de Mohamad Kannan, la famille de Jamil Fouany, la famille de Ahmad Zorkot, la famille de Mr Bader Shalaby, la famille de Ali El Hajj, la famille de Ahmad Haidar, le propriétaire Oussama, Ali Dia, Youssef, Hassan Kotaich, Sahar, Leen Sader, Awwad, Sbeyti Family, Layla, Nader, Mariam El Khatib, la famille de Mohamad Bacha, Dr Akil Jrad, Yassine, Hamza Alwan, Ali Ghandour, Un immense merci à tous ceux qui ont contribué à la réussite de cette thèse. Votre soutien a été inestimable.

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

« Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France »

disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



Table des matières

1 Les fibres à cristal photonique à coeur creux	20
1.1 Rappel historique du développement des fibres creuses	21
1.1.1 Les premières démonstrations de guides d'onde à coeur creux .	21
1.1.2 Apparition des fibres à cristal photonique à coeur creux (HCPCF)	25
1.2 Les mécanismes de guidage dans les HCPCF	28
1.2.1 Les fibres creuses à bande interdite photonique (HCPCF-BIP) .	30
1.2.2 Les fibres creuses à couplage inhibé (HCPCF-CI)	35
1.3 Les différentes sources de pertes dans les HCPCF	39
1.3.1 Les pertes par confinement (CL)	39
1.3.2 Les pertes par courbure (BL)	41
1.3.3 Les pertes par micro-courbure (MBL)	42
1.3.4 Les pertes par rugosité de surface (SSL)	43
1.3.5 Les pertes totales (TL)	46
1.4 Objectifs de la thèse	48
2 Caractérisation et mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un profilomètre optique	52
2.1 Introduction	53
2.2 Caractérisation et mesure de la rugosité d'une surface	55
2.2.1 Les paramètres de caractérisation d'une rugosité de surface . .	57
2.2.2 Instruments pour mesurer la rugosité d'une surface	62
2.3 Développement d'un profilomètre optique	67
2.3.1 Principe de fonctionnement	67
2.3.2 Description et développement du profilomètre	71
2.3.2.1 La source laser	72
2.3.2.2 Le prisme de Wollaston	73
2.3.2.3 Le modulateur photo-élastique	76
2.3.2.4 Montage mécanique pour l'isolation de vibration et pour la translation	77

2.3.3	Performances du profilomètre optique	81
2.3.3.1	Sensibilité, stabilité et résolutions du système	81
2.3.3.2	Calibration du système	84
2.3.3.3	Application au cas d'un capillaire creux	85
2.4	Mesures de la rugosité de surface dans les HCPCF	86
2.4.1	Techniques de préparation des échantillons	86
2.4.2	Résultats de mesure	88
2.4.2.1	Exemple de mesures de rugosité sur fibre HCPCF (cas d'une fibre à maille tubulaire)	88
2.4.2.2	Mesures de rugosité pour différentes structures de fibres HCPCF	89
2.4.2.3	Mesures de rugosité à l'intérieur et l'extérieur des mem- branes silice des tubes de gaine	91
2.5	Conclusion	92
3	Réalisations de fibres HCPCF-CI à rugosité de surface réduite par le procédé de cisaillement	94
3.1	Ondes capillaires de surface	95
3.2	Principe et modèle de l'approche proposée par cisaillement	100
3.3	Fabrication de HCPCF-CI à rugosité de surface réduite	103
3.4	Nouvel état de l'art des pertes aux courtes longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet	108
3.5	Conclusion	113
4	Mesures du coefficient de rétrodiffusion par cavité résonante dans les HCPCF	116
4.1	Introduction	117
4.2	Propriétés d'une cavité résonante passive du type Sagnac	118
4.2.1	Principe générale de la cavité utilisée	118
4.2.2	Étude des champs au sein de la cavité	120
4.2.3	Définition du coefficient de rétrodiffusion	123
4.3	Mesures de rétrodiffusion dans les HCPCF-CI	126
4.3.1	Montage expérimental et protocole utilisé	126
4.3.2	Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes structures de HCPCF-CI	128
4.3.3	Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes épais- seurs de silice t de HCPCF-CI à maille Kagomé	130

4.3.4	Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes techniques de fabrication de HCPCF-CI à maille tubulaire	132
4.4	Conclusion	135
5	Perspectives : mise en place d'un procédé opto-thermique pour la fabrication de fibres HCPCF	136
5.1	Introduction	137
5.2	Principe de modification de la rugosité de surface par photo-élasticité .	137
5.3	Fabrication de fibres HCPCF-CI par l'approche opto-thermique	143
5.3.1	Mise en place du dispositif de fibrage	143
5.3.2	Fabrications et caractérisations des fibres réalisées	144
5.3.2.1	Procédé opto-thermique versus thermique	144
5.3.2.2	Procédé opto-thermique à 2 lasers	149
5.4	Conclusion	152
6	Conclusion générale	154
A	Calculs détaillés du taux de cisaillement	158
B	Calcul du champ réfléchi et rétrodiffusé par la cavité	162
C	BIBLIOGRAPHIE	166
	Références	167
	Contributions scientifiques	179

Table des illustrations

1.1	(a) Représentation d'un guide d'onde diélectrique à coeur creux incurvé d'un rayon de courbure R_c , et (b) son schéma illustrant l'évolution du profil d'indice de réfraction. (c) Lignes du champ électrique du mode fondamental EH_{11} et (d) son amplitude associée suivant une fonction de Bessel.	21
1.2	(a) Schéma représentant une structure ARROW avec ses paramètres opto-géométriques et son spectre de transmission [4]. Illustrations d'un guide d'onde creux (b) à gaine épaisse (capillaire, N=0) (c) à épaisseur fine (N=1) avec leur courbe de transmission. N étant le nombre de couches anti-résonantes.	23
1.3	Évolution des pertes pour un guide d'onde creux de rayon 1 mm (traits pointillés) et 10 μm (traits pleins) pour une gaine épaisse (N=0, couleur rouge, en utilisant l'expression [2]) et gaine fine (N=1, couleur bleue, en utilisant les références [5], [6]).	24
1.4	(a) Photographie MEB de la section transversale de la fibre creuse réalisée par [7], (b) zoom sur le réseau unidimensionnel entourant le coeur d'air, et (c) résultats de mesure et de calcul de la bande de transmission de la fibre considérée.	25
1.5	Structures photoniques périodiques dans une configuration unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) et tridimensionnelle (3D). En bas est indiqué, leurs coupes transverses.	26
1.6	Arbre généalogique des fibres à cristaux photoniques ou PCF. En insert sont montrés des exemples de HCPCF qui sont au coeur de mes travaux de thèse, classifiées en fonction des deux mécanismes de guidage [17].	28
1.7	Contenu modal des différents types de fibres optiques classés selon leur mécanisme de guidage : Réflexion Totale Interne (RTI), Bande Interdite Photonique (BIP) et Couplage Inhibé (CI) [17].	30
1.8	Illustration schématique de l'analogie entre le modèle des états liés en physique du solide et en photonique [19].	32

1.9	Exemple de DOPS pour une structure cristalline à maille triangulaire (haut) puis pour une fibre HCPCF-BIP 7 cell (bas). La zone indiquée en blanc correspond à la BIP là où l'énergie sera piégée dans le cœur creux.	32
1.10	Évolution des pertes des fibres HCPCF-BIP au cours du temps.	34
1.11	DOPS d'une fibre HCPCF-CI à maille kagomé en fonction de la fréquence normalisée [27]. Les différents modes de la gaine sont indiqués à droite.	35
1.12	(gauche) Évolution transverse du profil d'intensité du mode du coeur et de celui de la gaine pour une HCPCF-CI. (droite) Comparaison spatiale du mode fondamental du cœur confiné dans une fibre Kagomé avec un contour du cœur circulaire et pour un contour à courbure négative. Les modes du contour du cœur et les modes guidés dans les nœuds de silice (couleur verte) sont indiqués.	37
1.13	Évolution des pertes des fibres HCPCF-CI au cours des 20 dernières années. Les longueurs d'onde de travail ainsi que les designs de fibres sont indiqués (bleu : gaine Kagomé, noir : gaine tubulaire, jaune : gaine conjointed tube, rouge : gaine nested tube et vert : gaine hybride).	38
1.14	(a) Représentation schématique d'une fibre HCPCF-CI à 8 tubes, (b) les pertes par confinement associées en fonction de la longueur d'onde pour un rayon de coeur $R_{co} = 20,7 \mu\text{m}$, une épaisseur $t = 580 \text{ nm}$, un rayon de tube $R_t = 8 \mu\text{m}$ et un gap $\delta = 3 \mu\text{m}$. Évolution de ces pertes en fonction de l'épaisseur de silice du tube t (c) et (d) en fonction du nombre de tubes.	40
1.15	Représentation du champ du mode fondamentale EH_{11} pour (a) une configuration sans courbure, (b) une configuration courbée. Évolution des pertes par courbure d'une fibre HCPCF-CI à 8 tubes pour (c) différents rayons de courbure et (d) pour deux diamètres de cœur.	42
1.16	(a) Minima d'atténuations mesurées pour des fibres HCPCF-BIP 7 cell démontrant une tendance inversement proportionnelle au cube de la longueur d'onde [22]. (b) Densité spectrale mesurée sur $10 \mu\text{m}$ de long au niveau du contour silice entourant le cœur d'air d'une fibre HCPCF-BIP à 19 cell par AFM. (c) Mesures de la rugosité sur une distance augmentée à $200 \mu\text{m}$ en utilisant un profilomètre optique et (d) sa densité spectrale de puissance (PSD) associée. Les diverses tendances en $1/f$ et $1/f^3$ y sont tracées [57]. (e) Comparaison de mesures PSD entre une fibre HCPCF-BIP et une préforme complétée par (f) la démonstration de l'anisotropie de la rugosité de la surface pour une fibre HCPCF-BIP observée dans la direction de l'étirage [58].	45

1.17	Évolution des différentes sources des pertes pour l'exemple d'une fibre HCPCF-CI à 8 tubes de diamètre de cœur 40 μm et d'épaisseur silice des ponts $t = 580 \mu\text{m}$	48
2.1	Représentation schématique de l'impact de la diffusion de la rugosité de surface sur la propagation du mode fondamentale (FM) dans une HCPCF.	54
2.2	(a) Sketch d'une interface dans un plan à trois dimensions, (b) visualisation de l'état de surface, incluant le défaut, la direction de la couche, les ondulations et la rugosité [65], [66].	56
2.3	Exemples de profils de la (a) hauteur, (b) d'autocorrélation et (c) PSD d'une surface rugueuse ayant la même RMS mais pour une distribution gaussienne (courbe noire) et exponentielle (courbe marron).	59
2.4	Exemple d'un spectre de PSD pour une distribution gaussienne ainsi que la hauteur quadratique moyenne et la longueur de corrélation.	62
2.5	Résolution des méthodes de mesures surfacique.	66
2.6	(a) Principe d'interférence et (b) illustration du schéma de principe du profilomètre optique basé sur l'interférence de Normaski.	68
2.7	Évolution de la polarisation en fonction de la position.	69
2.8	(a): Puissance normalisée du laser en fonction du temps et (b) le tracé de sa variation.	73
2.9	Principe de l'interférométrie différentielle et spécifications du prisme Wollaston.	74
2.10	(a) La distance de séparation du deux faisceaux en fonction de l'axe z, (b) la taille du faisceau dépend de sa propagation en passant dans trois lentilles.	76
2.11	Variation de la valeur de S_M en fonction du retard appliqué par le modulateur de phase photo-élastique.	77
2.12	PSD de l'accélération mesurée (a), de la vitesse (b) et du déplacement (c) déduits des mesures de l'accélération.	79
2.13	Alignement le long de la surface à imager, configuration 1 alignement correct, configuration 2 un faible angle désaligne les deux faisceaux focalisés.	80
2.14	Vue du système d'alignement et de translation de l'échantillon sous test.	81
2.15	Mesure de la différence d'amplitude effectuée sur un échantillon immobile (a) en fonction du temps et (b) en fonction de la fréquence.	82

2.16	La fonction de réponse $ \tilde{R}(f) ^2$ est déterminée pour un faisceau avec un waist de $w = 1,05 \mu\text{m}$ et une séparation de $d = 3,4 \mu\text{m}$	83
2.17	(a) Représentation théorique de l'échantillon de calibration HS-20MG Budget et (b) sa photo après métallisation. (c) Exemple de profils de surface mesurés par le profilomètre sur une zone présentant deux périodes, (d) mesure répétée sur plusieurs tranches pour réaliser une image en 2D.	84
2.18	(a) un profil de 1 cm d'une mesure de la rugosité coté intérieur de la capillaire en silice le long axe z , (b) la densité spectrale de puissance du profil, et (c) normalisation de la densité spectrale de puissance par la fonction de réponse de l'instrument, la droite rouge le comportement en $\frac{1}{f}$, le bleu en $\frac{1}{f^2}$, et le vert en $\frac{1}{f^3}$	86
2.19	(a) Représentation de la fibre à maille tubulaire avec les deux membranes de surface à analyser. (b) Représentation tridimensionnelle de la fibre tubulaire T8. (c) et (d) Deux configurations des fibres remplies avec un liquide d'indice de réfraction égal à celui de la silice. (e) et (f) Les deux surfaces à imager, respectivement côté extérieur et intérieur.	87
2.20	(a) Image de la coupe transverse d'une HCPCF-CI à maille tubulaire (fibre VI du tableau 3.1 du Chapitre 3). (b) Profils de surface mesurées par AFM (tracé du haut) et par notre profilomètre optique (tracé du bas). (c) Résultat de mesure AFM sur une surface de $6 \mu\text{m}$ par $6 \mu\text{m}$. (d) Tracés PSD associés aux résultats des deux méthodes de caractérisation. Les tendances en $1/f$ et $1/f^3$ issues de la littérature sont indiquées en pointillé.	89
2.21	Profils de rugosité de surface de quatre structures de fibres HCPCF différentes (CI à maille tubulaire, CI à maille Kagomé, CI à maille hybride et BIP à maille triangulaire 7cell). Les images des coupes transverses et les courbes PSD de chaque fibre sont également indiquées.	90
2.22	Étude statistique RMS des mesures de la rugosité à l'intérieur et à l'extérieur de la membrane silice entourant le cœur d'air pour les fibres HCPCF-CI à maille tubulaire et à maille Kagomé ainsi que pour une HCPCF-BIP à maille triangulaire 7cell.	91
3.1	(a) Schématisation de l'étirage d'une HCPCF, (b) un tube de la gaine, et (c) la surface de la membrane associée à ce tube.	96
3.2	Schématique d'une rugosité monodimensionnelle.	99

3.3	Modèle proposé pour étudier le taux de cisaillement qui pourrait être obtenu sur les parois silice entourant le cœur d'air de la fibre. (a) Schéma de la zone de transition (ou cône) entre la préforme et la fibre. P_1 et P_2 représentent respectivement la pression dans la préforme et dans la fibre, de même r_0 et r_f les rayons. L est la longueur de transition préforme-fibre. (b) Diagramme présentant les valeurs atteignables du rapport $\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_0}$ en fonction de différents gradients de pression $ \Delta P $ et ratio rayons de fibre sur préforme $\frac{r_0}{r_f}$. (c) Cas particulier pour $ \Delta P $	102
3.4	Schéma illustrant les étapes de fabrication des fibres HCPCF (exemple d'une fibre CI à maille tubulaire) par la technique de « stack and draw ».	104
3.5	Réduction de la rugosité de la surface entour le cœur d'air dans les HCPCF-CI. (a) Schéma illustrant les jeux de pression mis en jeu au sein de la préforme durant l'étirage à savoir $P_{cœur}$: pression du cœur, P_{gaine} : pression des tubes de la gaine. (b) Schéma zoomant sur l'interface du contour du cœur d'air illustrant la présence d'un cisaillement. (c) Profils de rugosité typiques mesurés par le profilomètre optique le long de l'axe z de la fibre pour une fabrication standard (fibre du G#1) et quand le procédé de cisaillement est appliqué (fibre du G#2) avec (d) les courbes de PSD associées et leurs tendances. (e) Tracés présentant la valeur de rugosité RMS pour l'ensemble des fibres issues du G#1 et du G#2 (la numérotation correspond aux différentes fibres du tableau 3.1).	105
3.6	Mesure de la rugosité intérieure et extérieure de la membrane en silice entourant le cœur d'air pour 5 fibres du G#2 fabriquées par la technique de cisaillement.	108
3.7	(a) Comparaison des pertes mesurées pour une fibre du G#1 (ici la fibre VI) et du G#2 (ici la fibre X) présentant une épaisseur de silice identique de 600 nm. (b) Courbes normalisées par la taille du cœur d'air. (c) Étude de l'impact de la rugosité transversale sur le CL (en pointillé structure idéale c.a.d. sans rugosité et en trait plein avec une rugosité RMS de 0,15 nm).	110
3.8	Calculs numériques sous Comsol pour évaluer le poids de chacune des sources de pertes à savoir CL, MBL, SSL et TL (ici les pertes par courbure sont négligées) dans le cas (a) d'une fabrication standard (G#1, fibre VI) et (b) quand la technique de cisaillement est appliquée (G#2, fibre X).	111

3.9	Courbes expérimentales de perte pour deux fibres records à faible rugosité de surface (a) la fibre X et (b) la fibre XII. Une image de leur coupe transverse est donnée en insert. (c) Tracé des performances atteintes par les deux fibres en comparaison avec l'état de l'art des fibres HCPCF-CI et la limite fondamentale Rayleigh des fibres silice à cœur solide.	113
4.1	(a) Schéma de la configuration de la cavité utilisée (la couleur rouge représente le faisceau incident et le bleu le faisceau rétrodiffusé). (b) Évolution et caractéristiques associées du signal observé en PD2.	120
4.2	(a) Illustration de la diffusion du point P sur une sphère éloignée et (b) de la phase relative entre un rayon diffusé par le dipôle en (s_i, z) et un rayon de référence. [138].	125
4.3	Variation de la fonction de fraction de capture en fonction de l'angle ϕ	126
4.4	Images du banc expérimental réalisé et un exemple du signal réfléchi obtenu en PD1 mesuré avec le fit associé permettant de remonter au coefficient de rétrodiffusion α_{RD} d'une fibre FST (ici cas d'une HCPCF-CI à 8 tubes).	127
4.5	Images de la coupe transverse des trois fibres HCPCF-CI retenues pour l'étude, les courbes de pertes associées, avec les résultats des mesures de puissance réfléchie et rétrodiffusée associés.	129
4.6	A gauche la structure de chaque fibre à maille kagomé, à droite les courbes de pertes associées.	131
4.7	Représentation statistique de l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction des trois fibres HCPCF-CI à maille Kagomé.	132
4.8	Mesures de la rugosité des fibres G#1 et G#2 fabriquées par la technique classique, et avec cisaillement. (b) Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la longueur des deux types de fibres.	134
5.1	Illustration du contrôle de la rugosité de surface à travers l'exploitation de l'effet photo-élastique.	138
5.2	Configurations expérimentales du dispositif de fabrication opto-thermique.	143
5.3	Caractérisation linéaires des fibres $F_{opto \#1-0}$ (laser OFF) et $F_{opto \#1-1}$ (laser ON).	146
5.4	Évolution du PSD en linéaire pour les fibres $F_{opto \#1-0}$ (laser OFF) et $F_{opto \#1-1}$ (laser ON).	147
5.5	Caractérisation linéaires des fibres $F_{opto \#2-0}$ (laser OFF) et $F_{opto \#2-1}$ (laser ON).	148

5.6	Évolution du PSD en linéaire pour les fibres $F_{\text{opto}} \#2-0$ (laser OFF) et $F_{\text{opto}} \#2-1$ (laser ON).	149
5.7	Caractérisation linéaires des fibres $F_{\text{opto}} \#3-0$ (laser OFF), $F_{\text{opto}} \#3-1$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 2 Hz), $F_{\text{opto}} \#3-2$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 50 Hz), $F_{\text{opto}} \#3-3$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 100 Hz), et $F_{\text{opto}} \#3-4$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 400 Hz).	151
5.8	Évolution du PSD en linéaire pour les fibres $F_{\text{opto}} \#3$ selon les différents scénarios répertoriés dans le tableau 5.7.	152

Introduction générale

Lors des quatre dernières décennies, des avancées remarquables dans le domaine de la fabrication des fibres optiques ont révolutionné les transmissions optiques et ont permis le développement du réseau Internet, ce qui a valu à Charles Kao le prix Nobel de physique 2009. Plus récemment, des fibres à base de microstructures air-silice connues sous le nom de fibres à cristal photonique ou PCF (pour photonic crystal fiber en anglais) sont apparues. Leurs caractéristiques de propagation tout à fait originales ont radicalement changé la perception qu'on pouvait en avoir. Ces fibres se sont alors imposées progressivement en tant qu'outil ultra performant dans toute une variété de domaines dépassant largement celui des télécommunications. Parmi les avancées il faut souligner la démonstration d'un guidage efficace de la lumière dans l'air à des dimensions micrométriques sur des longueurs kilométriques au sein d'une sous famille de ces fibres PCF dites fibres HCPCF (pour hollow-core photonic crystal fiber). Des atténuations autour du dB/km ont ainsi pu être obtenues principalement au domaine spectral de l'infrarouge en utilisant le principe de bande interdite photonique (BIP). Puis, le développement de fibres HCPCF régi par un nouveau mécanisme de guidage appelé couplage inhibé (CI) a permis de continuer à faire avancer l'état de l'art en jouant sur un recouvrement air/silice du champ réduit d'un facteur 1 million. Grâce à cette propriété, de nombreux résultats ont alors été obtenus pour à la fois répondre à des problèmes très appliqués comme le transport de très forte énergie et la compression temporelle d'impulsions laser courtes mais aussi pour aborder des thématiques plus fondamentales basées sur une interaction gaz-lumière exacerbée. Malgré toutes ces avancées, de nombreux secteurs applicatifs restent encore en attente d'améliorations pour réellement pouvoir considérer ces fibres comme une solution de rupture parmi lesquels on peut citer les télécommunications optiques et le domaine de l'ultraviolet qui sont aujourd'hui en plein essor. En effet, les travaux autour de ces fibres creuses ont révélé que leurs performances sont aujourd'hui limitées par un phénomène de diffusion de surface. Cela se traduit par la présence d'une rugosité de la surface silice entourant le cœur d'air de la fibre qui apparaît pendant l'étape de fibrage et qui engendre des pertes additionnelles de valeurs rédhibitoires. Bien que ce phénomène soit connu depuis une vingtaine d'année, aucune solution n'a encore pu être trouvée. Dans ce contexte, le projet du groupe de recherche GPPMM a pour ambition de proposer une nouvelle génération de fibres HCPCF à rugosité de surface réduite. Pour cela l'idée consiste à mettre en place une chaîne de compétences et d'infrastructures qui comprend de nouveaux procédés de fabrication des HCPCF pour contrôler la qualité

de surface, une plateforme numérique pour réaliser des simulations 3D de la dynamique de propagation dans ces fibres et enfin des dispositifs expérimentaux pour caractériser et donc comprendre la formation de cette rugosité ainsi que des pertes induites par diffusion. A noter qu'une partie de ces actions ont été menées au sein d'un projet national intitulé 4F qui a pour objectif de développer une nouvelle « Filière Française de Fibres optiques pour les lasers de l'industrie du Futur » et qui a réuni l'ensemble des acteurs académiques et industriels français du domaine.

Mes travaux de thèse se sont alors inscrits dans ce cadre en couvrant deux de ces axes à savoir : la fabrication de fibres HCPCF par procédés innovants et la mise en place d'outils de caractérisation. Les résultats qui ont été obtenus sont présentés dans ce manuscrit et divisé en 5 chapitres. Ainsi, le chapitre premier reviendra sur le développement historique des fibres HCPCF et les défis actuels pour améliorer leurs performances avec un accent mis sur la problématique des pertes par diffusion de surface. Le second chapitre décrira la nature de la rugosité de surface présente au sein des HCPCF et les notions théoriques associées avant de résumer la construction complète d'un profilomètre optique de résolution picométrique et les premières mesures réalisées. Puis le troisième chapitre se focalisera sur l'utilisation d'une nouvelle méthode de fabrication basée sur un phénomène de cisaillement qui sera d'abord décrite par un modèle simplifié puis implémentée lors des étirages de fibres HCPCF-CI qui démontreront des pertes records (toute fibre optique confondue) aux domaines des courtes longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet grâce à la réduction de la rugosité. Le quatrième chapitre portera sur la construction d'une seconde méthode de caractérisation de surface basée sur l'utilisation d'une cavité optique résonante qui confirmera l'amélioration obtenue de l'état de surface de la silice entourant le cœur d'air. Enfin, le dernier chapitre portera sur l'idée en perspective d'étudier une nouvelle technique de fabrication dite opto-thermique dont les premiers résultats démontrent le potentiel pour contrôler la rugosité de surface et non pas simplement diminuer son amplitude.

Les fibres à cristal photonique à coeur creux

Ce premier chapitre donne tout d'abord un aperçu historique du développement des fibres à cristal photonique et plus particulièrement des fibres creuses (HCPCF) qui seront au cœur de mes travaux de doctorat. Puis, les principes de guidage régissant les deux principales familles de HCPCF (à savoir les fibres basées sur le mécanisme de bande interdite photonique ou sur le couplage inhibé) seront rappelés ainsi que l'état de l'art des performances associées en décrivant les différentes sources de pertes présentes dans ces guides d'onde avec un accent mis sur la problématique des pertes par diffusion de surface. Le chapitre conclut par une présentation des grandes lignes directrices de ma thèse qui se déclinent en deux axes de recherche: la conception de HCPCF à faible rugosité grâce à des techniques de fabrication innovantes et la caractérisation de cette rugosité et des pertes associées à l'aide d'un profilomètre optique de précision et d'une cavité optique résonante.

Sommaire

1.1	Rappel historique du développement des fibres creuses	21
1.1.1	Les premières démonstrations de guides d'onde à cœur creux	21
1.1.2	Apparition des fibres à cristal photonique à cœur creux (HCPCF)	25
1.2	Les mécanismes de guidage dans les HCPCF	28
1.2.1	Les fibres creuses à bande interdite photonique (HCPCF-BIP)	30
1.2.2	Les fibres creuses à couplage inhibé (HCPCF-CI)	35
1.3	Les différentes sources de pertes dans les HCPCF	39
1.3.1	Les pertes par confinement (CL)	39
1.3.2	Les pertes par courbure (BL)	41
1.3.3	Les pertes par micro-courbure (MBL)	42
1.3.4	Les pertes par rugosité de surface (SSL)	43
1.3.5	Les pertes totales (TL)	46
1.4	Objectifs de la thèse	48

1.1 Rappel historique du développement des fibres creuses

1.1.1 Les premières démonstrations de guides d'onde à cœur creux

L'intérêt de guider la lumière dans un guide d'onde où le cœur serait « creux » remonte au début des années soixante avec le développement des systèmes laser (light amplification by stimulated emission of radiation) à base de milieux gazeux. En effet, dans cette configuration, le milieu amplificateur est un gaz dont le gain optique est trouvé inversement proportionnel au diamètre du tube qui l'enferme [1]. Par conséquent, réduire les dimensions centimétriques du tube est apparu très vite comme un élément clé pour améliorer les performances. Cet intérêt a donné lieu aux travaux théoriques de Marcatili et Schmeltzer en 1964 qui ont étudié la faisabilité et les performances associées d'un guidage de la lumière dans un guide d'onde diélectrique creux [2].

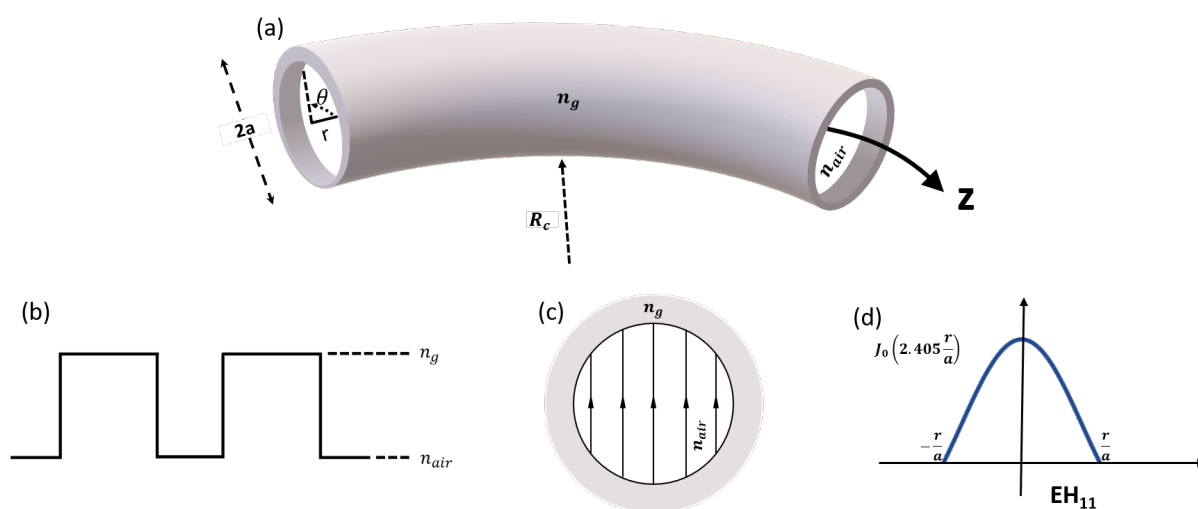


Figure 1.1: (a) Représentation d'un guide d'onde diélectrique à cœur creux incurvé d'un rayon de courbure R_c , et (b) son schéma illustrant l'évolution du profil d'indice de réfraction. (c) Lignes du champ électrique du mode fondamental EH_{11} et (d) son amplitude associée suivant une fonction de Bessel.

La Fig. 1.1 représente schématiquement ce type de guide d'onde. Le résultat majeur de ces travaux peut être résumé dans l'expression de l'atténuation linéique de la transmission d'un mode de propagation caractérisé par des entiers n et m par l'équation 1.1a qui se réduit à l'équation 1.1b pour le cas du mode fondamental EH_{11} noté $\alpha_{1,1}(\infty)$ et de l'effet de la courbure sur ce coefficient d'atténuation au travers de l'équation

1.1c (guide d'onde courbé) :

$$\alpha_{n,m}(\infty) = \left(\frac{u_{n,m}}{2\pi} \right) \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{n_g^2 + 1}{2\sqrt{n_g^2 - 1}} \quad (1.1a)$$

$$\alpha_{1,1}(\infty) = 1,85 \frac{\lambda^2}{a^3} \quad \text{dB/km} \quad (1.1b)$$

$$\alpha_{1,1}(R) = 1,85 \frac{\lambda^2}{a^3} + \frac{a^3}{\lambda^2 R_c^2} \text{Re}V_{1,1}(n_g) \quad (1.1c)$$

où a est le rayon du cœur creux, λ la longueur d'onde, R_c le rayon de courbure, n_g l'indice de réfraction du matériau diélectrique et $V_{1,1}$ la fréquence de coupure normalisée. On y voit que les pertes de propagation sont inversement proportionnelles au cube du rayon du cœur creux impliquant que pour conserver des valeurs acceptables de l'ordre du dB/km, des diamètres millimétriques sont nécessaires (ex : pour $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et un rayon $a = 1 \text{ mm}$, l'atténuation pour le mode EH_{11} est de 1,85 dB/km alors que pour $a = 10 \mu\text{m}$ ces pertes augmentent au dB/cm !) ce qui limite leur apport pour les applications laser cités précédemment. De plus, de telles dimensions de cœur signifient aussi une sensibilité à la courbure très marquée (second terme de l'équation 1.1c) induisant une augmentation drastique des pertes (ex : pour un rayon $a = 1 \text{ mm}$ et une courbure $R \approx 200 \text{ m}$, l'atténuation pour le mode EH_{11} atteint alors des valeurs $> \text{dB/m}$). Ceci explique en partie le peu d'intérêt suscité par ces guides d'onde dans les années suivantes, notamment pour des applications autres comme les télécommunications optiques.

En 1986, Duguay *et al.* ont proposé un nouveau concept de guidage nommé ARROW (pour Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide en anglais) reposant sur le principe d'antirésonance d'une couche de matériau haut indice de fine épaisseur à l'image d'un résonateur Fabry-Pérot [3]. Pour cela, le guide d'onde planaire se trouve constitué d'un matériau de faible indice de réfraction noté n_1 et de largeur notée $2a$ pour former le cœur, entouré d'une couche diélectrique dont l'indice est plus élevé noté n_g et d'épaisseur t . Enfin, le guide est entouré par une couche identique à celle du cœur (voir la Fig. 1.2(a)). Ainsi, aux longueurs d'onde pour lesquelles l'énergie est piégée dans le résonateur (c.a.d. dans la couche d'indice n_g), il n'y a pas d'énergie dans le cœur. A l'inverse aux longueurs d'onde pour lesquelles la résonance de la cavité n'a pas lieu (d'où le terme d'antirésonance), la lumière est piégée (guidée) dans le cœur.

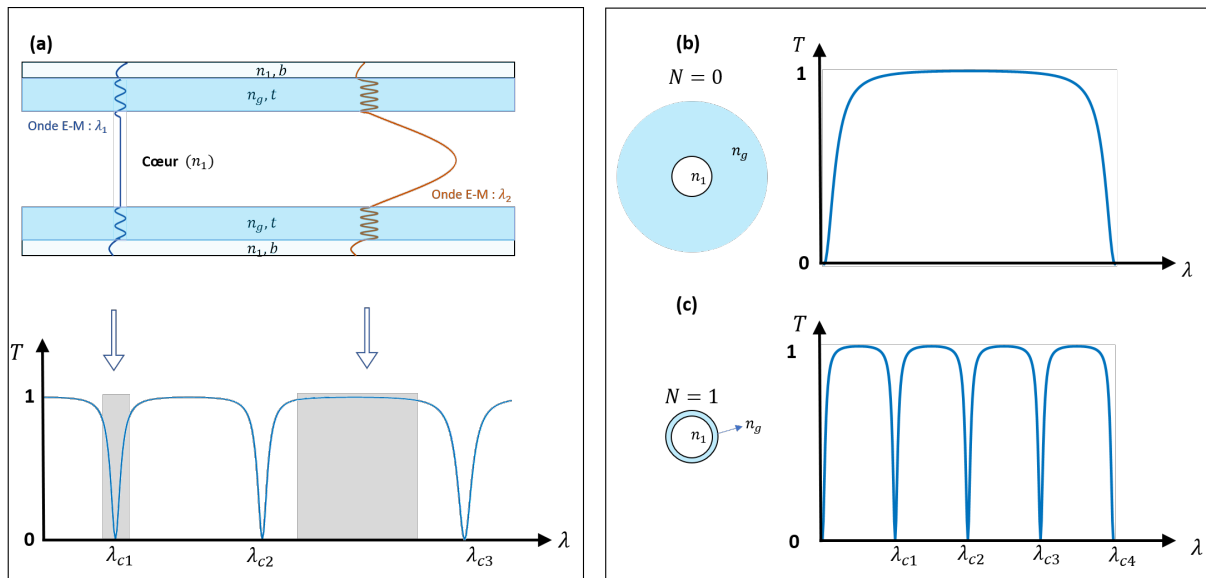


Figure 1.2: (a) Schéma représentant une structure ARROW avec ses paramètres opto-géométriques et son spectre de transmission [4]. Illustrations d'un guide d'onde creux (b) à gaine épaisse (capillaire, $N=0$) (c) à épaisseur fine ($N=1$) avec leur courbe de transmission. N étant le nombre de couches anti-résonantes.

La position spectrale des maximums d'atténuation (ou longueur d'onde de coupure notée λ_c) est dictée principalement par l'épaisseur t de la couche haut indice selon l'équation issue de [4] pour $\lambda/a \ll 1$:

$$\lambda_{c,m} = \frac{2n_1 t}{m} \sqrt{\left(\frac{n_g}{n_1}\right)^2 - 1} \quad (1.2)$$

où m est un nombre entier positif représentant le nombre de couches. Dans le cas particulier d'un guide d'onde à cœur creux qui nous intéresse dans ces travaux, n_1 étant égal à 1, l'équation se réduit à :

$$\lambda_{c,m} = \frac{2t}{m} \sqrt{n_g^2 - 1} \quad (1.3)$$

avec $n_g = 1,5$ pour le matériau silice.

Nous retrouverons cette formule par la suite lors de l'étude des fibres HCPCF à couplage inhibé. De cette équation, il apparaît que contrairement au cas des guides capillaires présentant une gaine épaisse (Fig. 1.2(b)), la fine couche de silice antirésonante autour du cœur d'air a pour conséquence de faire apparaître une transmission à multiples bandes spectrales (Fig. 1.2(c)). De plus, avec cette réduction de la gaine diélectrique, la réflectivité se trouve améliorée à l'interface cœur/gaine pour donner une expression des pertes des modes TE_{nm} selon les équations (1.4) et (1.5) [5] (à noter que pour

$N=0$, on retrouve l'équation d'Archambault) [6].

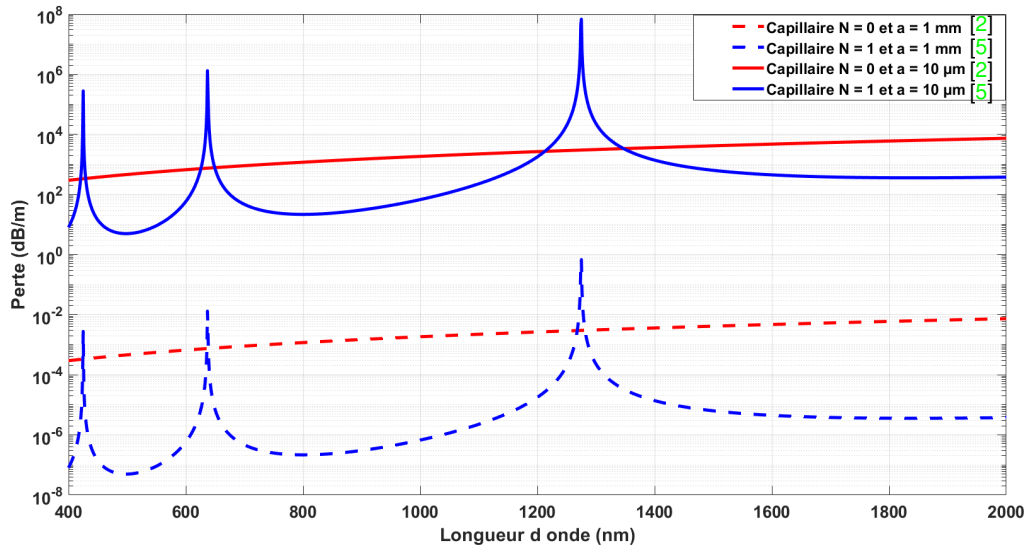


Figure 1.3: Évolution des pertes pour un guide d'onde creux de rayon 1 mm (traits pointillés) et 10 μm (traits pleins) pour une gaine épaisse ($N=0$, couleur rouge, en utilisant l'expression [2]) et gaine fine ($N=1$, couleur bleue, en utilisant les références [5], [6]).

$$\alpha_{TE} = \frac{20}{\ln 10} \left(\frac{u_{nm}}{2\pi} \right)^{N+2} \cdot \left(\frac{\lambda^{N+2}}{a^{N+3}} \right) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{n_g^2 - 1}} \right)^{N+1} \prod_{i=1}^m \frac{1}{\sin^2(\phi_i)} \quad (1.4)$$

$$\phi_1 = 2\pi t \sqrt{n_g^2 - 1} / \lambda = m\pi \quad (1.5)$$

Pour le cas précédent où $a = 10 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1 \mu\text{m}$, l'atténuation du mode fondamental HE_{11} passe de 1,85 dB/cm à 67 dB/m (la Fig. 1.3 en trait plein), soit une amélioration proche de deux ordres de grandeur mais qui reste très élevée.

Il est à noter que ce concept a ensuite été étendu à des guides d'ondes composés de multiples couches de diélectriques ($N > 1$) comme en 2002 avec la réalisation par les équipes du Massachusetts Institute of Technology d'une fibre creuse de rayon $> 200 \mu\text{m}$ entouré d'une succession de couches d'As₂Se₃ présentant des pertes autour du dB/m, connu sous le nom d'Omniguide Fibre [7]. La Fig. 1.4(a) montre une photo MEB de la section transversale de cette fibre, Fig. 1.4(b) zoom sur le réseau unidimensionnel qui forme la gaine, et Fig. 1.4(c) une comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations.

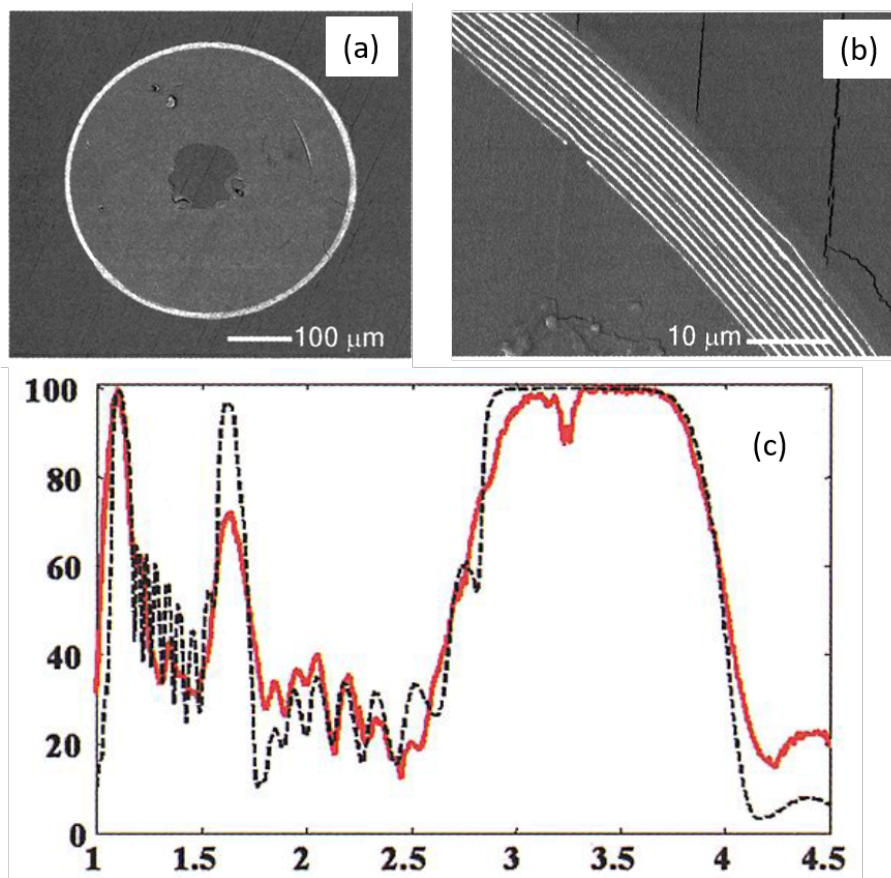


Figure 1.4: (a) Photographie MEB de la section transverse de la fibre creuse réalisée par [7], (b) zoom sur le réseau unidimensionnel entourant le cœur d'air, et (c) résultats de mesure et de calcul de la bande de transmission de la fibre considérée.

Finalement, malgré ces efforts multiples, au début des années 2000 l'atténuation des guides d'onde à cœur creux demeure bien trop élevée pour envisager un réel potentiel applicatif, laissant sous-entendre que de nouvelles pistes conceptuelles doivent être explorées comme nous allons le voir.

1.1.2 Apparition des fibres à cristal photonique à cœur creux (HCPCF)

En parallèle, et à la suite de la révolution apportée par la mécanique quantique dans la compréhension de la structure de la matière et du comportement ondulatoire des particules élémentaires telles que les électrons, de nouveaux concepts et outils analytiques ont été proposés. En particulier l'avancée significative des cristaux photoniques dans les années 1970 a marqué une étape importante dans le transfert de connaissances vers l'optique [8].

En effet les cristaux photoniques sont des structures périodiques (voir Fig. 1.5) qui présentent des propriétés analogues à celles des solides cristallins, notamment les bandes et les niveaux d'énergie. En appliquant ce concept, les physiciens ont alors pu proposer de nouveaux matériaux ayant des propriétés optiques exceptionnelles. Les travaux de Yablonovitch [9] et John [10] à la fin des années 1980 ont ainsi permis la découverte de la bande interdite photonique et ont eu un écho retentissant dans la communauté qui a notamment inspiré Pr. Philip Russell à proposer le concept des fibres à cristal photonique (PCF) [11] et par extension des fibres creuses à cristal photonique (HCPCF) qui vont être au cœur de mes travaux.

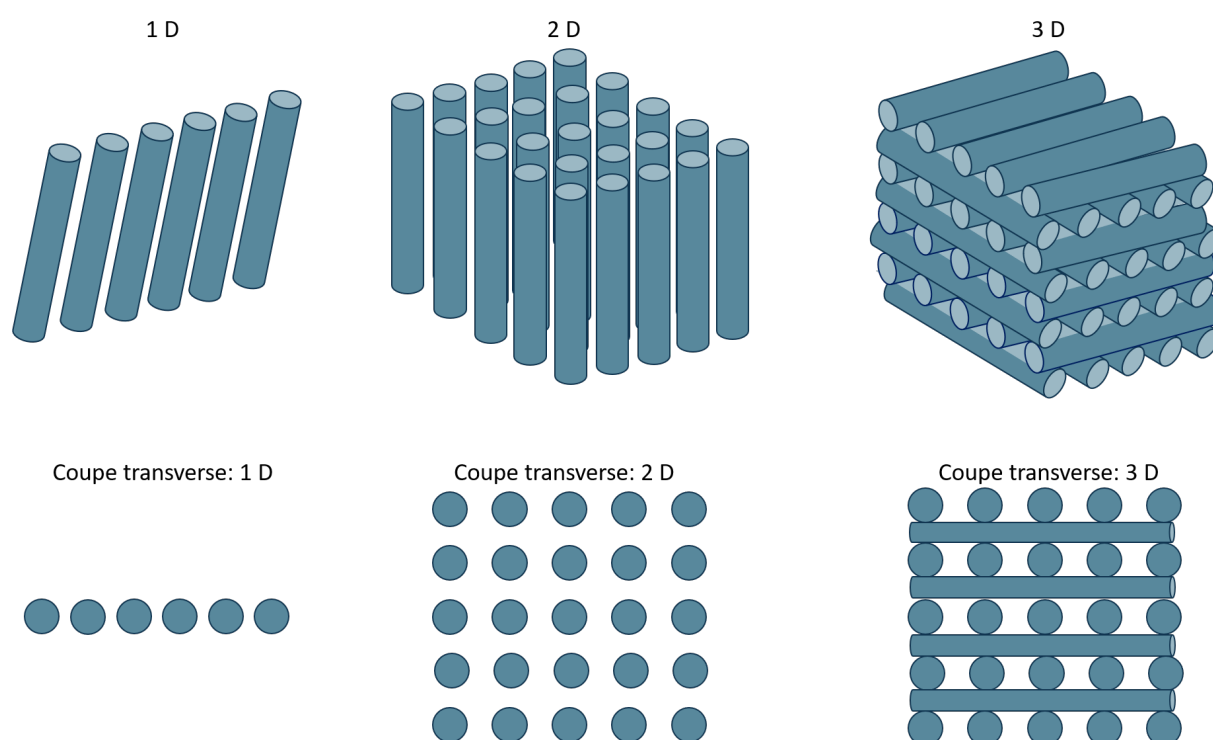


Figure 1.5: Structures photoniques périodiques dans une configuration unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) et tridimensionnelle (3D). En bas est indiqué, leurs coupes transverses.

Ces fibres d'un nouveau genre se distinguent par la présence d'une gaine microstructurée qui est constituée d'un assemblage périodique de trous d'air au sein d'une matrice diélectrique de silice dont la période est comparable à celle de la longueur d'onde. Comme l'illustre la Fig. 1.6 cette rupture technologique a ouvert la voie à la conception de multiples fibres originales qui se distinguent par divers paramètres tels que leur mécanisme de guidage, l'architecture de leur gaine et de leur cœur, les matériaux utilisés, des propriétés optiques spécifiques, ainsi que les applications visées. A titre d'exemple on y trouve des fibres infiniment monomode (ESM pour

endlessly singlemode en anglais) [12], des fibres à grande aire modale (LMA pour Large mode area en anglais) pour les applications laser de puissance [13] ou à l'inverse à petite aire modale pour les applications de supercontinuum [14], des fibres à deux coeurs concentriques pour la compensation de la dispersion chromatique dans les télécommunications optiques [15] ou encore des fibres dont le coeur est creux [16]. Ces dernières se démarquent des autres types de fibres en raison de leur capacité à guider la lumière dans l'air à des échelles micrométriques et potentiellement sur des longueurs kilométriques sous condition d'atteindre des pertes de transmission plus faibles que les valeurs du dB/m discutées dans la section précédente. Ces fibres connues sous le nom de fibres à cristal photonique à coeur creux (ou HCPCF pour Hollow-core photonic crystal fiber en anglais) se composent en réalité de deux sous-familles classifiées en fonction du principe qui régit la propagation de la lumière à savoir : les fibres creuses à bande interdite photonique (HCPCF-BIP) et les fibres creuses à couplage inhibé (HCPCF-CI).

Mes travaux de thèse se focalisant sur ces fibres nous allons maintenant aborder avec un peu plus de détails ces deux mécanismes de guidage tout en parcourant l'évolution de l'état de l'art des performances associées.

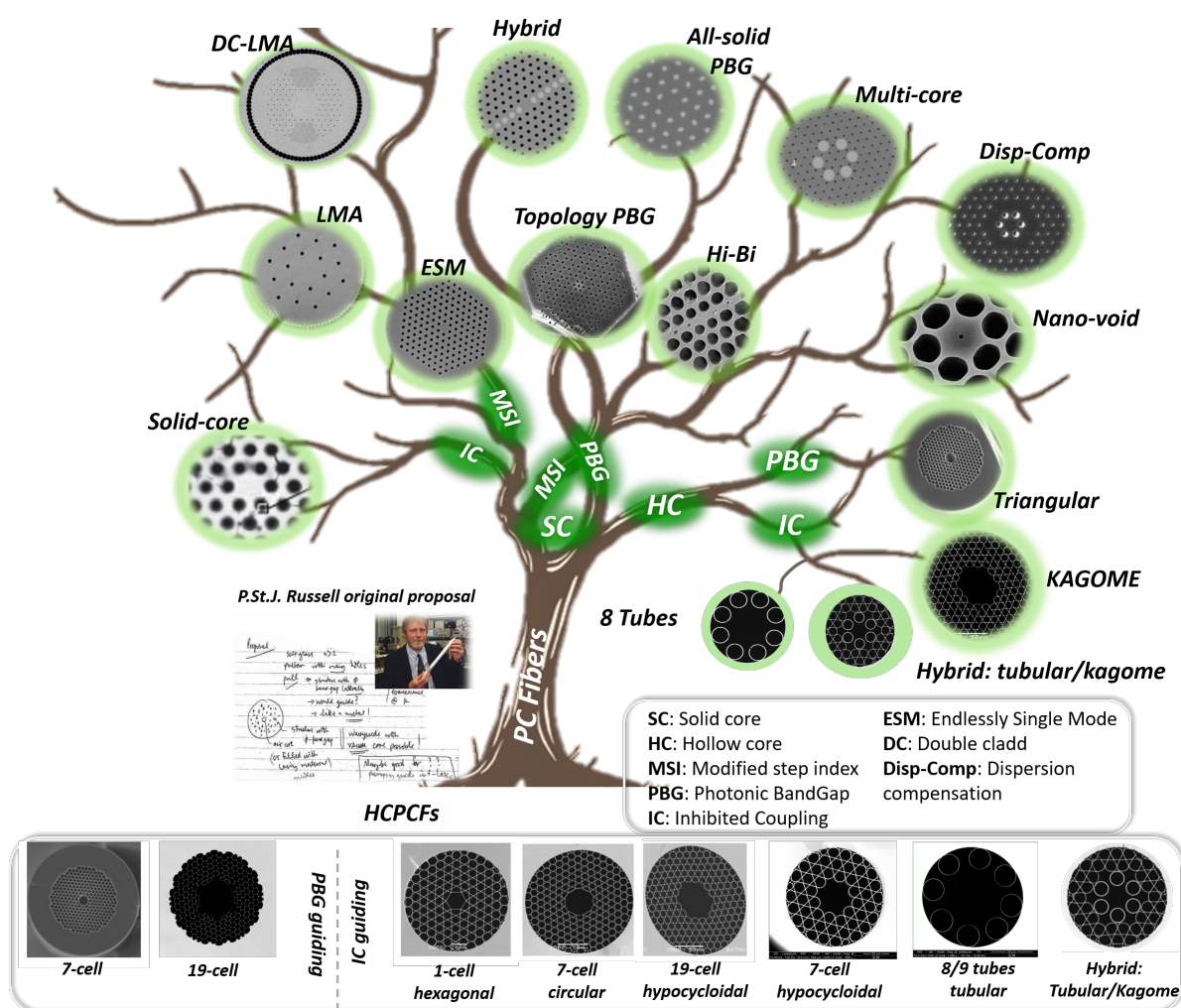


Figure 1.6: Arbre généalogique des fibres à cristaux photoniques ou PCF. En insert sont montrés des exemples de HCPCF qui sont au cœur de mes travaux de thèse, classifiés en fonction des deux mécanismes de guidage [17].

1.2 Les mécanismes de guidage dans les HCPCF

Tout d’abord, pour avoir une vue d’ensemble sur les différents principes de guidage de la lumière qui régissent la propagation de la lumière dans les fibres optiques, une approche simplifiée sous forme de cartoon est ici proposée. Pour cela, il est important de considérer la structure géométrique de la gaine de dimension infinie qui entoure le cœur à une échelle microscopique, ainsi que d’étudier le contenu modal supporté par cette gaine. Il convient de faire abstraction des phénomènes de diffusion dus aux in-homogénéités de la structure dans un premier temps, bien que ces derniers soient importants, et nous aborderons leurs effets dans les prochains chapitres. Ces

mécanismes de guidage sont au nombre de trois et résumés dans la Fig. 1.7 dont la représentation trouve ses fondements principalement dans les concepts de la mécanique quantique et de la physique des solides, plutôt que dans ceux de l'optique guidée. Ainsi elle montre le contenu modal de la gaine et du coeur pour une fréquence donnée et ce pour trois différentes structures de fibres à savoir : la fibre guidant par réflexion totale interne (RTI ou TIR pour total internal reflection en anglais), la fibre BIP guidant par bande interdite et la fibre CI guidant par couplage inhibé. Dans les trois cas les modes de la gaine sont indiqués en couleur orange à gauche de l'axe noté n_{eff} et les modes du coeur sont eux représentés par leurs profils à droite de ce même axe. L'axe n_{eff} représente la partie réelle d'une quantité complexe qu'on l'appelle indice effectif du mode propagé dans la fibre. Il est donné par $n_{eff} = \beta/k$, où k est le vecteur d'onde et β la constante de propagation du mode suivant l'axe de propagation z . Il est à noter que pour qu'un mode puisse exister, n_{eff} sera toujours inférieur à n_g indice de réfraction de la gaine. Tout d'abord, la fibre RTI se compose d'une gaine en silice ayant un indice de réfraction uniforme n_g , qui contient un continuum de modes avec un indice effectif inférieur à celui de la gaine ($n_{eff} < n_g$). Dans la structure modale de la gaine, il existe une bande interdite pour toute valeur de n_{eff} supérieure à l'indice de réfraction de la gaine, n_g . En créant un défaut sous la forme d'un coeur plein ayant un indice plus élevé que celui de la gaine $n_g < n_{eff} < n_{coeur}$, les modes du coeur peuvent être guidés dans la bande interdite sans se coupler avec ceux de la gaine. Dans cette perspective, ce guidage RTI peut être considéré comme un cas particulier de guidage par BIP. Dans le second cas des fibres BIP, le contenu modal de la gaine est structuré par des bandes permises et interdites. En insérant un défaut sous forme d'un coeur creux, il est possible de guider des modes du coeur dans la bande interdite de la gaine, même lorsque l'indice de réfraction n_{eff} est inférieur à celui de l'air. Enfin pour le troisième et dernier cas, le contenu modal de la fibre CI se distingue nettement des autres types de fibres optiques en ce sens qu'il n'y a pas la présence de bandes interdites. Les modes de la gaine et du coeur coexistent avec un même indice effectif. Par conséquent, ce mécanisme peut être résumé au moyen du produit scalaire de la fonction d'onde des modes de la gaine et du coeur creux, que l'on va chercher à faire tendre vers zéro pour obtenir un guidage efficace $\langle \phi_{gaine} | \Delta n^2 | \phi_{coeur} \rangle \rightarrow 0$ (où Δn est une fonction du profil d'indice transverse). Comme nous le verrons par la suite, cela revient à réduire le recouvrement spatial et à augmenter le désaccord des phases transverses entre les modes de la gaine et du coeur.

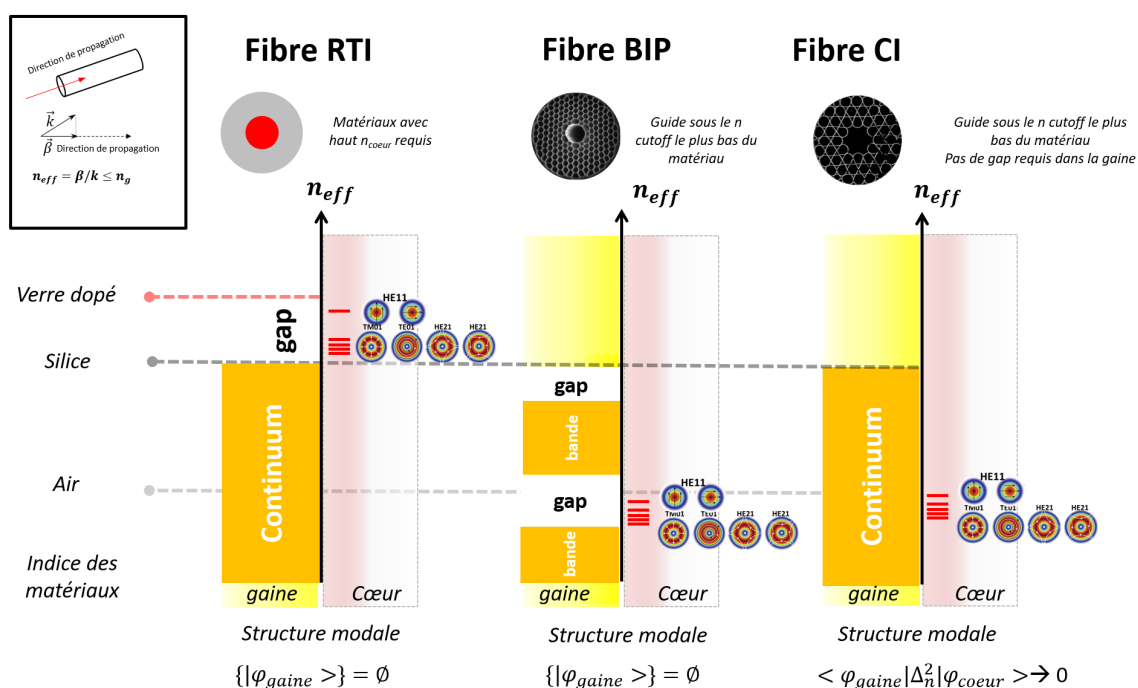


Figure 1.7: Contenu modal des différents types de fibres optiques classés selon leur mécanisme de guidage : Réflexion Totale Interne (RTI), Bande Interdite Photonique (BIP) et Couplage Inhibé (CI) [17].

1.2.1 Les fibres creuses à bande interdite photonique (HCPCF-BIP)

Comme il a été indiqué dans la section précédente, le principe de bande interdite photonique a été évoqué pour la première fois en 1987 par Yablonovitch [9] et John [10] dans le cas de structures périodiques que l'on nomme « cristaux photoniques » et pour une configuration où le vecteur d'onde k est perpendiculaire au plan de périodicité (configuration dite « in-plane »). En 1991, Philip Russell a proposé d'étendre ce concept mais cette fois-ci pour le cas d'une configuration hors plan (d'où la terminologie « out-of-plane » qui a ensuite été utilisée dans la littérature) pour laquelle ce même vecteur d'onde devient rasant avec le plan de périodicité [11].

Afin de déterminer les propriétés modales d'une HCPCF-BIP, il convient de résoudre les équations de Maxwell-Helmholtz, telles que présentées dans 1.6, 1.7 et 1.8, en tant que problème aux valeurs propres. Pour ce faire, on considère que la composante de propagation hors du plan périodique est finie. Dans ce contexte, h_{\perp} désigne la composante du champ magnétique orthogonale à l'axe de propagation dans le plan transverse, tandis que $n(x, y)$ est la fonction diélectrique de la gaine de la structure dans ce même plan transverse.

$$(\nabla^2 + k^2 n^2)h_{\perp} + \nabla(\ln n^2) \times (\nabla \times h_{\perp}) = \beta^2 h_{\perp} \quad (1.6)$$

$$E(x, y, z, t) = e(x, y)e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (1.7)$$

$$H(x, y, z, t) = h(x, y)e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (1.8)$$

Le cristal photonique est généralement modélisé par une cellule élémentaire, qui est ensuite divisée en un réseau de points sur lequel les équations de Maxwell sont résolues. Le champ électromagnétique de chaque couche est lié à celui de la couche précédente par des matrices de transfert qui sont ensuite concaténées pour former une matrice entière. Les champs électromagnétiques dans les groupes adjacents sont alors reliés à l'aide de la méthode de la matrice de diffusion, comme décrit dans l'article de référence [18]. Cette méthode permet ainsi de modéliser avec précision la propagation d'ondes dans des structures complexes de grande dimension, pour déboucher sur une description du spectre modal de la structure cristalline photonique étudiée.

Une autre méthode pour étudier l'apparition des BIP a été introduite en 2007 par Couny *et al.* [19] en faisant un parallèle avec le modèle des états liés (ou TBM pour Tight Binding Model en anglais) utilisés dans la physique du solide pour décrire la formation des bandes électroniques. La partie gauche de la Fig. 1.8 représente la relation entre la structure physique d'un solide dans l'espace réel et l'espace de Hilbert qui montre la structure d'énergie d'un cristal à une dimension. Lorsque la distance entre deux atomes (défini par le pitch noté Λ) est suffisamment grande, les états énergétiques de la structure périodique sont réduits à des états discrets pour chaque atome. Cependant, lorsque les atomes sont rapprochés, les fonctions d'ondes des états énergétiques commencent à se chevaucher et à se superposer, ayant pour conséquence que les N états d'énergie se divisent en bandes d'états de Bloch, accessibles ou interdites. Dans certains cas particuliers, une bande interdite est formée du fait de l'anti-croisement entre deux bandes permises qui se chevauchent. Comme la largeur de ces bandes dépend de la distance de séparation des atomes (c.a.d. du Λ pitch), en diminuant cette distance il est possible de faire grandement augmenter sa largeur. Dans le cadre du modèle de Couny *et al.*, les atomes sont remplacés par des guides d'ondes de haut indice et les niveaux d'énergie par l'indice effectif du mode guidé. Si les guides d'onde sont suffisamment proches, des continus de modes accessibles apparaissent, séparés ici aussi par des bandes interdites où aucun mode ne peut se propager dans la structure.

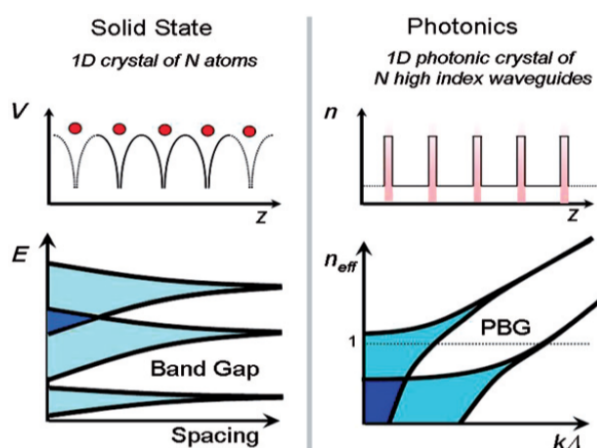


Figure 1.8: Illustration schématique de l'analogie entre le modèle des états liés en physique du solide et en photonique [19].

Tout ceci explique que par la suite dans la littérature une représentation de ces solutions sous forme de diagrammes de densité d'état photonique (ou DOPS pour density of photonic states en anglais) a été couramment utilisée. Ces diagrammes permettent de visualiser la densité de modes se propageant le long de l'axe z dans le plan $(k\Lambda, n_{eff})$ comme illustré par la Fig. 1.9, où Λ devient ici le pas de la gaine microstructurée correspondant à l'espacement entre deux plots de silice.

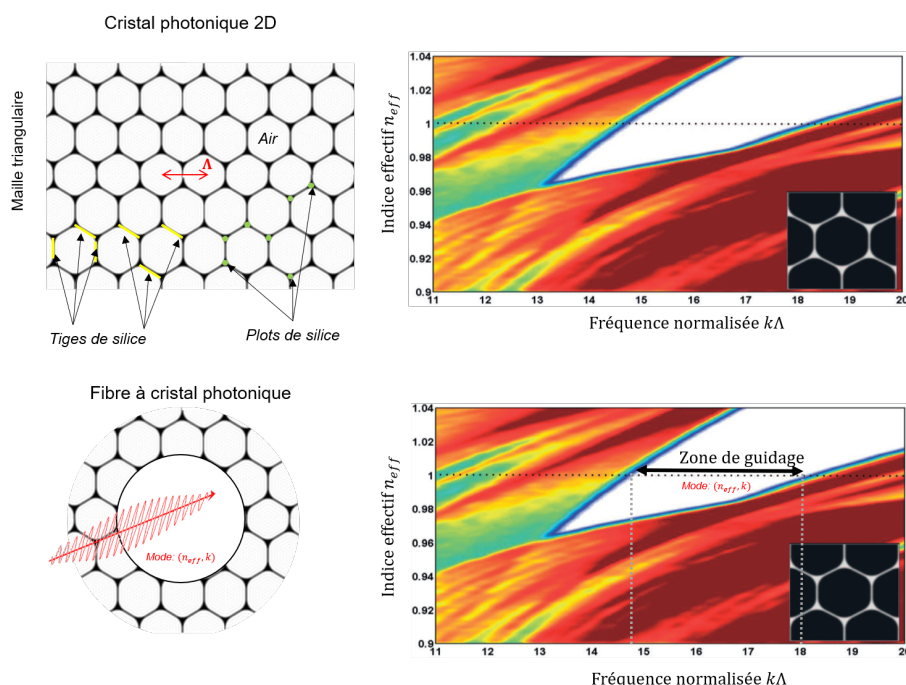


Figure 1.9: Exemple de DOPS pour une structure cristalline à maille triangulaire (haut) puis pour une fibre HCPCF-BIP 7 cell (bas). La zone indiquée en blanc correspond à la BIP là où l'énergie sera piégée dans le cœur creux.

Dans cet exemple, on considère un cristal photonique avec une répartition dite à maille triangulaire et présentant une fraction d'air de 92 % [20], paramètre défini comme étant le rapport D/Λ , D est le diamètre interne du trou d'air. Les couleurs représentent cette densité d'états des modes supportés par la structure à savoir que les couleurs foncées correspondent aux zones de forte densité et inversement celles en clair aux zones de faible densité. De cette cartographie on pourra alors déterminer précisément la présence de la BIP qui par définition est la zone où aucun mode ne peut s'établir donc correspond à une zone de couleur blanche. Dans le cas particulier d'une fibre creuse, un défaut va être créé au centre de la structure périodique avec un indice proche de celui de l'air pour former le coeur d'air. Ici 7 tubes du centre ont été retirés d'où l'acronyme utilisé de fibre HCPCF-BIP 7 cell. Comme l'indique l'image du bas de la Fig. 1.9, il devient alors possible de guider des longueurs d'onde dans ce défaut (c.a.d. le coeur de la fibre) sur une plage spectrale donnée correspondant au segment horizontal noir du diagramme de DOPS limité par les deux lignes blanches en pointillé : $14,5 < k\Lambda < 18$. Il est à noter qu'en ajustant la fraction d'air de la gaine, il est possible de contrôler la bande spectrale de transmission de cette zone BIP et ses performances associées. La première démonstration théorique de ce type fut alors rapportée en 1995 par Birks *et al.* [18] suivie d'une première réalisation expérimentale en 1999 par Cregan *et al.* [16] mais avec des pertes très élevées de plusieurs dB/m, valeurs bien supérieures aux promesses attendues. Puis, en améliorant les techniques de fabrication et en affinant la compréhension des règles régissant le confinement de la lumière dans ces structures, ces pertes ont été progressivement améliorées (principalement aux longueurs d'onde télécom) en quelques années avec des travaux de plusieurs groupes parmi lesquels on peut citer l'entreprise Corning en 2002 avec la démonstration de 13 dB/km à 1,5 μm pour une fibre HCPCF-BIP 7 cell [21] puis en 2005 par l'Université de Bath et Blazephotonics avec la valeur record de 1,2 dB/km à 1,62 μm pour une fibre à coeur élargi à 19 cell [22]. Il convient de souligner que ces fibres ont ensuite connu très peu d'améliorations en terme de performances. La Fig. 1.10 illustre l'évolution au fil du temps l'atténuation linéique et les designs utilisés avec cette première famille de fibre creuse.

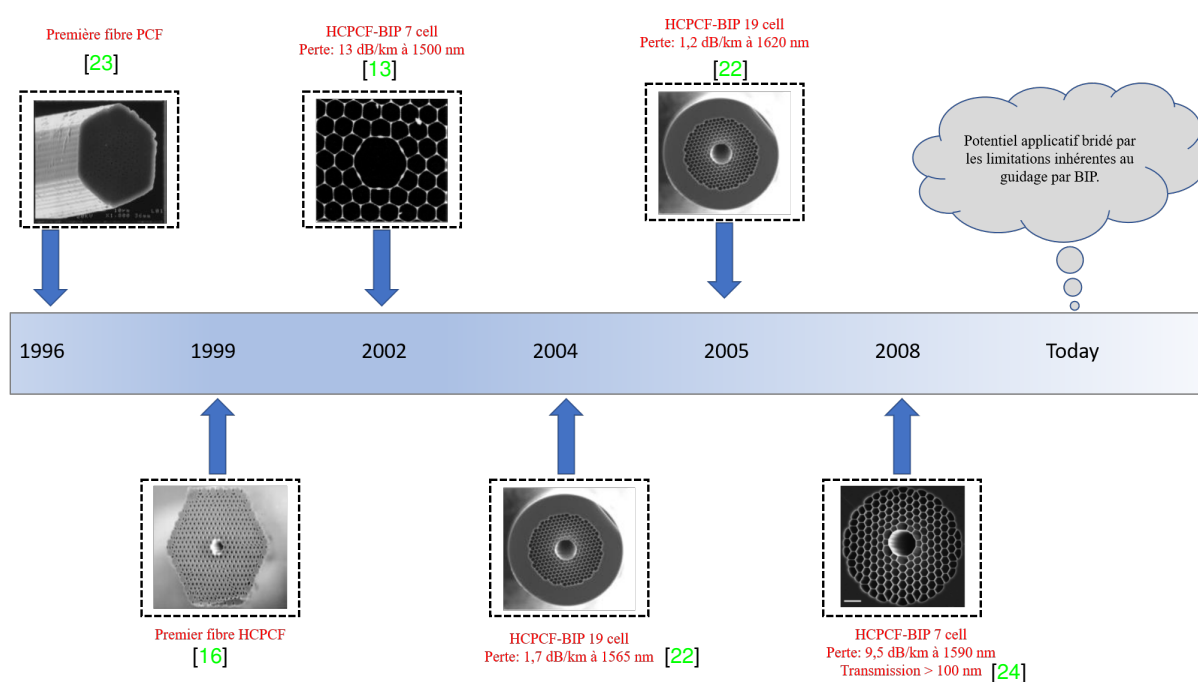


Figure 1.10: Évolution des pertes des fibres HCPCF-BIP au cours du temps.

Il est aussi à noter que ce type de fibres a montré des limites inhérentes à sa structure géométrique. La première concerne la largeur de la BIP qui est trouvée relativement étroite avec des valeurs autour de 70 THz, induit par le spectre modal de la gaine. De plus, il a été démontré l'existence de modes localisés à l'interface entre le cœur creux et la gaine, appelés modes de surface, qui viennent par couplage avec le mode confiné dans le cœur d'air parasiter les performances de ces fibres de part un recouvrement avec les ponts de silice autour de 0.1-1%. Ce point, renforcé par la relative faible dimension du cœur d'air (typiquement entre 7–20 μm), est à l'origine des principales limitations de l'utilisation de ces fibres comme dans les applications lasers de fortes puissances et énergétiques [25] malgré quelques tentatives d'optimisation [24]. Autre conséquence de cette interaction avec la matière silice de la gaine, la dispersion chromatique se trouve augmentée à des valeurs non négligeables pouvant atteindre la centaine de ps/(nm/km) [24]. Enfin, un autre inconvénient majeur concerne les longueurs d'onde accessibles qui sont principalement restreintes à l'infrarouge et à la partie supérieure du spectre visible. Ceci s'explique par le fait que pour décaler le BIP aux courtes longueurs d'onde, il faut réduire le pas entre les résonateurs (les plots de silice) de la gaine microstructurée. Ainsi pour atteindre le domaine de l'ultraviolet, la valeur doit être réduite au micron, ce qui d'un point de vue technologique est difficilement réalisable. Cette problématique est d'autant plus renforcée que les pertes de propagation sont inversement proportionnelles à la longueur d'onde au cube [22], impliquant donc que les atténuations se retrouvent

très élevées à ces longueurs d'onde du visible, voire incompatible avec des domaines encore plus exotiques comme l'ultraviolet. On reviendra d'ailleurs sur ce point dans la suite du manuscrit car il sera au cœur des objectifs de mes travaux de thèse. En conclusion, il est vite apparu que les limitations des fibres HCPCF-BIP brideront leur potentiel applicatif et que des solutions innovantes devront être trouvées.

1.2.2 Les fibres creuses à couplage inhibé (HCPCF-CI)

En parallèle du développement des fibres HCPCF-BIP, la fabrication d'une fibre creuse d'un nouveau genre a été proposée en 2002 par Benabid *et al.* où un guidage large bande a été observé, passant des 70 THz classiques à des valeurs pouvant dépasser une octave [26]. A l'époque, ce point était en totale contradiction avec les caractéristiques des BIP et a suscité beaucoup d'interrogations. Ce n'est qu'en 2007 [27] qu'une première explication a été proposée en s'inspirant du principe d'état lié (ou quasi-liés) dans un continuum (BIC : Bound-states In Continuum, ou QBIC : Quasi-BIC) théorisé par Von Neumann et Wigner en 1929 [28], [29] puis observé expérimentalement pour la première fois par Capasso *et al.* dans un semi-conducteur en 1992 [30].

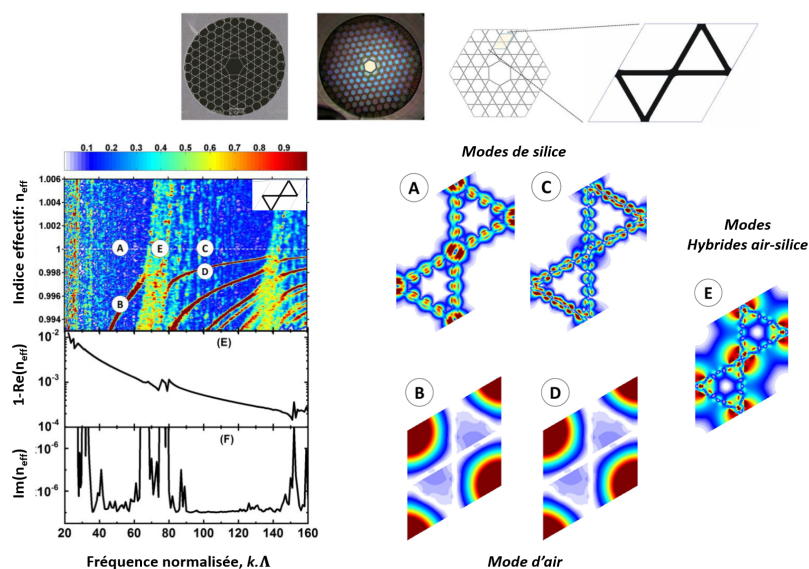


Figure 1.11: DOPS d'une fibre HCPCF-CI à maille kagomé en fonction de la fréquence normalisée [27]. Les différents modes de la gaine sont indiqués à droite.

La Fig. 1.11 illustre la DOPS d'une fibre HCPCF-CI à maille Kagomé. Il faut constater en premier lieu que cette fibre ne présente pas de bandes interdites, ce qui confirme

la coexistence des modes de la gaine et du cœur quelle que soit la fréquence comme mentionné précédemment. En scrutant la nature des modes guidés de la gaine, le concept général de guidage qui s'opère dans ces structures peut commencer à être approché. Ainsi, on distingue trois types de modes différents. Le premier type se caractérise par des états photoniques hautement oscillatoires et localisés, observables avec les modes A et C qui présentent une courbe de dispersion abrupte en bleu. Le mode A est radialement invariant, tandis que le mode C présente une oscillation. Le deuxième type de modes se compose des modes d'air du réseau, situés dans le trou hexagonal du motif de Kagomé, représentés par les modes B et D. Ces modes interagissent peu avec les modes de silice, indiqués en marron. Enfin, le troisième type de modes est une hybridation des modes de silice et d'air avec une forte densité d'état, représenté par le mode E. Ces modes se localisent (résonnent) à des fréquences spécifiques qui peuvent être déterminées en utilisant l'équation 1.3 du modèle ARROW (ici t correspond à l'épaisseur des ponts de silice qui entoure le cœur d'air de la fibre et qui forme la couche anti-résonant de haut indice) et sont responsables de l'augmentation du niveau de pertes comme l'indique la partie imaginaire de l'indice effectif n_{eff} entre les deux zones $30 < k\Lambda < 65$ et $80 < k\Lambda < 150$. Il est important de noter que si le modèle ARROW est en bon accord avec les zones de non guidage, il ne permet pas d'expliquer et d'optimiser le confinement de la lumière hors résonance dans ces structures.

Pour cela et compte tenu de la co-existence modale, obtenir des performances de guidage dans ces fibres creuses revient à réduire très fortement le couplage (d'où le terme de « couplage inhibé ») entre le champ du mode de cœur $\phi_{cœur}$ et le mode de gaine ϕ_{gaine} soit $\langle \phi_{gaine} | \Delta n^2 | \phi_{cœur} \rangle \rightarrow 0$, où Δn est le profil d'indice transverse de la structure photonique. Autrement dit il faut introduire une incompatibilité de symétrie c'est-à-dire :

- (a) un fort désaccord de phase entre les composantes transverses du vecteur d'onde des modes de cœur et de gaine.
- (b) et/ou un recouvrement spatial minimal entre leurs champs.

Pour le premier point (a), le mode fondamental de cœur ayant une phase transverse très lente comme l'illustre la Fig. 1.12 de gauche, il convient alors que la phase transverse des modes de gaine soit très rapide (représentée par le nombre azimutal m) afin de réduire la puissance couplée qui suit une tendance exponentielle avec ce même nombre m . En approximant les modes de gaine à ceux d'une membrane fine d'épaisseur t et de longueur l , le nombre d'oscillations du champ transverse de ces modes peut être défini de manière simplifiée par la relation :

$$m = n_{eff}\left(\frac{l}{\lambda}\right) \left(1 - \pi \left(\frac{t}{l}\right)\right) \quad (1.9)$$

Ainsi, il apparaît que pour réduire ce recouvrement, il est préférable, si ce n'est essentiel, de diminuer l'épaisseur des structures de silice et d'en augmenter les longueurs. Le second point (b) porte lui principalement sur l'impact des plots de silice dans la gaine qui, par leur épaisseur, présentent un nombre azimutal faible et favorisent donc un couplage modal. L'astuce ici consiste à éliminer ou du moins éloigner ces nœuds de silice comme l'illustre la Fig. 1.12 de droite. Pour cela le cœur creux de forme classiquement circulaire ou hexagonale a été modifié en courbant les arches de la structuration délimitant le cœur de la gaine air/silice. On parle alors de fibre à « courbure négative » ou fibre « hypocycloïdale ». Ce point sera à l'origine de nouveaux résultats obtenus en 2010 par Wang *et al.* [31] qui ont réellement lancé la course à la réduction des pertes par confinement.

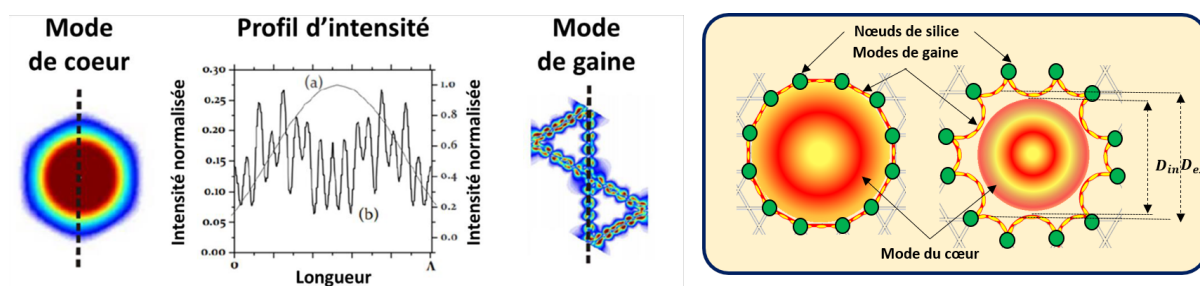


Figure 1.12: (gauche) Évolution transverse du profil d'intensité du mode du cœur et de celui de la gaine pour une HCPCF-CI. (droite) Comparaison spatiale du mode fondamental du cœur confiné dans une fibre Kagomé avec un contour du cœur circulaire et pour un contour à courbure négative. Les modes du contour du cœur et les modes guidés dans les nœuds de silice (couleur verte) sont indiqués.

Ainsi, les valeurs d'atténuations sont passées progressivement de 180 dB/km à 1550 nm en 2010 [31] à quelques dizaines de dB/km en 2013 [32] pour finir en dessous de la barre emblématique des 10 dB/km avec la valeur de 8,5 dB/km à 1030 nm en 2018 [33]. En complément de ces travaux sur les fibres HCPCF-CI à maille Kagomé, une seconde configuration de gaine a été fortement étudiée par la communauté qui a constitué une seconde étape clé dans l'amélioration des performances de ces fibres. Cette structure de fibre à CI repose sur une maille dite tubulaire qui a été initiée par les travaux de Pryamikov *et al.* en 2011 [34]. L'avantage intrinsèque de cette configuration de gaine est qu'elle se compose de tubes de silice suspendus dans l'air impliquant nécessairement un paramètre de courbure du cœur optimal. De plus, les tubes ne se touchent pas entre eux, prévenant ainsi la création de plots de silice synonymes de forts

couplages (car liés à un nombre azimutal faible) et donc de pertes supplémentaires. De nouveaux records en termes de transmission ont alors pu être démontrés comme en 2017 par notre groupe avec 7,7 dB/km à 770 nm [35]. Cela a aussi initié l'apparition de nouveaux designs avec une complexification des structures par l'association de deux tubes juxtaposés (configuration nommée "conjointed tube" [36]), par l'ajout d'un second tube au sein de chaque tube (configuration nommée "nested tube" [37]) ou encore par l'utilisation d'une seconde gaine (configuration nommée "hybrid" [38]) qui ont permis d'améliorer le confinement à des valeurs respectivement de 2 dB/km en 2018 et de 0,28 dB/km en 2020 aux longueurs d'onde télécom et de 1,6 dB/km en 2021 pour la région spectrale du 1 μ m. Finalement, tout dernièrement en 2022, la réalisation d'une fibre dite à double nested a permis d'atteindre la valeur record de 0,174 dB/km à 1550 nm [39], c'est-à-dire des niveaux de pertes comparables aux meilleurs résultats des fibres standard silice SMF [40], [41]. L'ensemble de ces évolutions est tracé sur la Fig. 1.13.

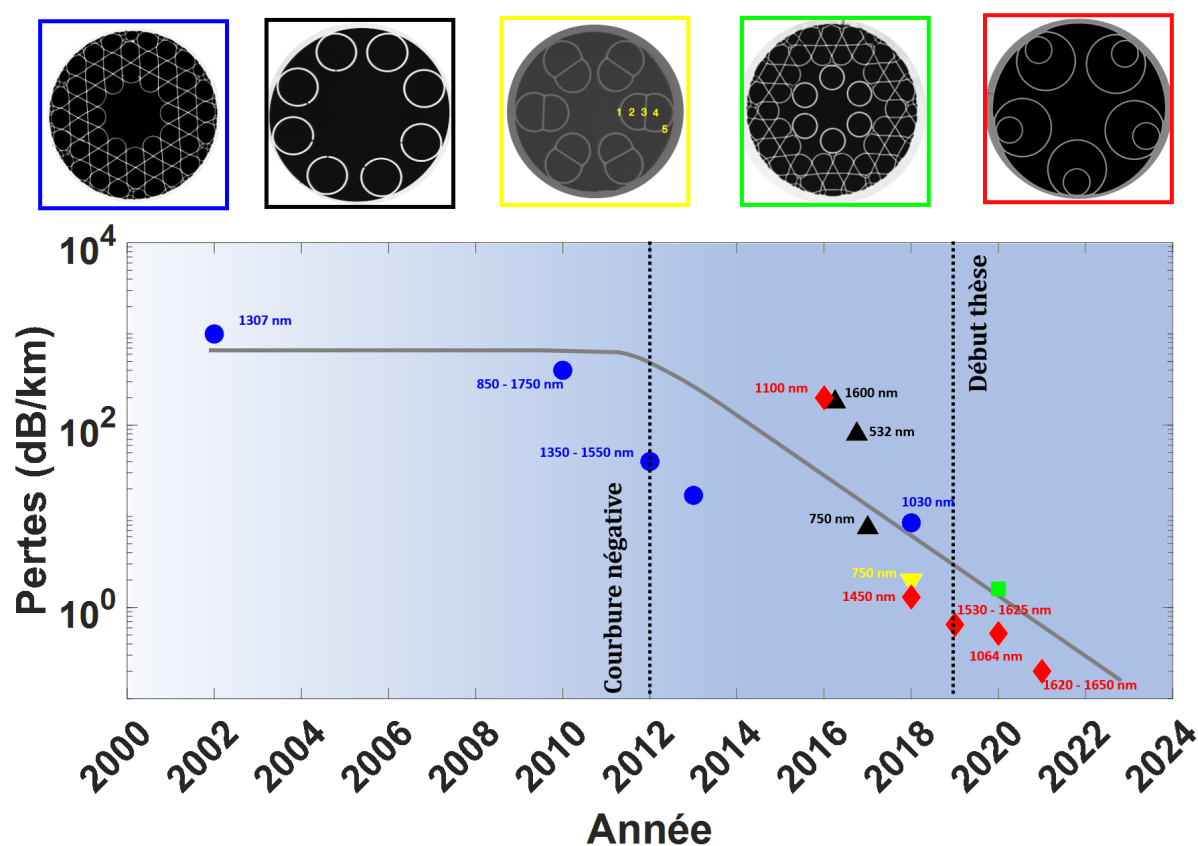


Figure 1.13: Évolution des pertes des fibres HCPCF-CI au cours des 20 dernières années. Les longueurs d'onde de travail ainsi que les designs de fibres sont indiqués (bleu : gaine Kagomé, noir : gaine tubulaire, jaune : gaine conjointed tube, rouge : gaine nested tube et vert : gaine hybride).

1.3 Les différentes sources de pertes dans les HCPCF

Au cours des vingt dernières années les performances des fibres creuses n'ont cessé de progresser pour aujourd'hui devenir de véritables candidates et plateformes technologiques pour une multitude de domaines parmi lesquels on compte l'optique non linéaire [42], [43], [44], [45], l'optique quantique [46], [47], la métrologie [43], [44], [48] ainsi que les laser [48], [49] et [50]. Cependant, des secteurs applicatifs restent encore en attente d'améliorations pour réellement pouvoir considérer ces fibres comme une solution de rupture parmi lesquels on peut citer les télécommunications optiques et le domaine de l'ultraviolet qui est aujourd'hui en plein essor. Afin de proposer de nouvelles avancées, il convient dans un premier temps d'identifier les différents mécanismes de pertes et leurs conséquences qui sont à la base de ces défis. Ainsi, après avoir discuté les mécanismes de guidage de ces fibres, nous allons dans ce paragraphe décrire les différentes sources de pertes présentes dans les HCPCF avec un focus sur les fibres HCPCF-CI.

1.3.1 Les pertes par confinement (CL)

La première source de pertes correspond à la capacité du guide d'onde à confiner la lumière et porte communément le nom de pertes par confinement ou CL (pour confinement loss en anglais). Dans le cas des fibres creuses, ces pertes dépendent principalement de la structure de la gaine de la fibre et donc du choix des paramètres opto-géométriques de cette dernière. Pour les fibres HCPCF-BIP il est difficile de trouver des liens directs entre ces valeurs et les atténuations induites impliquant que seule une approche numérique est envisageable alors que pour les fibres HCPCF-CI plusieurs travaux récents ont été rapportés en ce sens. Afin d'illustrer ce point, nous prenons comme exemple le cas spécifique d'une fibre HCPCF-CI à maille tubulaire à 8 tubes que j'ai particulièrement étudiée au cours de mes travaux de thèse. La Fig. 1.14(a) illustre les paramètres géométriques de cette fibre, où R_{co} représente le rayon du cœur de la fibre, R_t est le rayon du tube qui forme la gaine de la fibre, t désigne l'épaisseur des ponts de silice de ces tubes, et δ correspond au gap ou distance inter-tube. Dans ce cas précis, le minimum des pertes par confinement peut être décrit simplement par une formule analytique donnée par l'équation 1.10 mettant en jeu les différents paramètres géométriques de la structure [51].

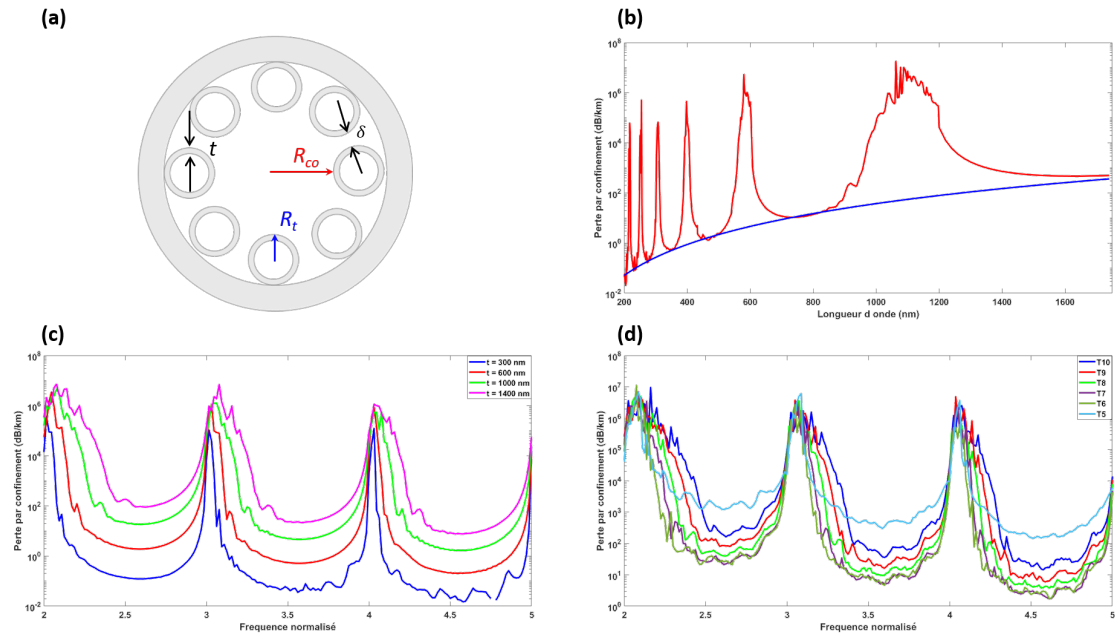


Figure 1.14: (a) Représentation schématique d'une fibre HCPCF-CI à 8 tubes, (b) les pertes par confinement associées en fonction de la longueur d'onde pour un rayon de coeur $R_{co} = 20,7 \mu\text{m}$, une épaisseur $t = 580 \text{ nm}$, un rayon de tube $R_t = 8 \mu\text{m}$ et un gap $\delta = 3 \mu\text{m}$. Évolution de ces pertes en fonction de l'épaisseur de silice du tube t (c) et (d) en fonction du nombre de tubes.

$$CL_{min}(\lambda) = 5 \times 10^{-4} \frac{\lambda^{4.5}}{R_{co}^4} \left(1 - \frac{t}{r}\right)^{-12} \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{t\sqrt{r}} e^{\frac{2\lambda}{r(n^2-1)}} \quad (1.10)$$

De cette équation il apparaît plusieurs règles à suivre :

- (i) **Taille du coeur R_{co} :** Comme pour le cas des guides d'onde capillaire, les pertes sont inversement proportionnelles au rayon du coeur mais ici avec un coefficient plus élevé (exposant 4). De la même façon, augmenter le coeur améliore le confinement mais a aussi pour conséquence de rendre la fibre multimodale. Selon les applications, un compromis sera à trouver.
- (ii) **Épaisseur des ponts de silice des tubes t :** Si l'épaisseur des ponts de silice t joue un rôle essentiel sur les fréquences qui seront ou non guidées par la fibre due à l'effet d'anti-résonance, elle influence également la valeur des pertes par confinement avec une tendance à l'amélioration quand les ponts sont affinés. Cela s'explique aussi d'un point de vue modal puisque réduire t a pour conséquence de réduire m (voir équation 1.9) et donc par extension le couplage entre les modes du coeur et ceux de la gaine. Aussi, la largeur des bandes de transmission peut être exprimée en fonction de ce paramètre par l'équation suivante :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2t\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.11)$$

Ces tendances peuvent être retrouvées avec le résultat de simulations numériques basées sur la méthode des éléments finis (ici, le logiciel commercial Comsol est utilisé) qui sont présentées dans la Fig. 1.14(b) et 1.14(c).

Il est à noter que d'autres paramètres plus subtils, qui n'apparaissent pas directement dans l'équation 1.10, doivent être pris en considération car impactant fortement le confinement. Ainsi, la distance entre deux tubes (inter-tubes) doit être optimisée. En effet, réduire ce gap aura pour effet de réduire la présence d'un canal de fuite pour le mode du cœur mais d'un autre côté il aura pour conséquence d'augmenter le couplage avec les modes de silice des tubes. Pour cela, au sein de notre groupe, nous avons récemment proposé d'utiliser le vecteur de Poynting, pour calculer le flux de puissance dans les directions radiales et transversales de la fibre tubulaire, afin de localiser et quantifier les zones de fuite du mode du cœur en fonction de la distance δ [52]. Aussi, le nombre de tubes utilisé pour former la gaine est important. Là encore, un compromis est à trouver comme l'illustre la Fig. 1.14(d), où le rayon du cœur reste constant, en modifiant le nombre de tubes.

Finalement, il est important de noter que d'après l'équation 1.10, les pertes par confinement sont proportionnelles à $\lambda^{4,5}$. En conséquence, les pertes totales devraient diminuer avec la longueur d'onde, ce qui en réalité n'est pas le cas comme nous l'avons abordé en début de chapitre et qui laisse sous-entendre qu'un autre mécanisme de pertes devient prédominant aux courtes longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

1.3.2 Les pertes par courbure (BL)

Une seconde source de pertes repose sur des pertes additionnelles qui sont créées lorsque la fibre est courbée qui se traduit physiquement par une délocalisation du mode guidé (voir Fig. 1.15a et Fig. 1.15b). On parle alors de pertes par courbure ou macro-bending notées BL (pour bending loss en anglais) et on l'exprime en dB par unité de longueur (dB/km) ou par unité d'enroulement (dB/tour). Il est à noter que selon le mécanisme de guidage, la sensibilité des fibres creuses à cet effet diffère. Ainsi, les HCPCF-BIP y sont quasiment insensibles [21] alors que les fibres HCPCF-CI présentent une forte dépendance [17]. A ce jour, une équation analytique décrivant les BL pour les fibres HCPCF-CI n'a pas encore été rapportée dans la littérature. Une étude par un solveur du type Comsol est donc nécessaire. Pour illustrer ce point, la

fibre tubulaire à 8 tubes a été simulée pour différents rayons de courbure R_c puis tracée sur la Fig. 1.15(c). On constate que plus le R_c augmente plus les pertes diminuent de façon quasi exponentielle. De plus, ces pertes sont trouvées bien plus importantes aux courtes longueurs, corroborant la tendance en $1/\lambda^2$ de Marcatili présent dans les guides d'onde capillaire [2]. De la même façon, il est à noter que plus la dimension du cœur sera élevée, plus la sensibilité aux courbures sera importante comme l'indique la Fig. 1.15(d) où les pertes minimales passent de 10 dB/km pour un cœur de 12,8 μm de rayon à 150 dB/km pour un cœur doublé à la fréquence normalisée de 4,5. Ce point sera à considérer tout particulièrement dans l'optique de concevoir des fibres HCPCF-CI performantes pour le visible et l'ultraviolet.

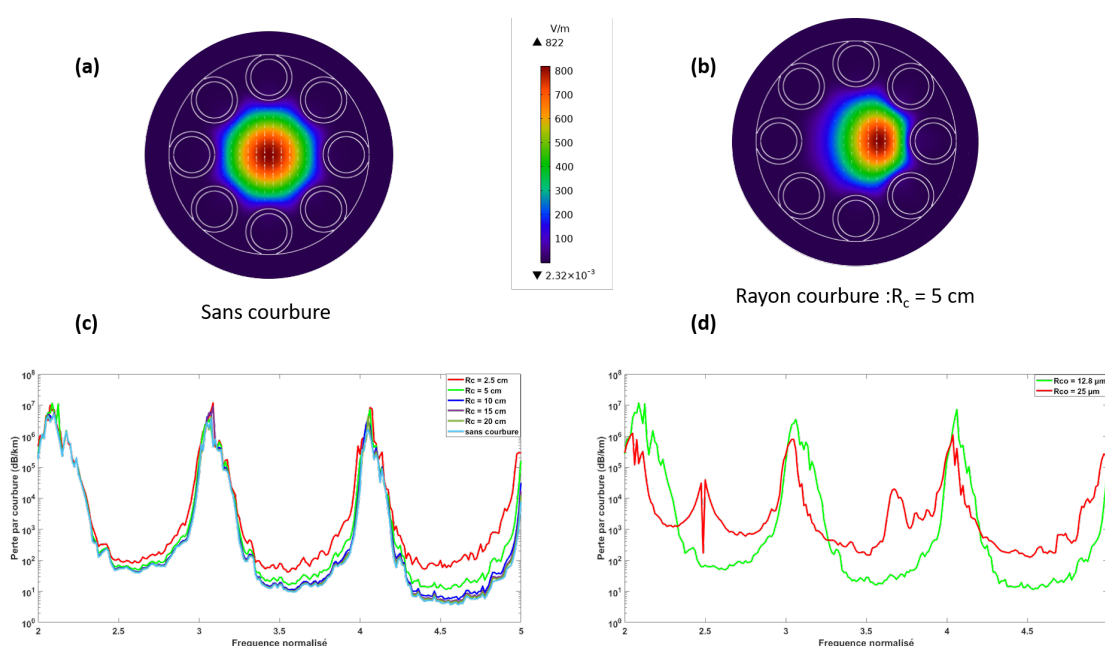


Figure 1.15: Représentation du champ du mode fondamentale EH_{11} pour (a) une configuration sans courbure, (b) une configuration courbée. Évolution des pertes par courbure d'une fibre HCPCF-CI à 8 tubes pour (c) différents rayons de courbure et (d) pour deux diamètres de cœur.

1.3.3 Les pertes par micro-courbure (MBL)

Une autre source de pertes a été récemment identifiée comme jouant un rôle non négligeable dans le cas des fibres creuses qui se dénomme pertes par micro-courbure ou SSL (pour micro-bending loss en anglais) [53]. En effet, lorsqu'on applique une courbure à une fibre ou suite à des imperfections induites lors des procédés de fabrication du type rugosité de surface (que l'on discutera dans la dernière partie), des micro-déformations ou micro-fissures peuvent apparaître et générer des pertes addi-

tionnelles par couplage modale. Cet effet, décrit dans les années 80 pour les fibres à cœur solide [54] peut être décrit par l'équation suivante :

$$MBL = \beta_0^2 C (\Delta\beta_{01}) (\langle 0|x^2|0\rangle - \langle 1|x^2|0\rangle^2) \quad (1.12)$$

où β_0 est la constante de propagation du mode fondamental du cœur, $C(\Delta\beta_{01}) = C_0/(\Delta\beta_{01}^2)$ représente la densité spectral de puissance (PSD) du procédé stochastique de micro-courbures calculé à $\Delta\beta_{01}$, (étant la différence entre les constantes de propagation du mode fondamental du cœur et les modes de type LP_{11}) et $C_0 = 1$.

À son tour, $\langle 0|x^2|0\rangle$ est la puissance perdue par le mode fondamental du cœur alors que $|\langle 1|x^2|0\rangle|^2 = 0$ est la puissance transférée du mode fondamental aux modes de type LP_{11} . Pour le cas d'une fibre HCPCF-CI à maille tubulaire à 8 tubes, un récent travail publié en 2023 par notre collaborateur F. Melli *et al.* a permis de traduire cet effet par la formule analytique suivante [55]:

$$MBL_{min} = K \frac{2^{3+2p} \pi^{2+p}}{(u_{1,1}^2 - u_{0,1}^2)^p} n_{eff}^{FM^2} n_g^p C_0 \frac{R_{coeff}^{2(p+1)}}{\lambda^{2+p}} \quad (1.13)$$

Dans le cas d'une fibre T8 où le nombre de tubes est égal à 8, la valeur $K=0,0554$, n_g l'indice de l'air est égale à 1, $u_{n,m}$ est la racine mième de l'équation $J_{n-1}(u_{n,m}) = 0$, FM désigne le mode fondamental guidé dans le cœur d'air, et p est utilisé pour déterminer la dépendance de la perte de MBL sur le rayon du cœur R_{co} de la fibre et la longueur d'onde, dans ce analyse $p=2$ [55].

Il convient de mentionner que bien que nous présentions les contributions dues aux MBL dans ce paragraphe, sa description pour le cas des fibres creuses comme modèle reste encore en cours de construction.

1.3.4 Les pertes par rugosité de surface (SSL)

Une dernière source de pertes reste à mentionner qui provient de l'apparition d'ondes de surface par effet thermodynamique dans un matériau fondu lors de sa phase de refroidissement se traduisant par la formation d'une rugosité et donc de pertes de surface par diffusion ou SSL (pour surface scattering loss en anglais) [56]. Dans le cas des fibres optiques à cœur creux, ces ondes portent le nom d'ondes capillaires de surface (ou SCW pour surface capillary waves en anglais) et induisent la présence de la rugosité à l'interface du matériau diélectrique silice et de l'air (c'est à dire autour et à l'intérieur des tubes d'air) pendant l'étape de fibrage où le verre silice est chauffé à des températures de plus de 2000 °C suivi par un refroidissement brutal de la préforme à

température ambiante. Cet effet a été observé pour la première fois par Roberts *et al.* en 2005 dans une fibre HCPCF-BIP [22], démontrant que ce phénomène était à l'origine de la limitation des performances obtenues en suivant une tendance inversement proportionnelle au cube de la longueur d'onde (voir Fig. 1.16(a)). Cette rugosité prend une forme aléatoire d'amplitude moyenne pic à pic de $\pm 0,6 - 0,8$ nm valeur mesurée par microscopie à force atomique (ou AFM pour Atomic Force Microscope en anglais) à l'époque sur une longueur de fibre de $10 \mu\text{m}$ seulement limitée par la méthode.

Pour intégrer l'aspect statistique de l'évolution de la rugosité, il convient d'analyser les profils mesurés dans le domaine des fréquences spatiales en utilisant la densité spectrale (ou PSD ou power spectral density en anglais) noté $S_z(f)$, qui représente la moyenne quadratique des amplitudes des composantes de la rugosité sur une plage de fréquences spatiales le long de la fibre (voir la Fig. 1.16(b)). L'évolution suit une tendance en $1/f$ [22] avec une dépendance au périmètre du contour du coeur W :

$$S_z(f) = \frac{k_B T_g}{4\pi\gamma f} \coth\left(\frac{fW}{2}\right) \quad (1.14)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, γ correspond à la tension superficielle et T_g la température de fusion. Dans le cas d'une interface air/silice, le ratio T_g/γ couramment utilisé est de $5000\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{J}$ pour une préforme de dimension millimétrique et de $3100\text{K}\cdot\text{m}^2/\text{J}$ pour une fibre de dimension micrométrique.

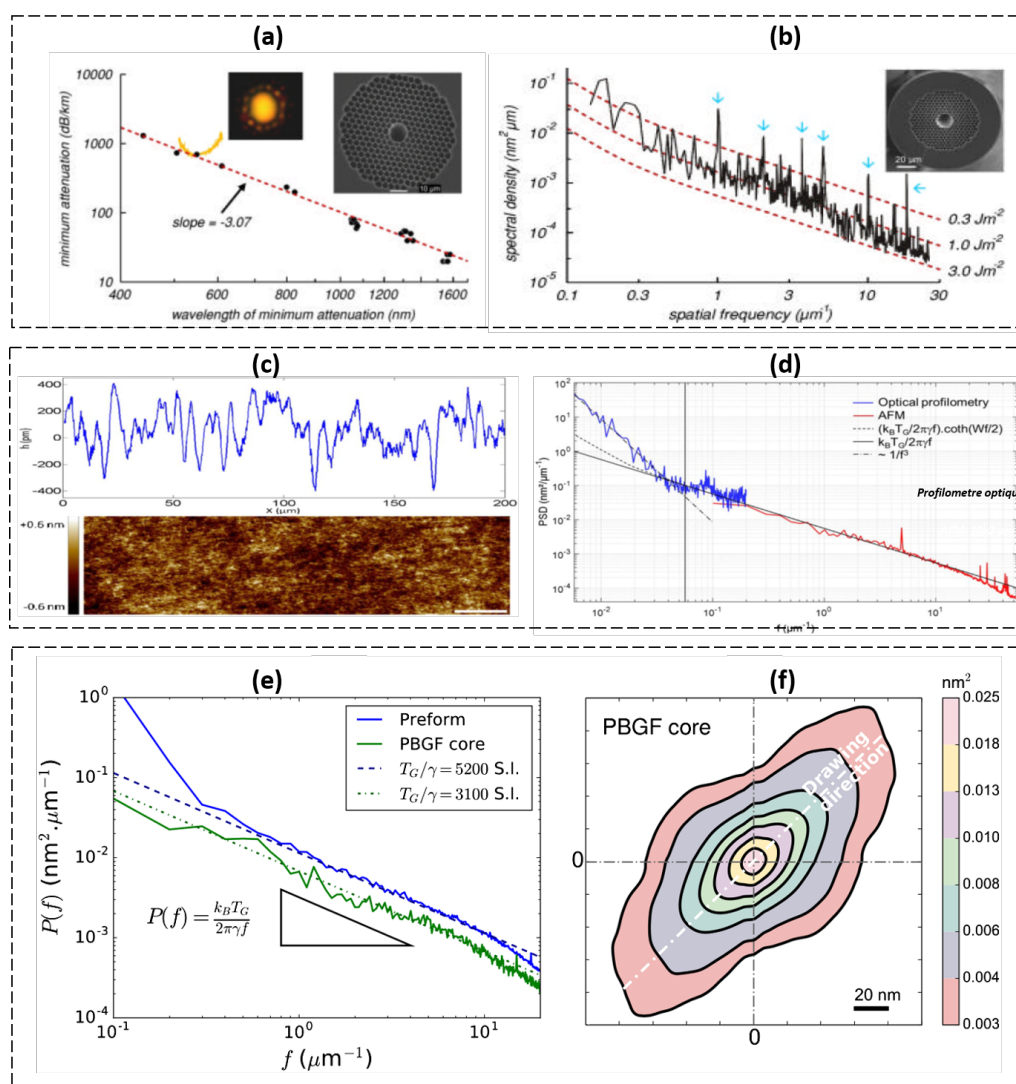


Figure 1.16: (a) Minima d'atténuations mesurées pour des fibres HCPCF-BIP 7 cell démontrant une tendance inversement proportionnelle au cube de la longueur d'onde [22]. (b) Densité spectrale mesurée sur 10 μm de long au niveau du contour silice entourant le cœur d'air d'une fibre HCPCF-BIP à 19 cell par AFM. (c) Mesures de la rugosité sur une distance augmentée à 200 μm en utilisant un profilomètre optique et (d) sa densité spectrale de puissance (PSD) associée. Les diverses tendances en $1/f$ et $1/f^3$ y sont tracées [57]. (e) Comparaison de mesures PSD entre une fibre HCPCF-BIP et une préforme complétée par (f) la démonstration de l'anisotropie de la rugosité de la surface pour une fibre HCPCF-BIP observée dans la direction de l'étréage [58].

Plus récemment, en 2014 [59] puis en 2016 [57] des travaux ont été poursuivis en utilisant, en complément de l'AFM, une nouvelle technique basée sur un profilomètre optique ultra-sensible à base d'interférence de polarisation développé par Gleyzes *et al.* [60] qui a permis de mesurer la rugosité sur une distance jusqu'à 200 μm (soit 20 fois plus que l'état de l'art de l'époque, voir la Fig. 1.16(c)) correspondant à une gamme

de fréquence spatiale bien plus grande [$3 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1} - 30 \mu\text{m}^{-1}$] (voir la Fig. 1.16(d)). Cette approche très prometteuse sera décrite en détail dans le Chapitre 2 et fera l'objet d'un développement spécifique de mes travaux de thèse en tant qu'outil privilégié pour caractériser les rugosités des fibres creuses qui seront fabriquées par diverses techniques. Les résultats ont alors permis de faire apparaître aux courtes fréquences spatiales la présence d'une fréquence de coupure f_c ainsi qu'un changement d'évolution pouvant être approximé par une loi en $1/f^3$. Il est important de noter que très peu de littérature existe à ces basses fréquences et que ces résultats seront à compléter afin de mieux comprendre les phénomènes de rugosité de surface qui sont présents dans les fibres creuses. Enfin en 2017, Bresson *et al.* ont réalisé des mesures de rugosité qui ont confirmé les résultats précédents (voir Fig. 1.16(e) mais surtout qui ont montré (voir Fig. 1.16(f) que la formation de ces ondes capillaires pouvait ne pas suivre un phénomène stochastique mais à l'inverse être amplifiée par l'axe de direction de l'écoulement de la préforme lors du procédé d'étirage des fibres [58].

En parallèle de ces études, des équations ont été proposées afin d'évaluer les pertes par SSL dans les fibres creuses, en commençant par 2014 avec la formule suivante [61] :

$$\alpha_{SSL} = \eta \times F \times (\lambda/\lambda_0)^{-3} \quad (1.15)$$

où F est l'intégrale de recouvrement optique du mode fondamental du cœur d'air avec le contour silice, λ la longueur d'onde et λ_0 est une constante de calibration. En 2016 [51], il a été tiré de cette équation que les minima des pertes SSL peuvent être déterminés analytiquement, pour notre exemple d'une fibre HCPCF-CI à maille tubulaire, par :

$$SSL_{min} = 0,63\eta\lambda_0^3 \frac{1}{R_{co}^3} \frac{1}{\lambda} \quad (1.16)$$

Enfin, une reformulation de l'équation 1.15 a permis de montrer que les pertes par SSL sont directement proportionnelles à la qualité de surface par le carré de la racine quadratique moyenne (ou RMS pour Root-Mean-Square) ($\alpha_{SSL} \propto h_{rms}^2$).

Par conséquent, diminuer les pertes par SSL implique de contrôler et/ou de réduire l'amplitude de la rugosité induite lors des étapes de fabrications des fibres optiques à cœur creux.

1.3.5 Les pertes totales (TL)

Pour finir, les pertes totales (TL pour Total Loss en anglais) régissant les performances de transmission des fibres HCPCF correspondent à la somme des différents mécan-

ismes décrits ci-dessus à savoir :

$$TL = CL + BL + MBL + SSL \quad (1.17)$$

L'évolution de ces pertes est donc complexe et trouve de multiples facteurs dont le poids de chacun peut différer selon les mécanismes de guidage (BIP ou CI). Cependant, afin de donner un aperçu de chacune des contributions et de ses conséquences, nous avons choisi volontairement de tracer les résultats d'une fibre HCPCF-CI à maille tubulaire à 8 tubes qui nous a servi d'exemple tout au long de ce chapitre. Aussi, afin de simplifier la figure, les pertes par BL seront tracées pour un rayon fixe de courbure de 25 cm (choix arbitraire). De la figure 1.17, il apparaît clairement que les niveaux de pertes actuels dans les fibres creuses à CI sont dominés principalement par les pertes par SSL et MBL aux courtes longueurs d'onde ($< 1 \mu\text{m}$) et par le confinement (ou CL) pour les longueurs d'onde supérieures. Il faut noter que ce point de croisement des minima CLmin et SSLmin est optimisable et peut donc être soit repoussé vers les courtes longueurs d'onde telles que l'ultraviolet en travaillant sur la dynamique des matériaux afin de réduire la rugosité de surface, ou inversement décalé aux hautes longueurs d'onde vers le spectre des télécommunications optiques en concevant de nouvelles structures ayant un confinement de la lumière plus élevé. Finalement, ce tracé confirme aussi que réduire les pertes par rugosité de surface permettra d'atteindre des pertes de transmission bien en dessous de la limite fondamentale de la diffusion Rayleigh de la silice (SRSL) des fibres classiques à gradient d'indice. L'ensemble de ces résultats confirme l'importance de « traiter » la problématique de la rugosité de surface dans les fibres HCPCF. Dans cet objectif, mon travail de thèse devra porter à la fois sur la mise en place de dispositifs innovants pour la caractérisation de surface au sein des fibres creuses ainsi que sur l'exploration de nouveaux procédés de fabrication pour contrôler et/ou diminuer cette rugosité.

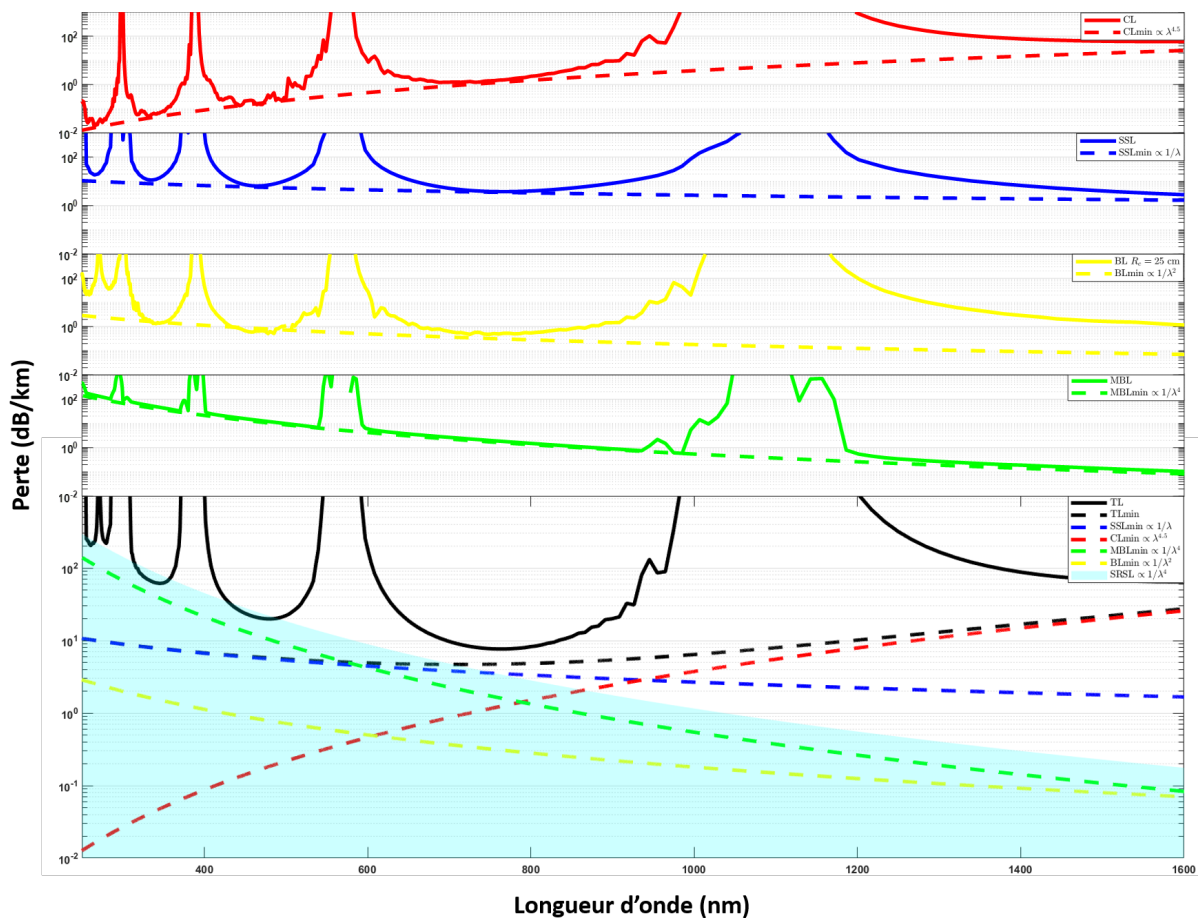


Figure 1.17: Évolution des différentes sources des pertes pour l'exemple d'une fibre HCPCF-CI à 8 tubes de diamètre de coeur 40 μm et d'épaisseur silice des ponts $t = 580 \mu\text{m}$.

1.4 Objectifs de la thèse

Dans ce contexte, ma thèse sera structurée en quatre chapitres dont les contenus sont résumés ci-dessous :

Chapitre 2:

Ce chapitre aura pour objectif de présenter les notions théoriques essentielles pour comprendre ce qu'est une rugosité de surface et définir les paramètres mathématiques associés permettant d'analyser son profil sur le plan statistique. Nous examinerons spécifiquement les différentes fonctions spatiales de distribution de probabilité d'amplitude et de densité de puissance qui seront utilisées par la suite lors de l'analyse des mesures expérimentales. Puis, cette partie présentera en détail la réalisation d'un profilomètre optique de résolution picométrique basé sur le principe d'interférence de polarisation

que j'ai construit en totalité (en collaboration avec l'institut de la vision à Paris) et qui sera utilisé tout au long de mes travaux pour mesurer la rugosité des fibres creuses. Les différentes étapes de construction du dispositif ainsi que les performances associées de cet outil de caractérisation seront décrites. Enfin, des premières mesures réalisées sur diverses structures et configurations de fibres HCPCF (incluant les fibres à BIP et CI) seront présentées.

Chapitre 3:

Ce chapitre abordera les principes généraux de la formation de la rugosité de surface par ondes capillaires dans les fibres HCPCF et leurs conséquences. Ainsi cette section se concentrera dans un premier temps sur la partie théorique pour montrer comment on peut réduire l'amplitude de la rugosité en utilisant de nouvelles techniques de fabrication. En particulier l'idée d'induire un phénomène de cisaillement durant l'étape de fibrage sera retenue puis décrite par un modèle théorique simplifié que l'on a développé. Dans un second temps, cette approche sera implémentée lors de la fabrication des fibres HCPCF. L'accent sera mis sur la réalisation de fibres CI à maille tubulaire ainsi que sur leurs caractérisations en termes de rugosité de surface et de pertes. Les résultats obtenus démontreront une rugosité de surface réduite d'un facteur 3 qui s'est ensuite traduite par une amélioration de l'état de l'art des pertes aux courbes longueurs du visible (< 1 dB/km) et de l'ultraviolet (< 50 dB/km), travaux publiés dans la revue *Nature Communications*.

Chapitre 4:

Ce chapitre sera consacré à l'implémentation d'une seconde méthode de caractérisation de surface basée sur l'utilisation d'une cavité optique résonante qui permet de venir mesurer le coefficient de rétrodiffusion induit par la rugosité de la surface au sein des fibres HCPCF. Le principe ainsi que la méthode d'analyse suivie seront tout d'abord décrits puis un banc expérimental que j'ai réalisé sera présenté. Enfin, les mesures obtenues sur plusieurs structures de fibres HCPCF à CI ainsi que sur des fibres creuses ayant été fabriquées par la méthode de cisaillement seront données. En particulier, il sera montré que l'état de surface des fibres analysées confirme les résultats de rugosité mesurés lors des chapitres précédents, notamment ceux obtenus par le processus de cisaillement.

Chapitre 5:

Enfin le dernier chapitre portera sur l'idée d'étudier une nouvelle technique de fabri-

cation dite opto-thermique qui pourrait potentiellement venir contrôler la rugosité de surface et non pas simplement diminuer son amplitude. Le principe reposera sur un phénomène photo-élastique par application d'un flux optique durant l'étape de fibrage grâce à l'utilisation d'une fournaise spécifique intégrant un système de faisceaux lasers. Ainsi, une première partie décrira le principe à l'aide d'un modèle que l'on a débuté afin d'identifier les paramètres clés et ordres de grandeur nécessaires pour contrôler la formation des ondes capillaires par excitation laser. Puis, la réalisation et l'intégration de ce nouveau type de fournaise seront présentées. Enfin, les premiers résultats obtenus sur des fibres HCPCF à CI à maille tubulaire seront rapportés démontrant un réel potentiel de la technique à moyen terme.

2

Caractérisation et mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un profilomètre optique

Ce chapitre présente d'abord les fondements théoriques pour comprendre et quantifier la rugosité de surface. Il introduit les paramètres mathématiques essentiels pour une analyse statistique du profil de rugosité, notamment les fonctions spatiales de distribution de probabilité d'amplitude et de densité de puissance. Dans une seconde partie, nous décrivons la mise en œuvre d'un instrument fondé sur l'interférence de deux faisceaux laser à polarisations orthogonales. Cet outil, spécialement conçu pour mesurer la rugosité des HCPCF, offre une sensibilité élevée, une résolution picométrique, ainsi qu'une grande dynamique spectrale. Il permettra d'évaluer la rugosité de différentes fibres creuses obtenues par diverses méthodes de fabrication, une évaluation poursuivie dans les chapitres 3 et 5.

Sommaire

2.1	Introduction	53
2.2	Caractérisation et mesure de la rugosité d'une surface	55
2.2.1	Les paramètres de caractérisation d'une rugosité de surface	57
2.2.2	Instruments pour mesurer la rugosité d'une surface	62
2.3	Développement d'un profilomètre optique	67
2.3.1	Principe de fonctionnement	67
2.3.2	Description et développement du profilomètre	71
2.3.3	Performances du profilomètre optique	81
2.4	Mesures de la rugosité de surface dans les HCPCF	86
2.4.1	Techniques de préparation des échantillons	86
2.4.2	Résultats de mesure	88
2.5	Conclusion	92

2.1 Introduction

Le chapitre précédent a mis en évidence le rôle capital de la diffusion de lumière par la rugosité de surface des parois de la maille de verre que représente la gaine d'une HCPCF dans la performance de transmission de ces fibres. Nous remarquons que les travaux reportés sur le sujet sont à la fois peu nombreux, que les modèles théoriques proposés sont approximatifs et reposant sur des hypothèses de travail qui demandent à être confirmées, et qu'enfin les données expérimentales récoltées sur la rugosité de surface sont trop limitées pour donner un aperçu global de la topologie de cette surface et pour servir à construire un modèle physique sur la dynamique de génération de cette rugosité et de sa structure sur toutes les échelles de longueurs nécessaires. Ce manque de connaissance est illustré, entre autres, par l'écart observé entre les données expérimentales et un modèle théorique pour les basses fréquences spatiales (voir Fig. 1.16(d)) [57].

Cette situation s'explique par plusieurs facteurs dont le manque d'un outil expérimental pour mesurer le profil de surface avec une résolution picométrique et une dynamique de l'ordre du millimètre ou plus. Une caractérisation combinant une large dynamique et une fine résolution est non seulement nécessaire pour une meilleure caractérisation de la qualité de surface des HCPCF, mais elle est devenue aujourd'hui essentielle pour tout développement futur des HCPCF par le fait que les pertes par diffusion sont devenues un facteur limitatif à l'effort de réduire les pertes de transmission des HCPCF. Afin de mettre en évidence l'importance de la rugosité de surface, nous rappelons qu'en plus des angles d'incidence et de diffusion, l'intensité diffusée par une surface rugueuse dépend fortement de, $I_s \propto \tilde{h}(\kappa)/\lambda^4 I_i$ [62]. Ici, $\tilde{h}(\kappa)$ est la densité spectrale de puissance et κ la fréquence spatiale (voir sections suivantes pour plus de détails). En assumant une rugosité aléatoire et de distribution normale avec une hauteur quadratique moyenne (RMS) h_{rms} et une longueur de corrélation l_c , Elson *et al.* [62] ont trouvé deux expressions asymptotiques pour la magnitude de la lumière diffusée : $I_s \propto (h_{rms}/\lambda)^2 I_i$ pour $l_c \gg \lambda$, et $I_s \propto h_{rms}^2 l_c^2 / \lambda^4 I_i$ pour $l_c \ll \lambda$. Parallèlement, les travaux menés sur les pertes par diffusion dans les HCPCF montrent une loi d'échelle de la lumière diffusée qui suit la proportionnalité suivante $I_s \propto \lambda^{-3} I_i$ [22], [51]. Ces résultats illustrent clairement la difficulté de dégager une loi relativement générale pour la lumière diffusée par une rugosité de surface dans différentes configurations, l'importance d'avoir une rugosité faible (c.a.d. petites valeurs de h_{rms}) particulièrement pour une guidance à des longueurs d'ondes courtes, mais aussi l'importance de bien connaître clairement la morphologie de surface sur des longueurs suffisamment longues. Pour le cas des

HCPCF, la rugosité sur des longueurs supérieures au millimètre est nécessaire pour estimer le possible couplage de la lumière diffusée dans un mode d'ordre supérieur de la HCPCF ou l'impact sur les pertes par confinements ou encore sur la MPI (multipath interferences) [63], paramètre très important dans les télécommunications. Par exemple la longueur de battement entre le mode fondamental (c.a.d. HE_{11} ou approximativement LP_{01} et les premiers modes d'ordre supérieurs (c.a.d. LP_{11}), $L_{bat} = 2\pi/\Delta\beta$, couvre un intervalle entre 1 mm et 10 mm. Par conséquent si la puissance de densité spectrale du profil de la rugosité contient des composantes non négligeables à des fréquences spatiales inférieures ou égales à L_{bat}^{-1} , la diffusion par surface devient une source de contamination modale.

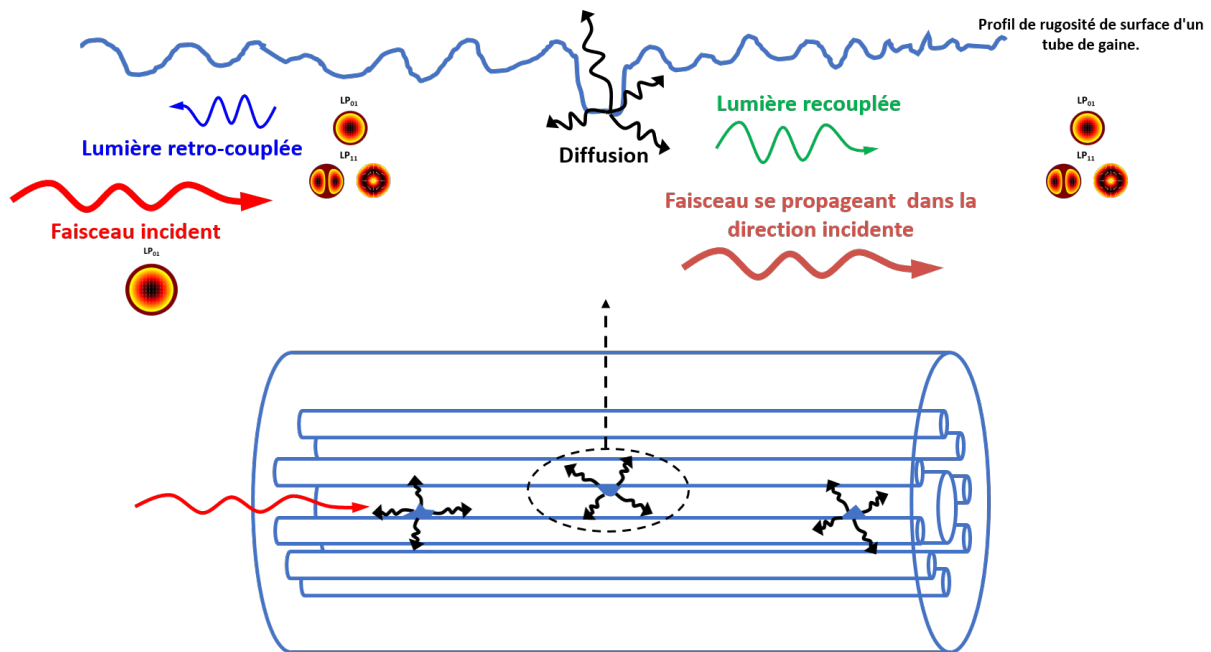


Figure 2.1: Représentation schématique de l'impact de la diffusion de la rugosité de surface sur la propagation du mode fondamentale (FM) dans une HCPCF.

Dans ce cadre le projet du groupe de recherche GPPMM est de mettre en place une chaîne de compétences et d'infrastructures qui comprend de nouveaux procédés de fabrication des HCPCF ayant pour objectif de contrôler la qualité de surface, une plateforme numérique pour la simulation 3D de la dynamique de propagation optique dans les HCPCF et enfin un dispositif expérimental pour mesurer le profil de la surface du contour du cœur d'une HCPCF et les pertes par diffusion. L'objectif de cette chaîne est d'étudier et contrôler la rugosité de surface des HCPCF et leur impact sur les propriétés optiques des fibres. Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans ce projet et comprennent aussi bien la mesure de la rugosité de surface des HCPCF, les

pertes par diffusion que la fabrication de HCPCF. Ce chapitre décrit la conception, la réalisation et la caractérisation d'un profilomètre picométrique répondant aux exigences citées ci-dessus. Le chapitre comprend trois parties. La première est un rappel des bases théoriques nécessaires pour décrire la rugosité de surface et les paramètres mathématiques associés permettant d'analyser son profil. La deuxième partie décrit le développement d'un profilomètre optique basé sur le principe de l'interférence entre deux faisceaux polarisés orthogonalement et démontrant une sensibilité picométrique de seulement $2 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une dynamique de balayage qui peut atteindre le centimètre. Le chapitre se clôture avec une section qui traite de la mesure de rugosité de plusieurs types de HCPCF à la fois pour valider les spécifications du profilomètre mais aussi pour caractériser la rugosité de surface de fibres et les comparer avec les mesures antérieurement publiées.

2.2 Caractérisation et mesure de la rugosité d'une surface

Une surface représente la limite entre un objet et son environnement, elle peut être considérée comme une interface de contact entre deux objets [64]. Cette interface définit le plan le long duquel les surfaces limitantes des deux objets interagissent. La notion de surface, bien qu'apparemment simple à première vue, revêt une complexité inhérente lorsqu'on aborde sa caractérisation de façon rigoureuse. Une première idée reçue serait de considérer toutes les surfaces comme planes, ou de la définir comme une notion mathématique pure, à savoir un espace à deux dimensions.

Cependant, en réalité, une surface peut présenter des ondulations ou des courbures, dépendant de l'échelle d'observation. À une échelle macroscopique, une surface peut paraître lisse et homogène, tandis qu'à une échelle microscopique ou nanométrique, des irrégularités, ondulations et aspérités peuvent devenir apparentes. C'est dans ce contexte que la notion de rugosité de surface entre en jeu. La rugosité caractérise ces irrégularités, fournissant des informations quantitatives sur la distribution, l'amplitude, et la fréquence des « reliefs » d'une surface. Ainsi, pour une description rigoureuse et complète, il est impératif de considérer l'échelle d'observation et de tenir compte à la fois de sa rugosité et de ses ondulations, car ces deux aspects peuvent influencer de manière significative ses propriétés physiques, mécaniques et optiques. Par conséquent, dans les domaines de la physique et de l'ingénierie une surface est aussi définie par une amplitude $h(x, y)$ le long de son axe normal z (voir Fig. 2.2(a)). Cette amplitude décrit

la morphologie de la surface et se caractérise par le fait d'être plus petite que toute longueur caractéristique L du plan de la surface suivant axe x ou y (c.a.d. $h(x, y) \ll L$). Cette morphologie est engendrée par la nature physique de la formation de la surface et/ou par les interactions physico-chimiques entre l'objet et son environnement telles que le frottement en mécanique ou les phénomènes d'oxydation et de corrosion en chimie. La Fig. 2.2(b) illustre les différentes échelles. Dans la pratique, on distingue trois types de longueurs : (i) la longueur mesurée, c'est-à-dire la plus longue longueur qu'un appareil de mesure peut couvrir ; (ii) la longueur des ondulations potentielles, ici il s'agit de variations périodiques bien définies ou des dérives par rapport à un plan nominal de la surface ; et enfin (iii) la longueur minimale pour caractériser la rugosité de surface. Ici il s'agit d'un profil de hauteur aléatoire et dont la moyenne est constante, et qui peut être fixée à zéro (c.a.d. $\langle h(x, y) \rangle = 0$). Dans le cas de ces travaux où on s'intéresse à la rugosité de surface de verre constituant les HCPCF, l'amplitude des surfaces étudiées est d'ordre nanométrique voir sub-nanométrique (centaine de picomètres), et les plus grandes distances mesurées dans l'état de l'art sont de l'ordre de 100 μm .

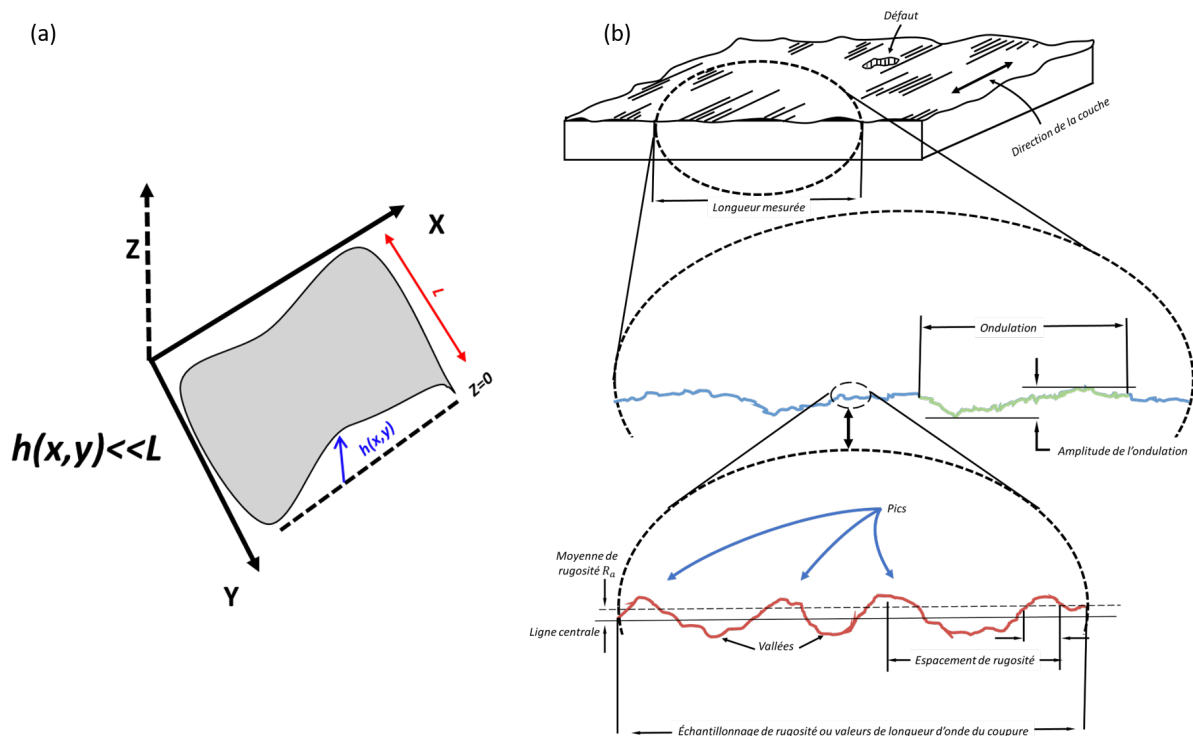


Figure 2.2: (a) Sketch d'une interface dans un plan à trois dimensions, (b) visualisation de l'état de surface, incluant le défaut, la direction de la couche, les ondulations et la rugosité [65], [66].

2.2.1 Les paramètres de caractérisation d'une rugosité de surface

L'état d'une surface se réfère donc aux écarts répétitifs ou aléatoires par rapport à la surface nominale, ce qui crée la topographie tridimensionnelle de la surface. Il englobe la rugosité (nano et microrugosité), l'ondulation (macro-rugosité), la couche et les défauts. Pour commencer, il est important de comprendre ce qu'est un profil. Pour l'évaluer et le quantifier de manière exhaustive, nous rappelons que la rugosité de surface fait référence aux minimales déviations aléatoires d'une surface par rapport à un plan idéal parfaitement lisse, et que par conséquent sa caractérisation obéit aux propriétés stochastiques stationnaires, et pour lesquelles une gamme de paramètres statistiques a été développée. Deux aspects essentiels se dégagent dans la nature d'une surface rugueuse aléatoire :

1. sa dispersion en hauteur par rapport à une hauteur de référence.
2. la variation de ces hauteurs le long de la surface.

Ainsi, les quantités que nous allons considérer tournent autour de la distribution des hauteurs de surface et la fonction de corrélation de surface. Ce sont les deux paramètres descriptifs de surface rugueuse les plus couramment utilisés.

Distribution des hauteurs et le hauteur RMS : Nous examinons $h(r)$ où h est la hauteur de surface en un point $r = (x, y)$ la surface. La distribution des hauteurs est $p(h)$ En général, nous référençons h à une surface moyenne et rendons de plus la distribution centrée en zéro, c'est-à-dire :

$$\langle h(r) \rangle = \int_S h(r)p(h)dh = 0 \quad (2.1)$$

avec la moyenne prise sur la surface considérée S . La hauteur quadratique moyenne (RMS), h_{rms} , de la surface est simplement donnée par :

$$h_{rms} = \sqrt{\langle h(r) \rangle^2} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} h^2(r)p(h)dh} \quad (2.2)$$

Un autre paramètre utile pour décrire la rugosité est la moyenne arithmétique, donné par:

$$h_{arith} = \int_{-\infty}^{\infty} |h(r)|p(h)dh \quad (2.3)$$

Celle-ci peut être facilement reliée à h_{rms} pour une distribution définie.

Morphologie de surface et la longueur de corrélation :

Les paramètres ci-dessus, bien qu'essentiels, ne sont pas sensibles à la morphologie de la surface. Par exemple, on peut avoir des profils de rugosité de surface différents mais

ayant le même h_{rms} . Pour compenser cette limite, on utilise la fonction d'auto-covariance (ACVF) normalisée, qui est aussi liée à la fonction d'auto-correlation (ACF), plus utilisée dans la pratique [67], [68]. Se limitant à un profil de surface unidimensionnel, ACVF est déterminée par l'équation 2.4.

$$C(\xi) = \begin{cases} \frac{\langle h(r)h(r+\xi) \rangle - \langle h(r) \rangle \langle h(r) \rangle}{h_{rms}^2} \\ \frac{1}{Lh_{rms}^2} \int_0^L (h(r) - \langle h(r) \rangle)(h(r + \xi) - \langle h(r) \rangle) dr \\ R_n(\xi) - \frac{\langle h(r) \rangle}{h_{rms}^2} \end{cases} \quad (2.4)$$

avec $R_n(\xi)$ l'ACF normalisée :

$$R_n(\xi) = \frac{R(\xi)}{h_{rms}^2} = \frac{1}{Lh_{rms}^2} \int_0^L h(r)h(r + \xi) dr \quad (2.5)$$

La fonction ACF est la plus utilisée pour représenter la variation spatiale. Aussi, et comme montré dans les équations suivantes on peut déduire de ACF la racine carrée de la moyenne quadratique, h_{rms} , la fonction de structure, $Q(r)$, et la densité spectrale de puissance (PSD), $S(f)$, voir paragraphe ci-dessous pour plus de détail :

$$h_{rms} = \sqrt{2 \int_0^\infty (1 - C(r)) dr} \quad (2.6)$$

$$Q(r) = 2h_{rms}^2(1 - C(r)) \quad (2.7)$$

$$S(f) = \frac{h_{rms}^2}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty C(r)e^{-i2\pi fr} dr \quad (2.8)$$

La fonction de structure (SF) ou la fonction de variance représente le carré moyen de la différence de hauteur attendue sur toute distance spatiale. Elle donne la variabilité de la hauteur de surface en fonction de la distance de séparation entre les points de données. Contrairement à une ACF, qui fournit des informations sur la force et la nature de la corrélation entre les hauteurs de surface, la SF quantifie directement l'ampleur des variations de hauteur. Pour les processus stationnaires, SF est redondante avec l'ACF. Une distribution stochastique est souvent décrite par une autocorrélation gaussienne ou exponentielle. Tableau 2.1 résume les expressions mathématiques de ACF, SF et PSD pour les deux distributions. Nous remarquons qu'en plus du paramètre h_{rms} nous avons la longueur de corrélation l_c . Celle-ci représente essentiellement la distance au-delà de laquelle les hauteurs de la surface ne sont plus corrélées de manière significative. Cela montre que si on mesure la hauteur de la surface à deux points séparés par

une distance supérieure à l_c , les variations de hauteur entre ces deux points seront en grande partie aléatoires et non liées. En d'autres termes, l_c indique la distance à laquelle les propriétés de rugosité de la surface commencent à changer de manière significative. Plus l_c est grand, plus les variations de hauteur sont corrélées sur de plus grandes distances, ce qui implique une transition plus douce entre différentes structures de la surface. En termes pratiques, cela conduit souvent à des caractéristiques de surface plus douces et à des changements de hauteur plus progressifs. La surface peut présenter une transition plus graduelle entre les points élevés et les points bas. Ce type de rugosité peut sembler moins "aléatoire" et montrer un certain niveau de motif ou de cohérence sur des échelles plus larges.

Table 2.1: Expressions mathématiques de l'ACF (Autocorrélation Normalisée), de la SF (Fonction de Structure), et de la PSD (Densité Spectrale de Puissance) pour des distributions gaussiennes et exponentielles.

Processus stochastique	ACF	SF	PSD
Gaussien	$e^{-\left(\frac{r}{l_c}\right)^2}$	$2h_{\text{rms}}^2 \left(1 - e^{-\left(\frac{r}{l_c}\right)^2}\right)$	$\pi h_{\text{rms}}^2 l_c^2 e^{-\left(\frac{fl_c}{2}\right)^2}$
Exponentiel	$e^{-\frac{ r }{l_c}}$	$2h_{\text{rms}}^2 \left(1 - e^{-\frac{ r }{l_c}}\right)$	$\frac{2h_{\text{rms}}^2 l_c^2}{1 + (2\pi fl_c)^2}$

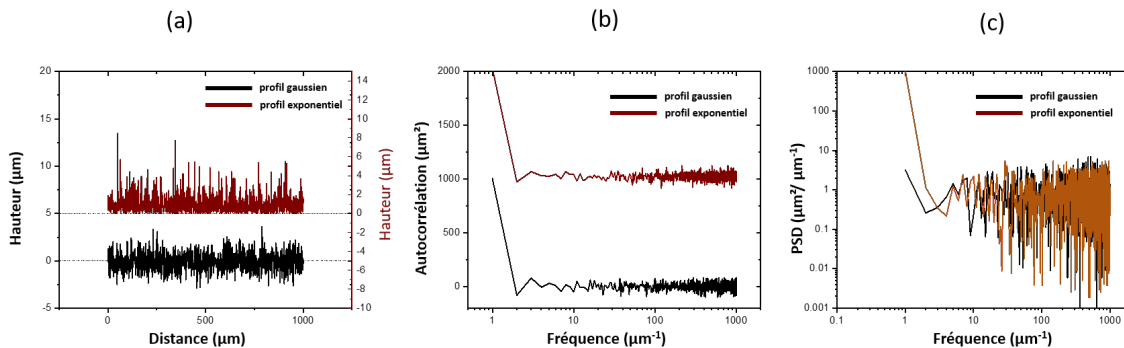


Figure 2.3: Exemples de profils de la (a) hauteur, (b) d'autocorrélation et (c) PSD d'une surface rugueuse ayant la même RMS mais pour une distribution gaussienne (courbe noire) et exponentielle (courbe marron).

Caractérisation spectrale de surface et la densité spectrale de puissance (PSD) :

La fonction PSD mentionnée plus haut est une des représentations les plus utilisées pour décrire la morphologie d'une rugosité de surface et la distribution de hauteurs. La PSD offre la répartition de l'énergie des variations de hauteur d'une surface rugueuse en la décomposant en composantes fréquentielles, permettant ainsi une analyse approfondie de ses caractéristiques spatiales. Comme le montre l'équation 2.8, la PSD est obtenue

en prenant la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de la rugosité de surface. Cette approche offre un moyen précis de quantifier comment l'énergie est distribuée en fonction des fréquences spatiales. Les valeurs élevées de la PSD à certaines fréquences spatiales indiquent que la rugosité présente des variations importantes à ces échelles. Enfin, dans plusieurs applications la mesure de la PSD est la plus pratique. Aussi, il est utile de remarquer qu'il est possible d'extraire de la PSD la racine carrée moyenne (RMS), ainsi que la longueur de corrélation comme indiqué par les équations suivantes :

$$h_{rms} = \sqrt{\int_0^{\infty} S(f) df} \quad (2.9)$$

$$l_c = \frac{|\int_0^{\infty} S(f) df|}{h_{rms}} \quad (2.10)$$

Dans la pratique la mesure du profil d'une surface est limitée à une longueur maximale L_{max} et à une résolution spatiale qui détermine une longueur minimale, L_{min} , en dessous de laquelle l'instrument ne peut pas faire la mesure. En conséquence, la hauteur quadratique moyenne mesurée est donnée par $h_{rms}^{mes} = \sqrt{\int_{f_{min}}^{f_{max}} S(f) df}$ où l'intégration se borne entre $f_{min} = 1/L_{max}$ et $f_{max} = 1/L_{min}$. Fig. 2.3 montre le spectre d'une PSD avec une distribution gaussienne. La figure illustre comment le spectre de la PSD est exploité pour extraire les paramètres clés de la rugosité de surface. Graphiquement, la PSD est généralement représentée sur une échelle log-log, où l'axe y représente la puissance ou la variance de la hauteur de surface par unité de fréquence. L'axe des abscisses représente la fréquence, qui est l'inverse de la longueur du profil sur laquelle la variance est mesurée. La rugosité basse fréquence se produit sur des échelles de longueur plus grandes et la région haute fréquence se produit sur des échelles de longueur plus courtes. La partie plate de la courbe dans l'intervalle basse fréquence, et dont la PSD peut être approximée à une constante PSD(0), correspond à l'échelle de longueur où les événements qui influencent la PSD sont considérés comme "non corrélés". Autrement dit, la formation de rugosité à ces échelles de longueur provient d'événements aléatoires indépendants. Les fréquences supérieures ont celle du point d'inflexion de la courbe de la PSD correspondant à l'échelle de longueur où la rugosité de surface devient corrélée. On remarque facilement que h_{rms}^{mes} , qu'on notera dorénavant h_{rms} , est donnée par la racine carrée de l'aire sous la courbe de la PSD et la longueur de corrélation est donnée par la fréquence d'inflexion. La topologie de surface à ces échelles reflète un mécanisme de formation corrélé. Le point d'inflexion est décrit par la

longueur de corrélation, $f_c = 1/2\pi l_c$, et correspond au début de la décroissance de la PSD. Avant d'analyser cette partie du spectre, il faut noter que le profil spectral d'une surface rugueuse réelle est rarement rigoureusement représenté par une distribution gaussienne ou exponentielle. Pour compenser cette limite, on a recours à des notions de fractales. Ici il ne s'agit pas d'exposer la méthode fractale pour caractériser la rugosité de surface, mais on se limite à introduire l'exposant de Hurst H [69], dont la valeur est un indicateur de l'auto-affinité de la rugosité de surface. Plus important pour l'analyse du spectre d'une PSD, H représente la pente de la région haute fréquence de la PSD, il lie la longueur de mesure à la hauteur quadratique moyenne, comme indiqué les relations de proportionnalité suivantes :

$$S(f) \propto f^{-2H-1} \quad (2.11a)$$

$$h_{rms} \propto L_{max}^H \quad (2.11b)$$

$$l_c \propto h_{rms}^{1/H} \quad (2.11c)$$

On distingue trois régimes : (i) $H = 0,5$ correspond à une rugosité gaussienne auto affine avec une pente de la PSD $\propto f^{-2}$. Il s'agit d'une rugosité générée par un processus Brownien. (ii) $H > 0,5$, la surface est plus lisse à des échelles de longueur plus grandes, et la densité spectrale de puissance (PSD) a une pente plus raide, indiquant moins d'énergie aux fréquences plus élevées mais une surface plus irrégulière à ces échelles de longueur. (iii) $H < 0,5$ est associé à une PSD avec une pente moins prononcée, ce qui traduit une rugosité qui prédomine aux basses fréquences spatiales, indiquant une surface plus lisse à plus grande échelle.

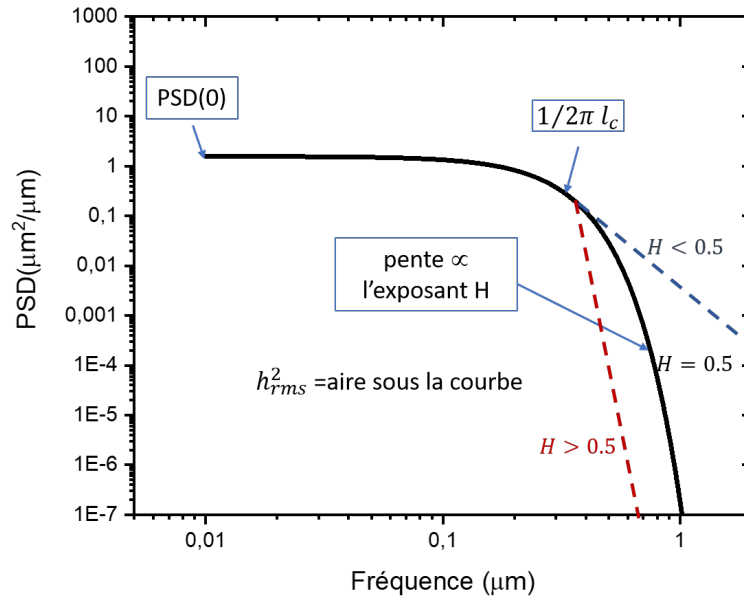


Figure 2.4: Exemple d'un spectre de PSD pour une distribution gaussienne ainsi que la hauteur quadratique moyenne et la longueur de corrélation.

2.2.2 Instruments pour mesurer la rugosité d'une surface

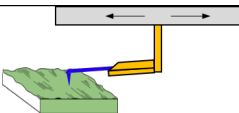
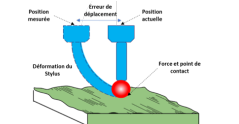
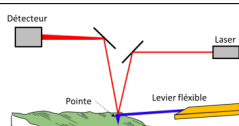
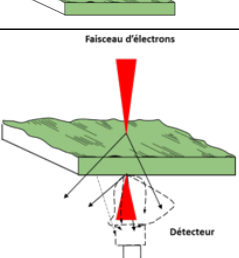
État de l'art

On trouve plusieurs procédés et instruments pour mesurer la rugosité de surface et dont les spécifications et la technologie reflètent l'histoire et la diversité des applications qui requièrent la mesure et l'analyse des états de surface. En effet, la mesure et l'analyse de la rugosité de surface jouent un rôle important dans une multitude d'applications allant de l'industrie manufacturière à la recherche scientifique. Au fil des décennies, l'évolution technologique a engendré une diversité de techniques et d'instruments permettant de sonder la topologie de surface de divers objets allant d'une tôle métallique à un composant nanophotonique. Différentes techniques ont été développées pour quantifier et caractériser la rugosité d'une surface, permettant ainsi d'analyser sa topographie et d'obtenir des informations sur sa nano-, micro-, ou milli-géométrie.

Le tableau 2.2 dénombre les techniques et instruments de mesure d'une rugosité de surface ainsi que leurs spécifications en terme de résolution et dynamique spatiale et de temps d'acquisition. Ces instruments peuvent être classés selon différents critères. Si on prend le principe de mesure comme critère de classification, on peut distinguer quatre catégories : le quantique, le mécanique, l'électronique et l'optique. Les instru-

ments « quantiques » tels que le microscope à effet tunnel (STM) utilise le phénomène d'effet tunnel quantique pour sonder les surfaces au niveau atomique [70], [71], [72], [73], [74], [66]. Les instruments basés sur les forces mécaniques incluent le microscope à force atomique (AFM), qui mesure diverses forces à l'échelle nanométrique [66], [75], et le profilomètre « stylus » qui scanne physiquement la surface avec une pointe [76], [77],[78], [79], [80]. Les appareils basés sur l'utilisation d'électrons, comme le microscope électronique à balayage (MEB), créent des images haute résolution en utilisant un faisceau d'électrons. A l'aide du principe de photogrammétrie [81]–[86] un relief vertical au plan de l'image peut être déduit. Enfin, il y a les instruments basés sur la lumière, comme le microscope confocal [87], [88] qui utilise la focalisation optique pour obtenir des images tridimensionnelles, et les profilomètres basés sur les techniques d'ellipsométrie [89] et d'interférométrie [90], [91], [92], [93], [94], qui exploitent les propriétés de la lumière pour analyser les surfaces. Finalement on y trouve aussi les méthodes de diffusion, comme la diffusion de la lumière [95], [96] et la diffusion des rayons X [97], permettent d'analyser la rugosité à différentes échelles. Chaque technique possède donc ses propres avantages et limites en terme de sensibilité, de résolution et de dynamique de mesure. En considérant la combinaison de la résolution latérale et verticale, le classement pourrait être comme suit : STM et AFM sont en tête grâce à leur résolution atomique, suivis de près par MEB, puis viennent les profilomètres basés sur l'interférométrie de Nomarski [60], [93] et l'ellipsométrie, le microscope confocal, et enfin le profilomètre stylus. Ce classement souligne l'excellence des technologies STM et AFM en terme de résolution. Du point de vue des plages de balayage latérales et verticales, on trouve en tête de liste, les profilomètres à base d'ellipsométrie et d'interférométrie de Normarski, qui se démarquent par leurs capacités à scanner des surfaces très larges, atteignant plusieurs centimètres latéralement. Cependant, ces instruments présentent une limitation notable dans la plage de balayage vertical, se concentrant sur des échelles plus restreintes. Un cran en dessous, nous trouvons les profilomètres de type Stylus et les microscopes confocaux, capables de couvrir des plages latérales de l'ordre du millimètre à quelques centimètres, accompagnés d'une plage verticale qui peut s'étendre jusqu'à plusieurs centaines de micromètres, bien que le microscope confocal soit généralement plus limité verticalement. Le MEB, spécialement lorsqu'il est associé à la photogrammétrie, occupe une position médiane en permettant un balayage latéral s'étendant sur plusieurs millimètres voire plus, et une dynamique verticale pouvant atteindre quelques millimètres, offrant une grande flexibilité en fonction des configurations spécifiques et des applications envisagées. Enfin, nous avons les AFM et STM. L'AFM peut atteindre une plage de balayage latéral

allant jusqu'à 150 μm et une plage verticale limitée à environ 10 μm . Le STM, quant à lui, fonctionne dans une gamme large, avec des plages de balayage latéral allant de 0,02 nm à des millimètre, et une plage verticale de 0.01 nm à des dizaines des micromètres. Dans le tableau 2.2, les instruments sont regroupés en fonction de leur modalité de mesure, qu'il s'agisse d'une mesure en contact ou sans contact. Les colonnes du tableau donnent un résumé du principe de chaque méthode, les résolutions et les dynamiques de la hauteur de surface et la plage balayée. Enfin, un schéma est inclus pour illustrer le principe de mesure. Fig. 2.5 donne un comparatif de ces instruments en traçant la hauteur mesurable versus la distance balayée pour chaque technique. Dans mon travail de thèse, la hauteur de surface typique des parois des HCPCF est nanométrique voir picométrique. Aussi, l'échelle du balayage doit idéalement atteindre quelques millimètres et exhiber une résolution nanométrique. L'instrument à développer s'inscrit dans une chaîne de conception et développement de HCPCF nouvelles nécessitant une caractérisation de surface rapide et à grand volume. Par conséquent les AFM, STM ou MEB ne sont pas adaptés. Notre choix s'est rabattu sur le profilomètre par interférométrie optique. Ce dernier peut démontrer une sensibilité de mesure de hauteur picométrique et peut être conçu pour avoir une dynamique de balayage allant jusqu'à un niveau centimétrique (voir section suivante).

Mode	Méthode	Principe	Résolution		Plage balayée		Temps de mesure à résolution maximale	Illustration	Ref
			Latérale (μm)	Verticale (nm)	Latérale	Verticale			
Contact	Profilomètre ou Instrument Stylus	Les déplacements verticaux du palpeur sont enregistrés lors du balayage à l'aide d'un capteur inductif ou optique, permettant ainsi d'acquérir le relief du profi	0,015	0,1	> 10 mm	>100 μm	30 s < t < 5 mins		[76], [77], [78], [79]
	Machine à Mesure Tridimensionnelle (MMT)	La tête de mesure peut être positionnée en tout point de l'espace grâce généralement à trois liaisons glissières. L'utilisateur définit préalablement la position des points à mesurer.	0,015	0,1	> 10 mm	>100 μm	sec < t < 5 mins		[80]
	Microscope à Force Atomique (AFM)	L'altitude des points de la surface est obtenue en mesurant les forces d'interactions atomiques entre une sonde et la surface, qui sont proportionnelles à la distance entre la sonde et la surface.	0,0002	0,02	>100 μm	> 100 nm	10–15 mins		[66], [75]
	Microscopie électronique en transmission (MET)	La mesure est effectuée en mesurant le courant tunnel, dont l'intensité dépend de la distance entre la sonde et la surface. On enregistre les variations de courant ou les déplacements de la sonde (à courant constant).	0,078	0,02	> 10 mm	> 20 μm	sec < t < mins		[98], [99], [100], [101]

Chapter 2 – Caractérisation et mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un profilomètre optique

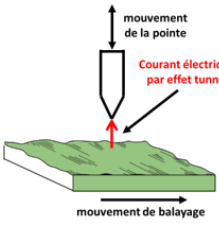
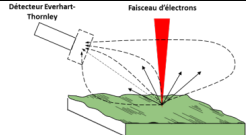
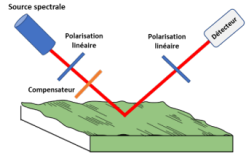
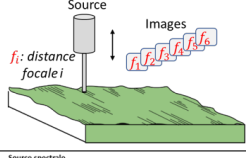
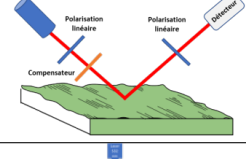
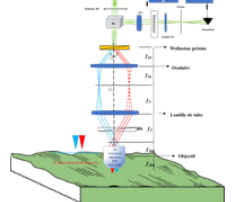
Sans contact	Microscope à Effet Tunnel (STM)	La mesure est effectuée en mesurant le courant tunnel, dont l'intensité dépend de la distance entre la sonde et la surface. On enregistre les variations de courant ou les déplacements de la sonde (à courant constant)	0,0002	0,01	> 10 mm	> 20 μ m	sec < t < mins		[70], [71], [72], [73], [74], [66].
	Microscope électronique à balayage (MEB)	La mesure du flux d'électrons secondaires émis par l'échantillon. Ce flux est directement lié à l'angle entre le faisceau incident et la surface	0,005	5	> 10 mm	> 20 μ m	30 s < t < 10 mins		[81]– [86]
	Microscope confocal	La mesure est effectuée en ajustant la focalisation d'un faisceau lumineux sur la surface. L'objectif se déplace verticalement pour maintenir la focalisation du faisceau, ce qui permet de mesurer l'altitude du point éclairé	0,2	500	> 5 mm	> 100 μ m	30 s < t < 10 mins		[87], [88]
	Microscopie à focalisation étendue (Keyence)	La mesure est effectuée en scannant la surface par niveaux. À partir des points de focalisation des images capturées à chaque niveau, la topographie est reconstruite	0,1	0,09	> 2 mm	> 1 μ m	2 - 5 mins		[102]
	Ellipsométrie	La mesure consiste à analyser la polarisation du faisceau lumineux avant et après sa réflexion par l'échantillon	1	1	> 1 mm	> 1 μ m	sec < t < mins		[89]
	Interférométrie optique et interférométrie de Normaski	Mesure repose sur l'interférence entre deux faisceaux polarisés orthogonaux, obtenus en utilisant un prisme de Wollaston	1	0,007	> 10 mm	> 100 nm	sec < t < mins		[90]– [92], [93], [94]

Table 2.2: Catégorisation des principales méthodes mécaniques et optiques de mesure de la topographie de surface.

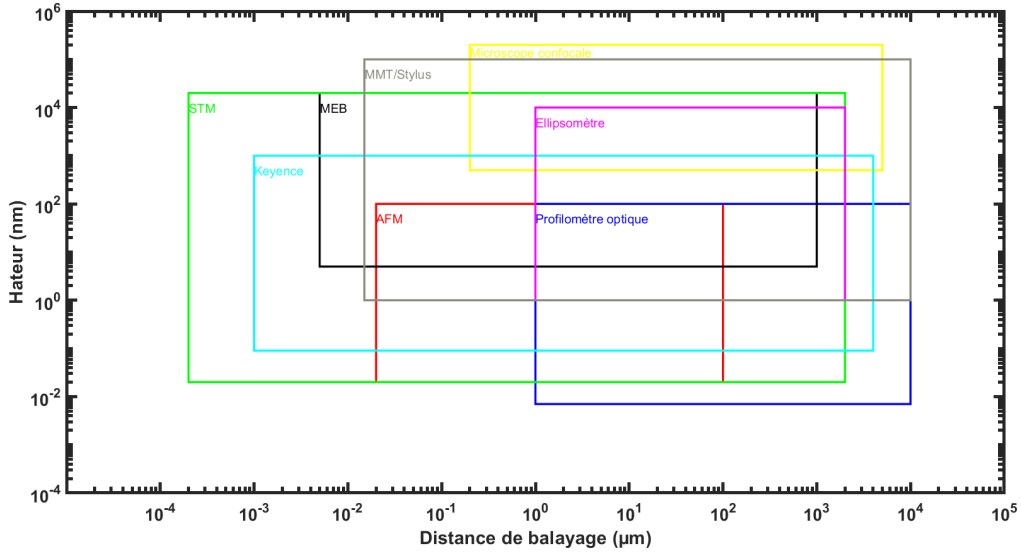


Figure 2.5: Résolution des méthodes de mesures surfacique.

Fonction de transfert de l'instrument

Enfin, nous rappelons que l'instrument donne une quantité physique qui n'est pas directement celle de la quantité que nous cherchons. Elles sont reliées par une relation de convolution. Par exemple la hauteur de surface que nous souhaitons mesurer dans le cas de la caractérisation de la rugosité de surface, $h(r)$, l'instrument donnera, après une calibration judicieuse du signal enregistré, une hauteur mesurée, $h_m(r)$, peut être exprimée par la convolution suivante en introduisant la fonction de transfert ou de réponse de l'instrument, $R(\vec{r})$.

$$h_m(\vec{r}) = \int_{surface} h(\vec{r}') R(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (2.12)$$

La fonction de réponse est essentiellement un opérateur linéaire qui relie le « vrai » profil de la surface à ce qui effectivement est mesuré par l'instrument. En conséquence, la fonction R dépend non seulement de la technologie de l'instrument mais aussi du principe de mesure et des spécifications de pièces constitutives de l'instrument.

L'intérêt de la fonction de réponse est son lien pratique avec la PSD. En effet si $\tilde{h}(f)$ et $\tilde{h}_m(f)$ sont les transformées de Fourier de $h(r)$ et $h_m(r)$ respectivement, leur relation se réduit au produit suivant :

$$\tilde{h}_m(f) = \tilde{h}(f)\tilde{R}(f) \quad (2.13)$$

$\tilde{R}(f)$ étant la transformée de Fourier de $\tilde{R}(r)$. Par conséquent, la PSD, $S(f)$, du profil

réel s'écrit en fonction de la PSD mesuré comme suit :

$$S_m(f) = S(f)|\tilde{R}(f)|^2 \quad (2.14)$$

Dans le contexte de notre profilomètre optique, le paragraphe 2.3.3.1 fournira une explication détaillée de la fonction de réponse.

2.3 Développement d'un profilomètre optique

2.3.1 Principe de fonctionnement

Le profilomètre que nous avons développé repose sur l'interférométrie de Nomarski [103], une technique de microscopie sans contact basée sur l'interférence de deux faisceaux réfléchis par la surface sous étude. La Fig. 2.6(a) montre schématiquement ce principe. Deux faisceaux parallèles séparés d'une distance d sont envoyés sur une surface rugueuse. Les faisceaux réfléchis présentent donc une différence de chemin optique donnée par la différence en hauteur entre les deux points de contacts des deux faisceaux avec la surface, $D(x) = h(x_2) - h(x_1)$, avec $|x_2 - x_1| = d$. Par conséquent l'interférence des deux faisceaux génère une différence de phase de $\Delta\varphi = 2\pi/\lambda [h(x + d/2) - h(x - d/2)]$ pour des faisceaux émis par un laser monochromatique de longueur d'onde λ .

La Fig. 2.6(b) montre schématiquement la réalisation de ce principe. Un faisceau laser polarisé est envoyé sur un prisme de Wollaston. Ce dernier transforme le faisceau incident en deux faisceaux de polarisations orthogonales ayant un angle α . Les deux faisceaux sont collimatés et leur taille est ajustée à l'aide d'un télescope avant d'être envoyés sur la surface réfléchissante (surface sous test). Les faisceaux réfléchis parcourent alors le même chemin que les faisceaux incidents jusqu'à une lame séparatrice qui les dirige vers un modulateur photo-élastique (Hinds Instruments : PEM100SYSTEM + I/FS50 FUSED SILICA) après les avoir combinés grâce à une lentille. Le modulateur module alors la polarisation du faisceau à une fréquence de l'ordre du kHz. La lumière modulée est ensuite détectée de façon synchrone (Hinds Instruments : SIGNALOC-DUAL PHASE (Model 2100: analog Lock-in amplifier)). En effet, la détection synchrone est un dispositif qui amplifie un signal à une fréquence spécifique tout en éliminant toutes les autres fréquences indésirables en les rejetant.

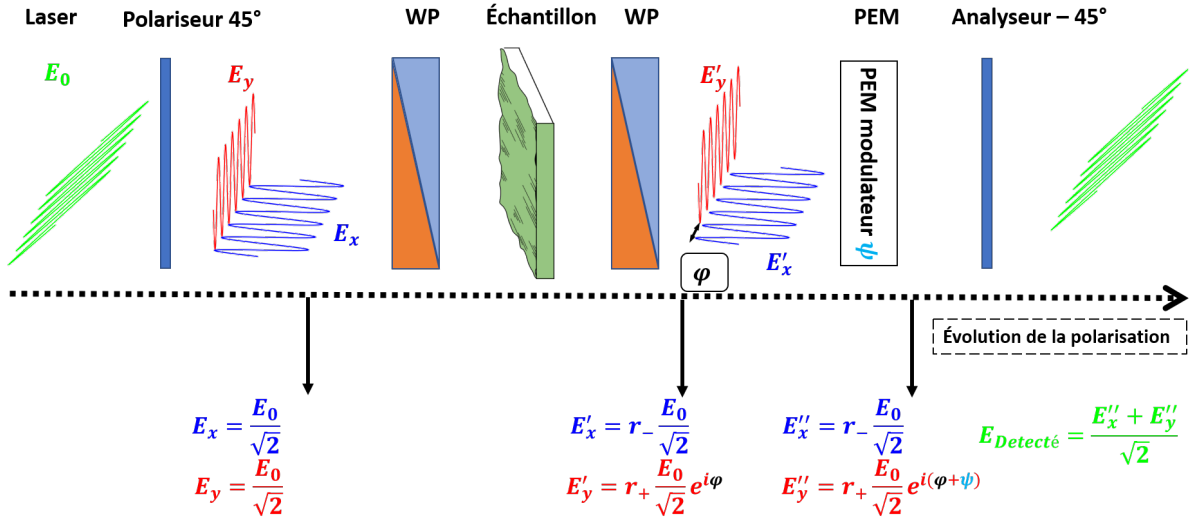


Figure 2.7: Évolution de la polarisation en fonction de la position.

T_W étant l'épaisseur du prisme. En conséquence à la sortie du prisme, E_y présente une phase relative à E_x de $\varphi_W = (2\pi/\lambda)\alpha T_W$. Après avoir été réfléchis, ces deux composantes sont multipliées par les coefficients de réflexion r_- ou r_+ . Ensuite, les faisceaux passent une deuxième fois à travers le prisme pour ne former qu'un seul faisceau avec les deux composantes orthogonales du champs E_x et E_y . La différence de phase entre les deux composantes est maintenant :

$$\varphi = 2(\varphi_W + \varphi_E) \quad (2.17)$$

$$\varphi_E = \frac{2\pi}{\lambda}(D(x)) = \frac{2\pi}{\lambda}[h(x + \frac{d}{2}) - h(x - \frac{d}{2})] \quad (2.18)$$

$$\varphi_W = \frac{2\pi}{\lambda}\alpha T_W \quad (2.19)$$

Le faisceau recombinaé passe ensuite à travers le modulateur photo-élastique (PEM) qui imprime une différence de phase entre les deux composantes ψ modulées dans le temps à une fréquence f . Par conséquent la différence de phase associée au PEM peut s'écrire comme $\psi = \psi_M \sin(2\pi ft)$.

Enfin, le système de détection comprend un polariseur, une lentille, un diaphragme et une photodiode. L'objectif de l'analyseur, positionné à un angle de 45 degrés par rapport aux axes du modulateur, est de superposer les deux composantes de polarisation orthogonales dans une même direction afin de générer des interférences.

L'intensité du champ électrique après la réflexion de l'échantillon et le passage dans le système de modulation puis le système de détection peut s'écrire sous la forme

suivante :

$$I(t) = |E(t)|^2$$

$$I(t) = \frac{I_0}{4} |r_- + r_+ e^{i(\varphi+\psi)}|^2 = \frac{I_0}{4} \left[R_- + R_+ + 2\sqrt{R_- R_+} \cos(\varphi + \psi_M \sin(2\pi ft)) \right] \quad (2.20)$$

En utilisant les équations de Jacobi-Anger expansion l'équation 2.38 devient :

$$I(t) = I_0 \left[\frac{R_- + R_+ + 2\sqrt{R_- R_+} + J_0(\psi_M) \cos \varphi}{4} - \sqrt{R_- R_+} \sin \varphi \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\psi_M) \sin 2(2n+1)\pi ft + \sqrt{R_- R_+} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\psi_M) \cos 4n\pi ft \right] \quad (2.21)$$

avec

$r_- = 2\sqrt{R_-} e^{i\varphi_{R_-}}$: le coefficients de réflexion en amplitude au point d'abscisse $x - d/2$,

$r_+ = 2\sqrt{R_+} e^{i\varphi_{R_+}}$: au point d'abscisse $x + d/2$,

$\varphi = \varphi'_E + \varphi_w$: le déphasage total,

$\varphi'_E = \varphi_E + \varphi_R$: le déphasage induit par l'échantillon,

$\varphi_R = \varphi_{R_-} + \varphi_{R_+}$: Le déphasage de la réflexion dépend de l'échantillon,

φ_E : le déphasage entre les deux faisceaux focalisé sur l'échantillon,

φ_w : le déphasage de prisme de Wollaston,

R : le coefficient de réflexion. Dans le cas d'un échantillon homogène $R_- = R_+ = R$ soit $\varphi_R = 0$.

L'équation 2.21 est formée de trois composantes, la première qui est continu DC, la deuxième qui correspond à un composant proportionnel à la fréquence de modulation $f = 50$ kHz du PEM et la troisième qui est modulée à la second harmonique $2f$. Après le filtrage passe-bas et démodulation par le lock-in synchrone, on extrait l'amplitude du signal à la fréquence de modulation $1f$. Ce dernier peut s'écrire sous la forme de l'équation simple suivante :

$$S = S_M \sin(\varphi_E + \varphi_R + \varphi_W) \quad (2.22a)$$

$$S \approx S_M \sin(\varphi_E + \varphi_W) \quad (2.22b)$$

S_M est donnée par $S_M = A.R.T_{opt}.I_0.J_1(\psi_M)$ avec A une constante déterminée par le gain de l'électronique, R le coefficient de réflexion en intensité de la surface, T_{opt} le coefficient de transmission en intensité de l'ensemble optique entre la source lumineuse et la photodiode pour un échantillon parfaitement réfléchissant, I_0 l'intensité du faisceau incident, et ψ_M le déphasage maximal introduit par le modulateur. En utilisant les équations 2.18, 2.19 on peut obtenir alors:

$$S(\varphi) = S(x) = S_M \sin \frac{4\pi}{\lambda} [\alpha T_W + D(x)] \quad (2.23)$$

La valeur S_M est obtenue expérimentalement. Pour ce faire, le prisme de Wollaston est déplacé de manière linéaire, ce qui permet de repérer la position où le signal maximal S_M est atteint (dans mon cas pour $\sin \varphi = 1$). Pour cela, le prisme est positionné sur une monture de rotation, ce qui signifie qu'une légère rotation est équivalente à une faible translation linéaire. Une fois cette valeur déterminée, la position de φ est ramenée près de $0 \pmod{2\pi}$ en déplaçant à nouveau le prisme. Cette position correspond à la fois au maximum de sensibilité de l'appareil, car c'est là où la dérivée de la fonction sinus est maximale, ainsi qu'au déphase introduit par le prisme de Wollaston qui est supposé ici nul. Les valeurs mesurées de la rugosité sont suffisamment faibles, elles sont de l'ordre de grandeur du nanomètre, voire même du picomètre. Ainsi, on peut faire une approximation au premier ordre de $S(\varphi)$ et obtenir la relation 2.24 donnant le signal détecté. $S(\varphi)$ est le signal mesuré par la photodiode après une détection synchrone. Le facteur 4 dans cette équation est dû au trajet aller-retour effectué par les deux faisceaux. Enfin, λ est la longueur d'onde du laser dans notre cas 532 nm.

$$D(x) = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{S(\varphi)}{S_M} - \alpha T_W \quad (2.24)$$

2.3.2 Description et développement du profilomètre

Comme on peut le déduire de l'expression du signal, il est aisé de dégager un cahier des charges pour un profilomètre qui allie une grande dynamique de balayage et de grandes résolutions latérale et verticale. Notre dispositif a une détection de phase, par conséquent il faut réduire au minimum les sources qui induisent un bruit de phase. Parmi les sources évidentes, on note la puissance du laser qui exhibe une fluctuation de phase intrinsèque, les vibrations mécaniques et/ou les fluctuations de pression de l'air ambiant. Pour un grand balayage et une résolution spatiale, la distance d doit être minimale et les tailles des faisceaux les plus petites possibles. Ci-dessous, nous

détaillons le choix et les spécifications des éléments les plus importants du dispositif, à savoir le laser, le prisme de Wollaston, le PEM et les montures mécaniques.

2.3.2.1 La source laser

L'expression du signal détecté 2.24 montre que la sensibilité est inversement proportionnelle à la longueur d'onde du laser. Aussi, pour avoir une plage de balayage implique minimiser la taille du faisceau sur la surface à la limite de diffraction, qui pour un faisceau gaussien cette taille est proportionnelle à la longueur d'onde. Par conséquent, pour une meilleure sensibilité et résolution, il est préférable de choisir la plus petite longueur d'onde possible. Dans notre cas nous avons trouvé qu'un laser émettant à 532 nm est le meilleur compris. Le laser LCX-532S (de la marque Oxixus) que nous avons utilisé est une source cohérente à mode longitudinal unique ayant une très bonne qualité de faisceau $M^2 \leq 1,1$. Il s'agit d'un laser DPSS (Diode Pumped Solid State) monofréquence, émettant à la longueur d'onde de $\lambda = 532$ nm avec une puissance maximale de 50 mW. La largeur de raie spectrale (c.a.d. largeur mi-hauteur, ou FWHM) du laser a été spécifiée par le fabricant à $< 1,5$ MHz. En assumant que le bruit de fréquence du laser est gaussien sur une bande passante de 10 GHz (ce qui est raisonnable), on peut déduire une estimation grossière du bruit de phase de $L(\varphi_L) < 10^{-8} \text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ ou une moyenne quadratique $\delta\varphi_L < 30 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur une bande-passante de détection de l'ordre de 1KHz. Par conséquent, ce bruit de phase du laser place une limite à la plus petite différence de hauteur $D_{min}^L < 2\text{pm}/\sqrt{\text{Hz}}$.

La Fig. 2.8 présente l'évolution de la puissance sur une période de 17 heures. La mesure montre que la fluctuation de puissance est très faible avec écart type relatif de 0,2 %. La qualité de polarisation du faisceau a été quantifiée autour de 40 dB en mesurant le rapport d'extinction de polarisation (PER).

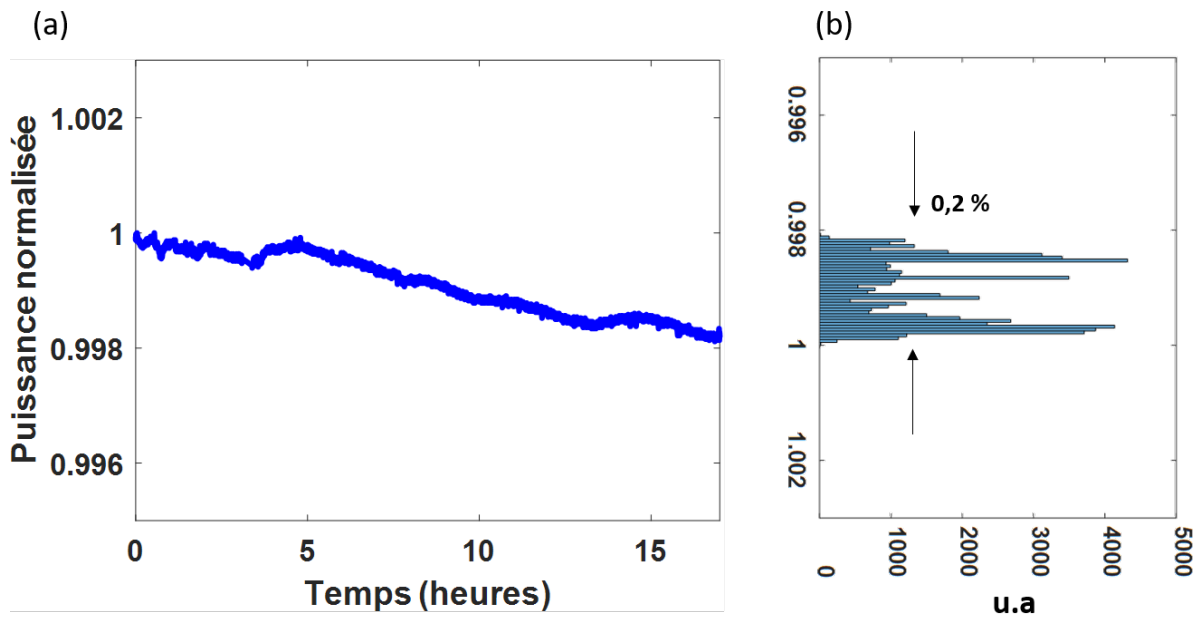


Figure 2.8: (a): Puissance normalisée du laser en fonction du temps et (b) le tracé de sa variation.

Finalement, à la sortie du laser, j'ai utilisé un beam expander pour adapter la taille du faisceau (initialement collimaté à 2 mm) aux optiques du montage. Il est important de noter que toutes les optiques utilisées sont traitées avec un revêtement antireflet afin de minimiser les réflexions indésirables. Bien que ces optiques soient conçues pour réduire au maximum les réflexions, il peut subsister de légères réflexions. Une légère inclinaison de l'optique pourra être utilisée si besoin car souvent suffisante pour éliminer les réflexions résiduelles.

2.3.2.2 Le prisme de Wollaston

La résolution latérale de mesure (axe z le long de la fibre) de notre dispositif est un élément important pour les caractérisations à venir. Cette performance est à la fois dictée par le choix du prisme, en raison de son angle de séparation qui impacte la distance de séparation entre les deux faisceaux polarisés focalisés sur l'échantillon, et du jeu de lentilles du système de microscope qui lui aussi va modifier cette distance de séparation. L'ensemble des valeurs doit aussi répondre à notre souhait d'obtenir un système final relativement compact (c.a.d. des optiques ayant une courte distance focale).

Fig 2.9 montre le principe de fonctionnement d'un prisme Wollaston. L'intérêt pour un tel prisme est le fait que les deux faisceaux de polarisation orthogonale forme un angle α qui peut suffisamment petit pour former deux faisceaux parallèles séparés

par une petite distance d .

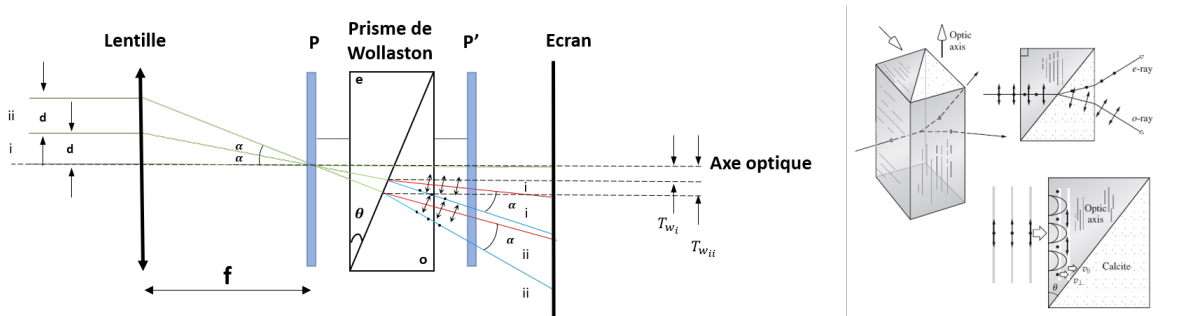


Figure 2.9: Principe de l'interférométrie différentielle et spécifications du prisme Wollaston.

Dans ce contexte, nous avons retenu un prisme de Wollaston de la compagnie Optique Fichou, traité avec un revêtement antireflet ayant un angle de séparation relativement faible de $\alpha = 2'$. A noter qu'utiliser un angle réduit présente aussi l'avantage de limiter les problèmes de déphasage du prisme qui se traduisent par des mouvements parasites rajoutant une différence d'amplitude sur $D(x)$ causés par exemple par des vibrations mécaniques extérieures. Pour illustrer ce point, un calcul a été mené et reporté dans le tableau 2.3 en tenant compte d'une vibration (translation) de $T_W = 10$ nm qui démontre que plus l'angle est petit, moins la différence d'amplitude $D(x)$ est important.

Table 2.3: La différence d'amplitude $D(x)$ induite par une translation du prisme de Wollaston T_W de 10 nm en fonction de l'angle de prisme à la longueur d'onde du laser 532 nm.

Angle	Translation T_W (nm)	$D(x)$ (pm)
20°	10	3000
1°	10	175
5'	10	15
3'	10	8
2'	10	6

Puis, les différentes focales des optiques constituant le système de microscope $4f$ (illustré par la Fig 2.10(a) avec $\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{d_i}{2L_i}$) ont été calculées à savoir: f_{oc} (focale de la lentille oculaire), f_T (focale de la lentille tube) et f_{obj} (focale de l'objectif).

Pour cela, l'équation 2.25 a été utilisée pour la première lentille puis répétée pour les suivantes.

$$W'_0 = \frac{4\lambda f}{\pi W_0} \quad (2.25)$$

où pour ce premier cas comme le montre la Fig 2.10(b) W_0 est le waist du faisceau initial du laser, le waist du faisceau pris dans le plan de Fourier de la lentille oculaire, f la distance focale à trouver, λ la longueur d'onde du faisceau incident. Finalement sachant que nous souhaitons obtenir un système final relativement compact (c.a.d. des optiques ayant une courte distance focale), nous aboutissons aux différentes optiques répertoriées dans le tableau 2.4:

Table 2.4: Taille du faisceau à la focale et la distance de séparation associée, Φ : taille du faisceau à la focale, et d_i : distance de séparation des deux faisceaux polarisés.

Optique	Focale	Φ	d_i
Lentille oculaire	100 mm	33 μm	58 μm
Lentille tube	150 mm	3 mm	0 μm
Objectif (0,8 N.A)	9 mm	2,1 μm	3,4 μm

Finalement avec ces valeurs, on aboutit à une distance entre les deux faisceaux dans le plan focal de la lentille oculaire de $d_i = 58 \mu\text{m}$ (taille de chacun des deux faisceaux polarisés de diamètre 33 μm) et sur l'échantillon de $d = 3,4 \mu\text{m}$ (taille de chacun des deux faisceaux polarisés de diamètre 2,1 μm). Ces différents calculs ont ensuite été confirmés expérimentalement à l'aide de caméras.

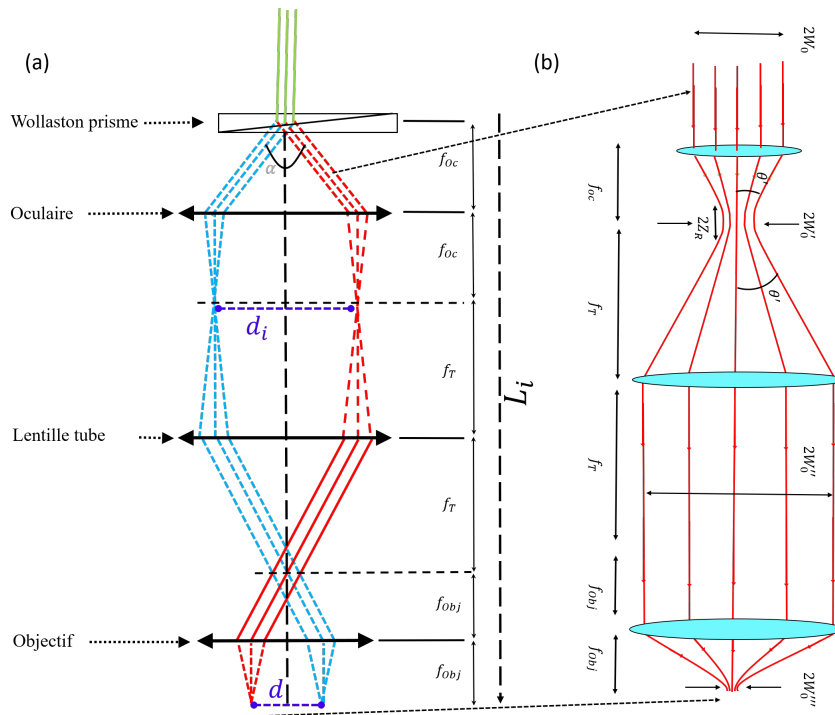


Figure 2.10: (a) La distance de séparation du deux faisceaux en fonction de l'axe z, (b) la taille du faisceau dépend de sa propagation en passant dans trois lentilles.

2.3.2.3 Le modulateur photo-élastique

Le principe fondamental du fonctionnement du modulateur photo-élastique PEM repose sur le phénomène de photo-élasticité. Lorsqu'un échantillon de matériau solide transparent est soumis à une force de compression ou d'étirement, le matériau subit une biréfringence, ce qui signifie que la lumière polarisée linéairement traverse le matériau à des vitesses légèrement différentes. Si l'élément optique est relâché, la lumière qui la traverse conserve sa polarisation d'origine. Cependant, lorsque l'élément optique est soumis à une contrainte en envoyant un courant à travers le transducteur, les composantes de polarisation qui sont parallèles ou perpendiculaires à l'axe du modulateur se déplacent à des vitesses légèrement différentes. Cela entraîne un décalage de phase entre la composante parallèle et la composante perpendiculaire, ce qui crée une oscillation dans le temps appelée retard ou retardance. Dans notre configuration, les deux faisceaux polarisés orthogonalement sont soumis à la modulation de la polarisation à une fréquence de fonctionnement $f = 50 \text{ KHz}$ du PEM. Ainsi, la polarisation résultante de la lumière peut être décrite par la matrice de Jones :

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{c} 1 \\ e^{\psi_M \sin(2\pi ft)} \end{array} \right) \quad (2.26)$$

où ψ_M est l'amplitude de la modulation. Les applications énumérées ci-dessous utilisent de manière significative le système PEM afin de résoudre des problèmes complexes et exigeants relatifs à la mesure de la polarisation optique : polarimétrie [104], [105], biréfringence des polymères, contraintes dans les plastiques [106], mesures de sources astronomiques [107], mesure de la polarisation de la lumière du soleil par James Kemp en 1970 [108], et l'ellipsométrie [109].

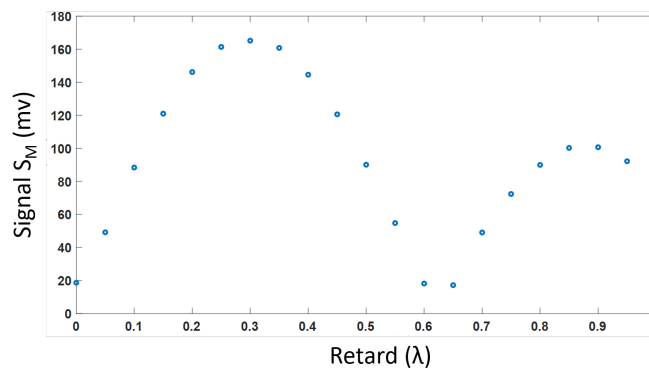


Figure 2.11: Variation de la valeur de S_M en fonction du retard appliqué par le modulateur de phase photo-élastique.

La Fig. 2.11 illustre la variation de la valeur de S_M en fonction du retard entre les deux composantes perpendiculaires induites par le système de modulation PEM. Cette mesure vise à déterminer la valeur maximale de S_M pour optimiser le rapport signal-bruit (SNR). La valeur expérimentale de S_M a été obtenue comme discuté précédemment, en appliquant une légère translation au prisme de Wollaston, S_M atteint son maximum pour une valeur de retard de $0,3 \lambda$, où λ représente la longueur d'onde de notre laser 532 nm. Cette valeur de retard sera fixée pour toutes les mesures des profils faites dans les travaux de cette thèse.

2.3.2.4 Montage mécanique pour l'isolation de vibration et pour la translation

Pour atteindre une sensibilité et une résolution au niveau picométrique, il est essentiel d'assurer une isolation robuste contre les vibrations mécaniques. Ces dernières peuvent être induites par des mouvements du sol, des mouvements structurels des bâtiments, des machines environnantes, des ondes acoustiques, ou même des activités humaines. Par conséquent, il est important d'estimer l'amplitude des vibrations et

les réduire en dessous de la sensibilité recherchée. Aussi, il est utile de connaître l'amplitude et les fluctuations de vitesses dues à ces vibrations. En effet, comme notre profilomètre repose sur un système de balayage des faisceaux sur la surface via un déplacement de l'échantillon, il est nécessaire que la vitesse de balayage soit nettement supérieure à la moyenne quadratique de la vitesse des vibrations de la table optique, ceci pour s'assurer que tout déplacement ait un impact négligeable sur nos mesures. A noter, cependant, qu'aller trop vite pourrait introduire d'autres problèmes tels qu'une dégradation du rapport signal-bruit ou de résolution (voir plus en bas). Notre système est ainsi placé sur une table optique équipée d'un système d'isolation passive. Afin d'évaluer grossièrement l'ampleur des vibrations du dessus de la table, nous avons mesuré la PSD de l'accélération en utilisant l'accéléromètre d'un téléphone portable (ici un portable de la marque iPhone) placé sur cette dernière. Fig. 2.12 montre les PSD de l'accélération mesurée par l'accéléromètre et celles de la vitesse et du déplacement, calculées depuis l'accélération mesurée. Les moyennes quadratiques du déplacement et de la vitesse déduites sont $d_{rms} \approx 10 \mu\text{m}$ et $v_{rms} \approx 4 \text{ mm/s}$ sur la bande passante [1 Hz, 50 Hz]. Ces valeurs sont excessivement élevées par rapport aux spécifications typiques de notre table optique. Suite à un renseignement sur les spécifications du fabricant (en l'occurrence, Newport), on note une PSD d'accélération presque 4 ordres de grandeur plus petite que notre mesure sur notre intervalle de fréquences de mesure, un $d_{rms} < 100 \text{ pm}$ et une $v_{rms} < 10 \mu\text{m/s}$. Par conséquent nous avons déduit que l'accéléromètre utilisé est limité par la sensibilité insuffisante, et nous prenons les valeurs du fabricant comme références. A noter que cette valeur d_{rms} est une limite excessive car notre principe de mesure élimine plusieurs « modes communs » (common mode rejection). Aussi, nous avons placé notre dispositif sur une table d'isolation active (Accurion, Système anti vibration Série I4) comme le montre Fig. 2.14.

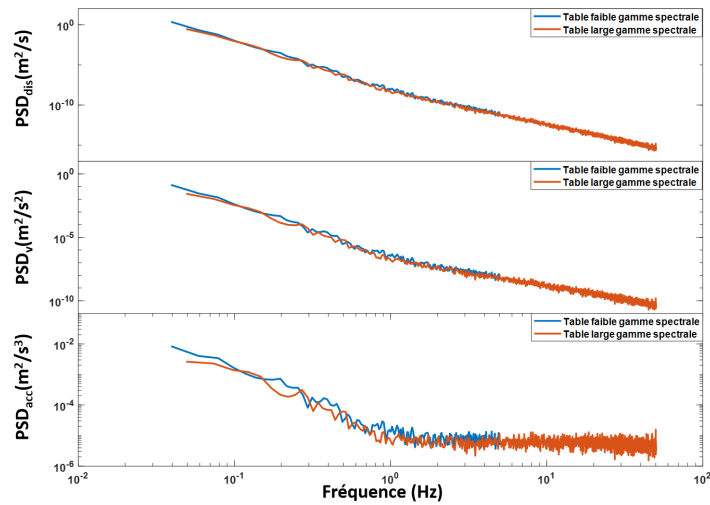


Figure 2.12: PSD de l'accélération mesurée (a), de la vitesse (b) et du déplacement (c) déduits des mesures de l'accélération.

Concernant la translation de l'échantillon, tout d'abord un système d'imagerie équipé d'une caméra a été rajouté pour visualiser l'échantillon afin d'optimiser au mieux son positionnement. En effet, pour les mesures de rugosité de surface au sein de nos fibres optiques, la difficulté se manifeste lors du déplacement de l'échantillon où il faut conserver un alignement des deux faisceaux de taille micrométrique focalisé sur un des tubes d'air d'une dizaine de micromètres (alvéole de la gaine) et cela sur une longueur de fibre la plus grande possible (> 1 mm dans l'idéal). Cette problématique est illustrée sur la Fig. 2.13 (configuration 1 : cas idéal, configuration 2 : légère déviation introduite par rapport à la position de référence).

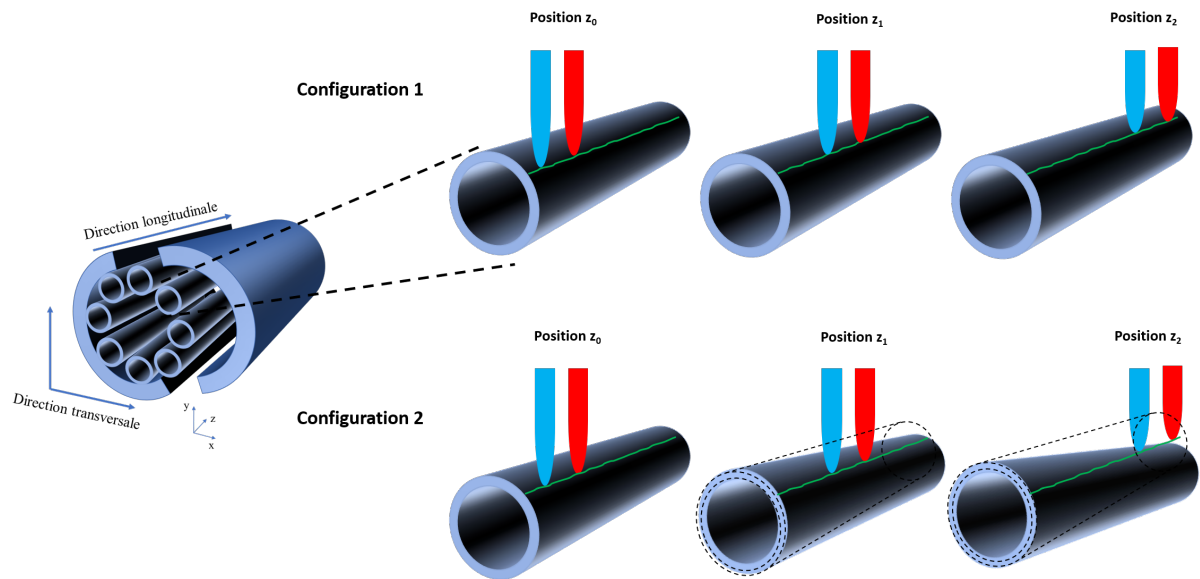


Figure 2.13: Alignement le long de la surface à imager, configuration 1 alignement correct, configuration 2 un faible angle désaligne les deux faisceaux focalisés.

Pour répondre à ces exigences, nous avons intégré plusieurs platines de précision pour réaliser un contrôle sur l'ensemble des directions. Deux premières platines (marque Micro Control PI) de résolution < 100 nm équipées de moteurs pas à pas ont été utilisées pour déplacer l'échantillon le long des deux axes transversaux x et y . Une troisième platine a été rajoutée pour déplacer l'échantillon le long de l'axe z jusqu'au plan focal de l'objectif. Enfin, une platine pour faire tourner l'échantillon dans l'axe z et une dernière pour ajuster les angles d'inclinaison de l'échantillon par rapport au plan de référence de notre système complète le dispositif. Finalement, un support motorisé de chez Elliot Scientifics (référence MDE235) a été intégré pour permettre de faire tourner la fibre autour de son axe afin de réaliser des images en 3D. La Fig. 2.14 illustre la configuration de l'ensemble du dispositif d'alignement. Enfin, j'ai créé un script LabVIEW qui m'a permis de contrôler ces différents instruments qui a été particulièrement utile pour mener des expériences nécessitant des mouvements synchronisés et pour lancer des études systématiques.

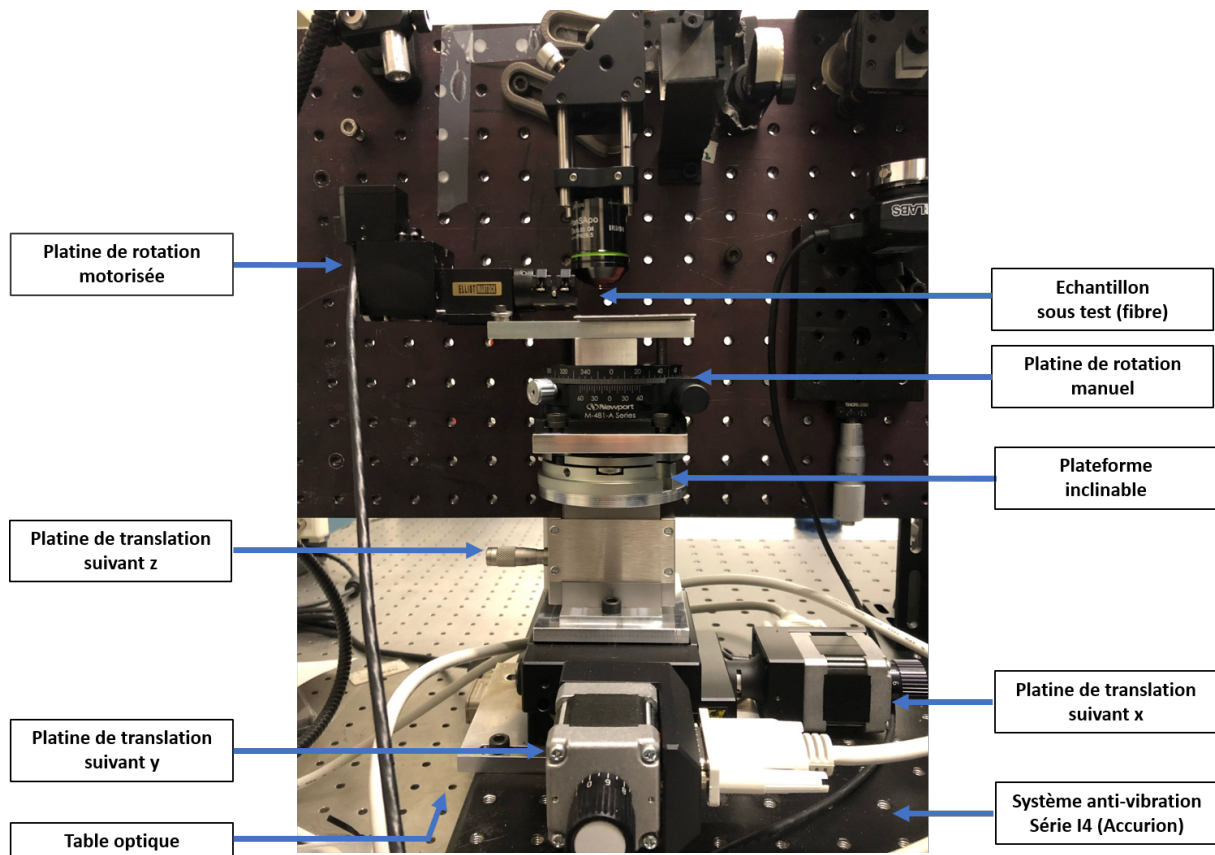


Figure 2.14: Vue du système d'alignement et de translation de l'échantillon sous test.

2.3.3 Performances du profilomètre optique

2.3.3.1 Sensibilité, stabilité et résolutions du système

Une fois le profilomètre construit, j'ai effectué une série de mesures pour déterminer les performances que peut atteindre l'appareil.

Sensibilité et stabilité du système : J'ai tout d'abord cherché à évaluer la sensibilité et la stabilité du profilomètre. La Fig. 2.15(a) présente l'évolution de la différence d'amplitude mesurée avec une fréquence d'échantillonnage de 255 points par seconde pendant un temps de 7 minutes sur un échantillon immobile, ici un miroir. Les résultats montrent une valeur RMS de 7 pm, c'est à dire que notre appareil est capable de discerner un signal entre celui d'une rugosité de surface et des fluctuations présentes dans le système dues à l'environnement à partir d'un seuil de 7 pm. La Fig. 2.15(b) montre l'évolution de la transformation du Fourier de ce signal mesuré en fonction de la fréquence. La courbe suit un comportement du type $1/f$, indiquant que plus la

mesure est rapide, meilleure est la sensibilité du système. En effet, l'analyse dans le plan de Fourier est une autre façon de présenter la sensibilité du système avec une valeur minimale RMS trouvée ici de $(2 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}})$. Il est à noter que si le temps de mesure dépasse les 10 minutes, des dérives liées aux effets thermiques commencent à apparaître. Il faudra donc rester en dessous de ces durées lorsqu'on réalisera les mesures de profil au sein de nos fibres, ce qui impactera donc le choix des vitesses de scan, d'échantillonnage et de longueur de fibre.

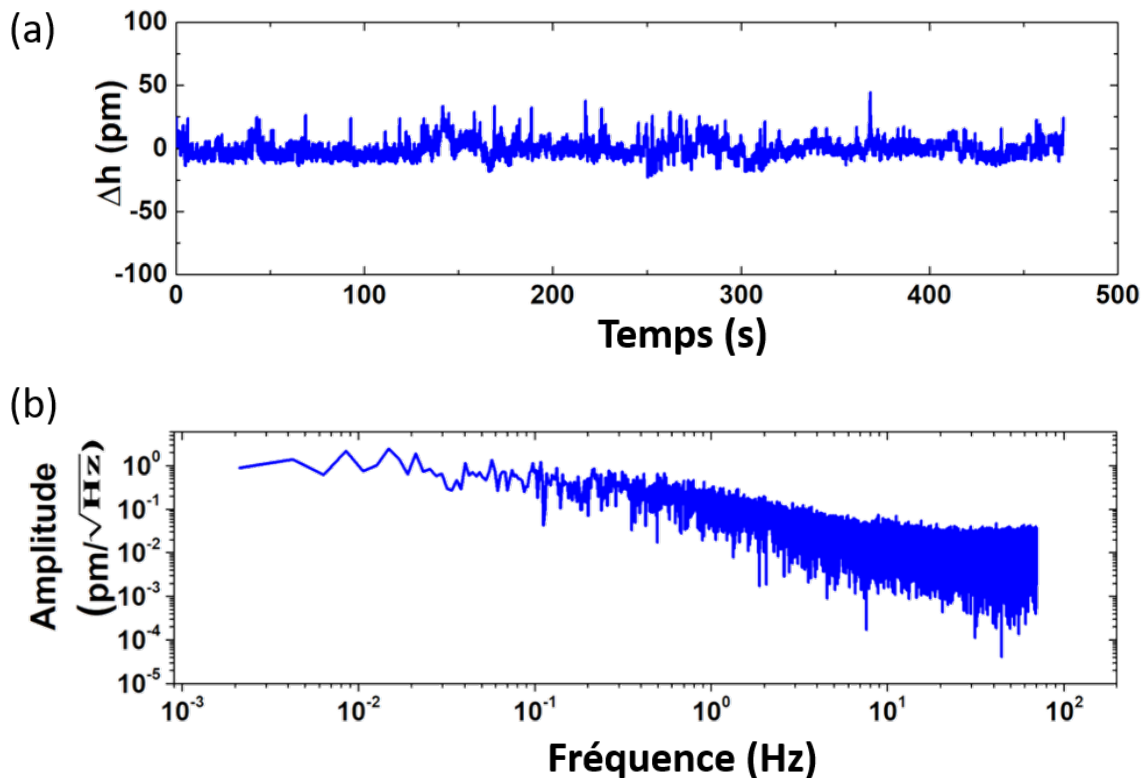


Figure 2.15: Mesure de la différence d'amplitude effectuée sur un échantillon immobile (a) en fonction du temps et (b) en fonction de la fréquence.

Résolution verticale (axe hauteur) : Nous venons de mesurer la différence d'amplitude minimale (ou résolution selon l'axe vertical h) D_{min} à 7 pm. Sachant que nous opérons avec une détection synchrone qui suit l'équation 2.23, les maxima de variations D_{max} seront alors atteints toutes les demi-périodes lorsque $S(x) = S_M$, soit :

$$\frac{4\pi}{\lambda} [\alpha T_W + D(x)] = \frac{\pi}{2} \quad (2.27)$$

En supposant un déphasage du prisme nul lors de son déplacement, on aboutit à

D_{max} égal à $\pm \frac{\lambda}{8} = \pm 66.5$ nm pour notre cas du laser 532 nm, valeur supérieure aux rugosités observées au sein des fibres creuses.

Résolution horizontale (axe longueur) : La résolution sur l'axe horizontal de notre instrument est limitée par la taille des deux faisceaux polarisés focalisés sur l'échantillon. Afin de confirmer les calculs présentés dans la première section (cf. tableau 2.4), j'ai effectué des mesures en utilisant soit une caméra calibrée soit un jeu de référence en contrôlant la position de l'échantillon et la vitesse des platines, qui ont donné des résultats similaires à savoir : un diamètre des faisceaux de $2,1 \mu\text{m}$ et une distance de séparation de $3,4 \mu\text{m}$.

A partir de ces valeurs, j'ai alors pu tracer le carré du module de la transformée de Fourier de la fonction de réponse de notre appareil, $|\tilde{R}(f)|^2$ définie par ??:

$$\tilde{R}(f) = 2ie^{-\pi^2 f^2 w^2} \sin(\pi f d) \quad (2.28)$$

On y voit une première fréquence de coupure dite fréquence aveugle (induite par l'inverse de la distance de séparation) égale à $f_d = 0,29 \mu\text{m}^{-1}$ qui correspondra à la limite de mesure aux hautes fréquences (zone qui pourra être adressée par l'AFM). À l'inverse aux basses fréquences spatiales, le profilomètre agit comme un opérateur différentiel proportionnel à f^2 qui montre que le signal mesuré diminue avec la fréquence atteignant des seuils difficilement détectables expérimentalement pour des longueurs de fibres supérieures au centimètre.

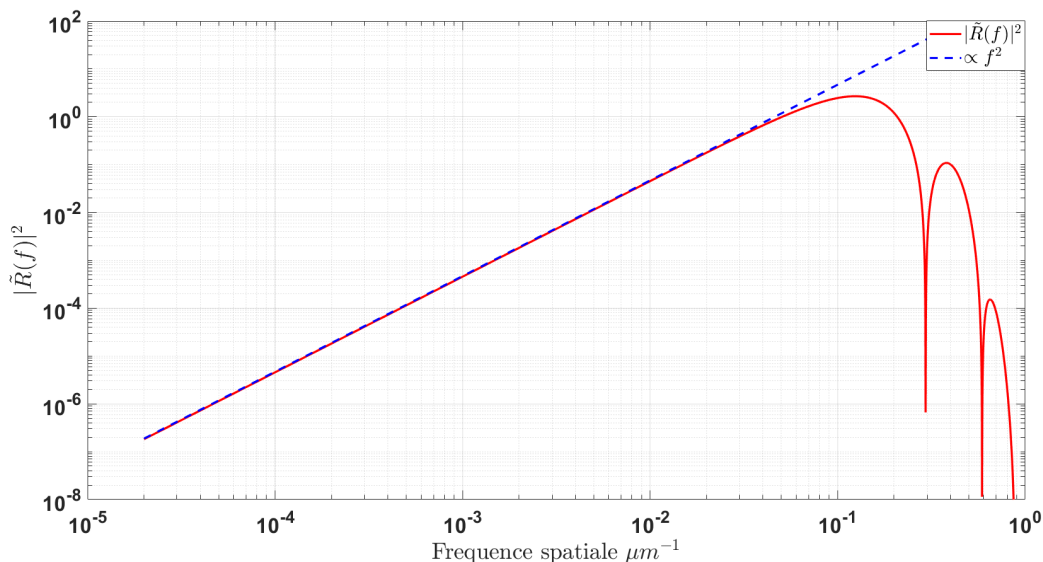


Figure 2.16: La fonction de réponse $|\tilde{R}(f)|^2$ est déterminée pour un faisceau avec un waist de $w = 1,05 \mu\text{m}$ et une séparation de $d = 3,4 \mu\text{m}$.

2.3.3.2 Calibration du système

Le système a ensuite été calibré à l'aide d'un échantillon commercial (HS20 Budget Sensor) utilisé classiquement avec l'AFM. Cet échantillon présente plusieurs zones constituées de motifs (carré, sillon, cercle) et de périodes (5 et 10 μm) différents associés à un même changement d'amplitude de 20 nm, comme le montre la Fig. 2.17(a). Il est cependant à noter que l'échantillon est composé de deux matériaux (dioxyde de silicium et silicium) qui risquent d'entraîner des réflexions et des déphasages différents donc perturber notre mesure qui par définition est sensible à de telles variations. Afin d'uniformiser la surface, l'échantillon a été métallisé par la technique de pulvérisation cathodique en collaboration avec le laboratoire IRCER de Limoges. En suivant cette méthode une fine couche métallique (dans notre cas du platine) d'environ 3 nm a été déposée à la surface. La Fig. 2.17(b) présente une image de l'échantillon ainsi obtenue, zoomée en son centre.

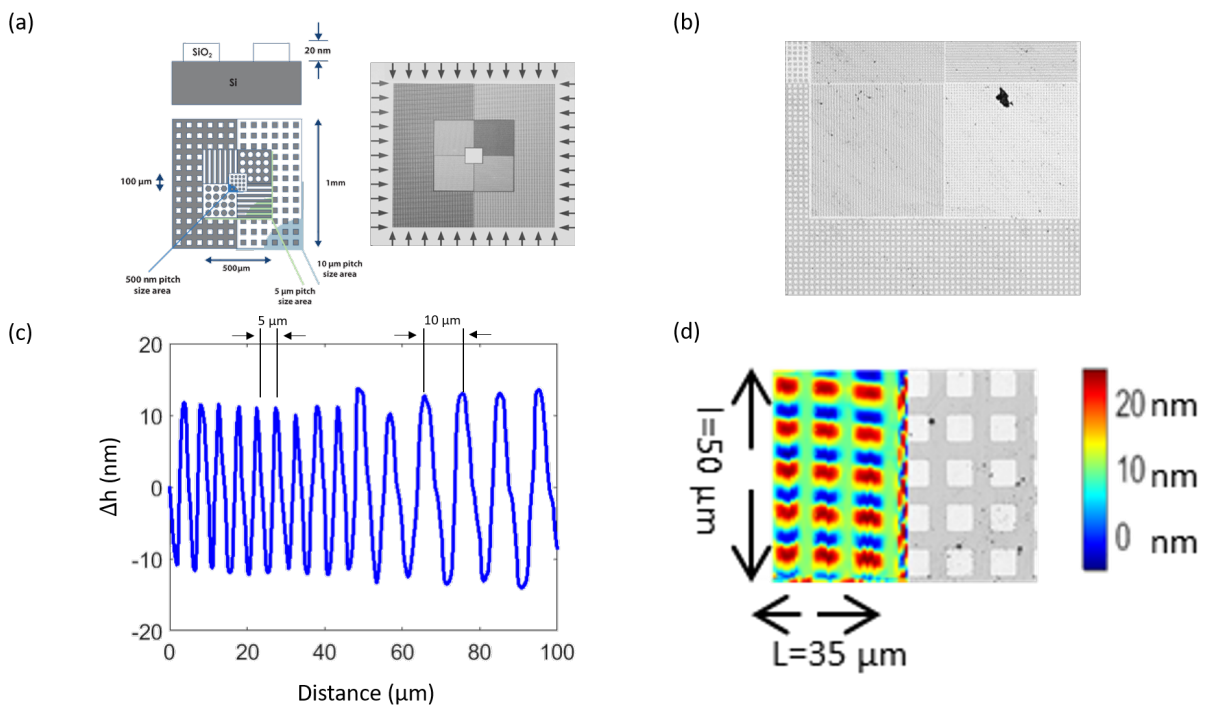


Figure 2.17: (a) Représentation théorique de l'échantillon de calibration HS-20MG Budget et (b) sa photo après métallisation. (c) Exemple de profils de surface mesurés par le profilomètre sur une zone présentant deux périodes, (d) mesure répétée sur plusieurs tranches pour réaliser une image en 2D.

L'échantillon a ensuite été mesuré avec notre profilomètre optique sur une longueur de 100 μm pour une zone présentant des motifs carrés à l'interface du changement de période 5 μm /10 μm , tracé sur la Fig. 2.17(c). Finalement cette mesure a été répétée

sur diverses coupes afin de fournir une image en 2D présentées sur la Fig. 2.17(c). On y voit une bonne concordance entre les profils mesurés et attendus avec la présence de petites fluctuations au niveau du maximum de hauteur attribuées aux effets de bord de notre échantillon (c.a.d. aux transitions abruptes des angles des carrés) qui ont été introduits lors de la métallisation de l'échantillon.

2.3.3.3 Application au cas d'un capillaire creux

Pour finir, des mesures « test » ont été menées sur des capillaires creux présentant un cœur d'air de 100 μm et un diamètre extérieur de 300 μm (voir l'image en insert de la Fig. 2.18(a) où on a cherché à la fois à retrouver les tendances observées dans la littérature sur les profils de rugosité mais aussi à pousser les mesures sur des longueurs importantes. La Fig. 2.18(a) montre une première courbe de rugosité montrant une variation d'amplitude de +/- 1 nm de l'état de surface de la silice entourant le cœur d'air réalisé sur une longueur record de 1 cm. Ces deux valeurs traduisent à elles seules la grande dynamique de mesure de notre profilomètre. Sur cette courbe, on peut y voir aussi la difficulté de réaliser une telle mesure avec la présence de pics plus marqués qui correspondent à la présence de contaminations de l'échantillon (poussières, cracks, ...). La courbe associée de PSD $|\tilde{h}_m(f)|^2$ est elle tracée en Fig. 2.18(b). Finalement, cette courbe a été normalisée par le carré de la fonction de réponse $|\tilde{R}(f)|^2$ du profilomètre optique en utilisant le jeu d'équations ci-dessous et en y indiquant des tendances en $1/f$, $1/f^2$ et $1/f^3$ utilisées dans la littérature. Un comportement plutôt axé sur $1/f^3$ est trouvé à ces courtes fréquences spatiales (ici la fenêtre 2×10^{-3} à 10^{-1}) qui est en accord avec les mentions du Chapitre 1 (voir Fig. 1.16(d)).

$$\tilde{R}(f) = 2ie^{-\pi^2 f^2 w^2} \cdot \sin(\pi f d) \quad (2.29a)$$

$$\tilde{h}_m(f) = \tilde{h}(f) \cdot \tilde{R}(f) \quad (2.29b)$$

$$|\tilde{h}_m(f)|^2 = |\tilde{h}(f)|^2 \cdot |\tilde{R}(f)|^2 \quad (2.29c)$$

$$|\tilde{h}_m(f)|^2 = |\tilde{h}(f)|^2 \cdot 4|\sin(\pi f d)|^2 e^{-2\pi^2 f^2 w^2} \quad (2.29d)$$

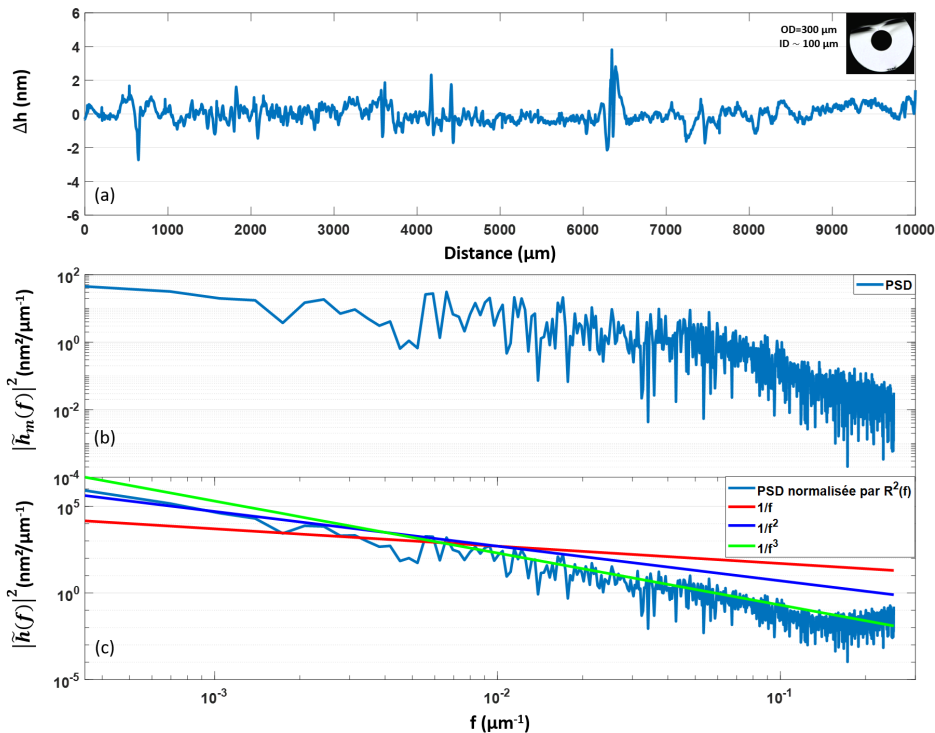


Figure 2.18: (a) un profil de 1 cm d'une mesure de la rugosité coté intérieur de la capillaire en silice le long axe z , (b) la densité spectrale de puissance du profil, et (c) normalisation de la densité spectrale de puissance par la fonction de réponse de l'instrument, la droite rouge le comportement en $\frac{1}{f}$, le bleu en $\frac{1}{f^2}$, et le vert en $\frac{1}{f^3}$.

2.4 Mesures de la rugosité de surface dans les HCPCF

2.4.1 Techniques de préparation des échantillons

Les mesures de rugosité de surface sont confrontées à un véritable défi à savoir : comment accéder à l'intérieur des parois silice entourant le cœur d'air de la fibre sans altérer la structure ou introduire des impuretés qui pourraient compromettre la précision des relevés. Au cours de cette thèse, nous avons mis au point plusieurs techniques de préparation dont une en particulier compatible avec l'utilisation du profilomètre optique. En effet, en comparaison avec les échantillons précédents, les fibres HCPCF présentent une gaine complexe composée de multiples interfaces air/silice qui nécessite une préparation spécifique pour cibler la paroi silice souhaitée. Pour cela, l'idée est de remplir certaines zones judicieusement choisies de la fibre par un liquide d'indice de réfraction (ici présentant une valeur similaire à celui du matériau silice, $n_{silice} = 1,4536$) pour y venir sonder l'interface d'intérêt. Comme l'illustre la Fig. 2.19, pour une fibre

à maille tubulaire, uniquement les 8 tubes doivent être remplis par le liquide d'indice afin de créer un saut d'indice et donc une forte réflexion entre le cœur d'air et la paroi extérieure du tube silice, comme illustre la configuration 1 du haut de la Fig. 2.19. A l'inverse, si le cœur d'air est rempli par le liquide d'indice et les alvéoles laissées vide, alors on pourra mesurer la rugosité de la surface intérieure du tube (configuration 2 du bas de la Fig. 2.19). Le remplissage des fibres se fait soit par capillarité soit en utilisant un système de pompe à vide avec l'embout de la fibre positionnée dans la solution liquide. Ainsi, un post-traitement à l'aide d'une soudeuse en entrée de fibre sur une distance de quelques millimètres doit être réalisé en amont afin de venir refermer les trous d'air (effondrer la zone air/silice) qu'on souhaite ne pas remplir. Enfin, un objectif compatible avec l'utilisation en milieu liquide (Olympus UPLXAPO 20X Objective) doit être utilisé pour améliorer le rapport signal/bruit de la mesure.

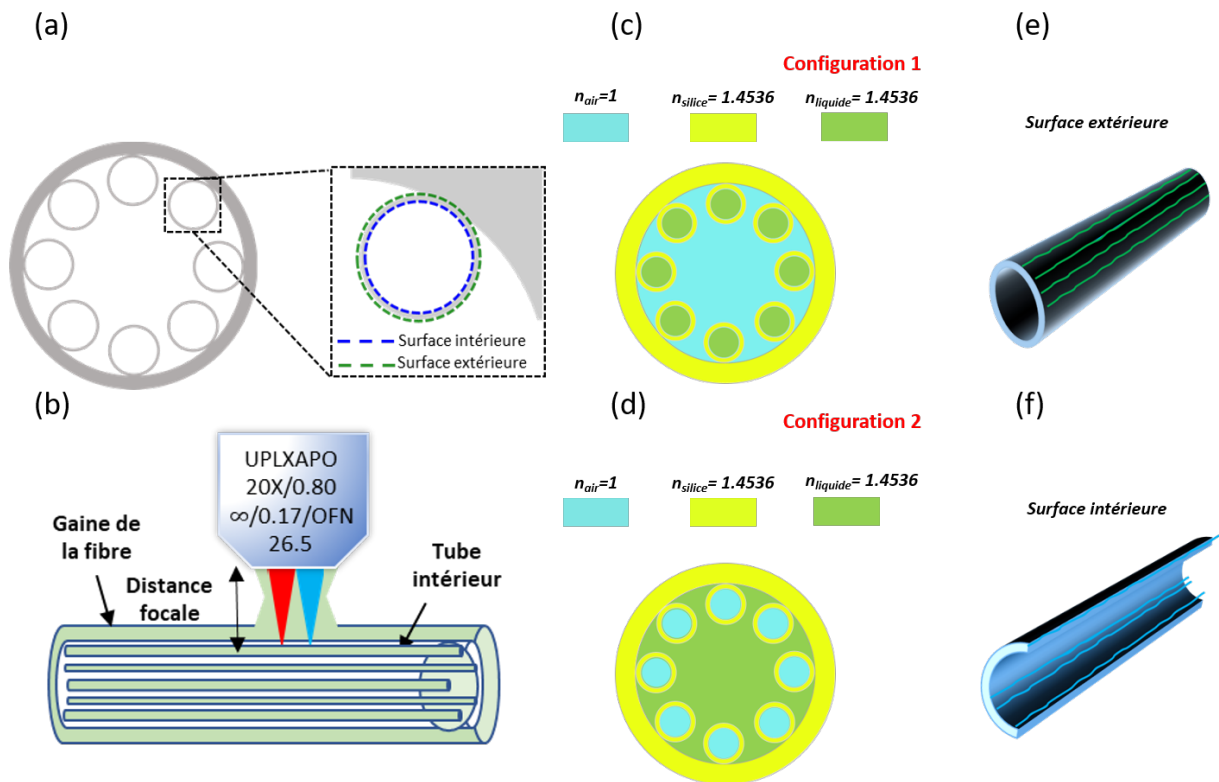


Figure 2.19: (a) Représentation de la fibre à maille tubulaire avec les deux membranes de surface à analyser. (b) Représentation tridimensionnelle de la fibre tubulaire T8. (c) et (d) Deux configurations des fibres remplies avec un liquide d'indice de réfraction égal à celui de la silice. (e) et (f) Les deux surfaces à imager, respectivement côté extérieur et intérieur.

A noter que pour les caractérisations par AFM, une autre technique de préparation a été utilisée qui consiste à briser la fibre (entre deux lames de verre ou en appliquant une courbure) afin d'en extraire un échantillon de l'interface cœur/gaine. Cette technique

est un peu aléatoire car l'échantillon est souvent contaminé par des impuretés/débris et reste de faibles longueurs.

2.4.2 Résultats de mesure

2.4.2.1 Exemple de mesures de rugosité sur fibre HCPCF (cas d'une fibre à maille tubulaire)

Les mesures de rugosité ont alors été menées sur des fibres HCPCF. Un premier exemple se porte sur une fibre HCPCF-CI à maille tubulaire précédemment décrite. La fibre montrée en Fig. 2.20(a) présente un cœur d'air de 41 μm de diamètre, des tubes de 12 μm et une épaisseur de silice autour de 600 nm (fibre VI du tableau 3.1 du Chapitre 3, fibre qui sera prise comme référence pour les comparaisons avec le procédé de cisaillement). Une longueur de 30 cm a alors été remplie de liquide d'indice en suivant la procédure pour la configuration 1. Le résultat des mesures est reporté sur la Fig. 2.20(b) où le profil de surface mesuré sur une distance de 350 μm présente des variations de +/- 1 nm avec une courbe PSD associée tracée en Fig. 2.20(d). A partir de ces éléments, la valeur de rugosité moyenne RMS induite est trouvée autour de 0,4 nm, résultat en accord avec les chiffres donnés en Chapitre 1 pour une condition prise à l'équilibre thermodynamique. Une seconde mesure faite sur une surface de 6 μm par 6 μm a été obtenue par AFM (Fig. 2.20(c)). La variation trouvée d'amplitude pour une coupe donnée (Fig. 2.20(b)) semble suivre celle obtenue par notre profilomètre si on zoom sur une distance réduite de 6 μm de longueur. Enfin, l'ensemble des courbes PSD montre à la fois aux hautes fréquences spatiales une tendance en $1/f$ et un changement de pente autour de la fréquence de coupure de $10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ avec une évolution plus marquée en $1/f^3$ pour les courtes fréquences spatiales, résultats qui sont trouvés en bon accord avec ce qui a été décrit par la littérature dans le Chapitre 1 validant ainsi une nouvelle fois notre outil de caractérisation [22], [57], [59].

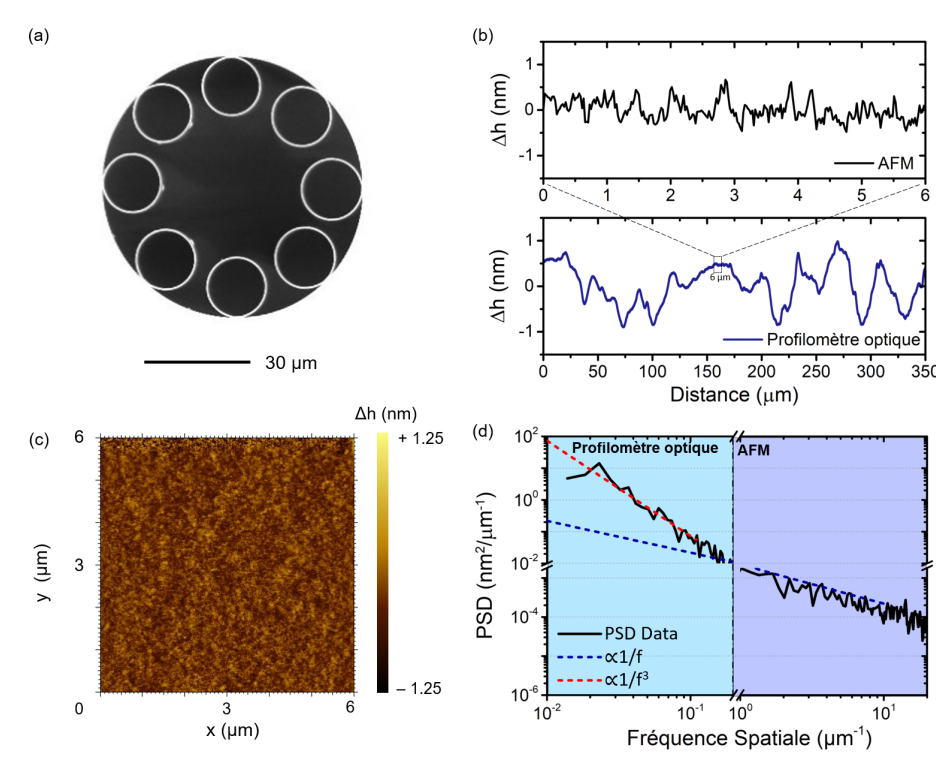


Figure 2.20: (a) Image de la coupe transverse d'une HCPCF-CI à maille tubulaire (fibre VI du tableau 3.1 du Chapitre 3). (b) Profils de surface mesurés par AFM (tracé du haut) et par notre profilomètre optique (tracé du bas). (c) Résultat de mesure AFM sur une surface de 6 µm par 6 µm. (d) Tracés PSD associés aux résultats des deux méthodes de caractérisation. Les tendances en $1/f$ et $1/f^3$ issues de la littérature sont indiquées en pointillé.

2.4.2.2 Mesures de rugosité pour différentes structures de fibres HCPCF

Les mesures de surface ont alors été répétées pour différentes structures de fibres HCPCF qui sont actuellement étudiées au sein du groupe. Le choix a porté sur trois fibres HCPCF-CI (à maille tubulaire identique à la précédente, à maille Kagomé et à maille hybride dernièrement conçue) ainsi que sur une fibre HCPCF-BIP (à maille triangulaire 7cell). Les paramètres géométriques de ces fibres sont résumés dans le tableau 2.5.

Table 2.5: Paramètres géométriques des fibres HCPCF retenues pour l'étude et RMS mesuré, D_{ext} : diamètre extérieur de fibre, D_{coeur} : diamètre du coeur d'air, D_t : diamètre du tube et t : épaisseur du pont silice entourant le coeur.

Fibre	$D_{\text{ext}}(\mu\text{m})$	$D_{\text{coeur}}(\mu\text{m})$	$D_t(\mu\text{m})$	t (nm)	RMS mesuré (nm)
HCPCF-CI tubulaire	260	38,4	15,5	545	0,40
HCPCF-CI kagomé	320	58	23	700	0,34
HCPCF-CI hybrid	260	33	15	1250	0,32
HCPCF-BIP 7cell	130	12,7	4,5	100 - 200	0,29

Enfin, les résultats de mesure en terme de profils de surface sur une distance de $250 \mu\text{m}^{-1}$ et courbes PSD sont donnés en Fig. 2.21. On peut noter que les fibres HCPCF-CI présentent des variations d'amplitude légèrement plus importantes que celles de la fibre HCPCF-BIP qui est située plutôt entre +/- 0,5 nm. Cette différence peut s'expliquer par une fabrication qui met en jeu des valeurs de tensions mécaniques bien plus importantes pour les fibres à CI même si au final les RMS mesurés restent proches avec des valeurs toujours comprises dans l'intervalle 0,3 – 0,4 nm comme attendu par la littérature. Aussi, malgré les différences de taille de coeur et de structure de gaine, les traces PSD restent relativement similaires, répondant toujours aux comportements en $1/f$ aux hautes fréquences spatiales.

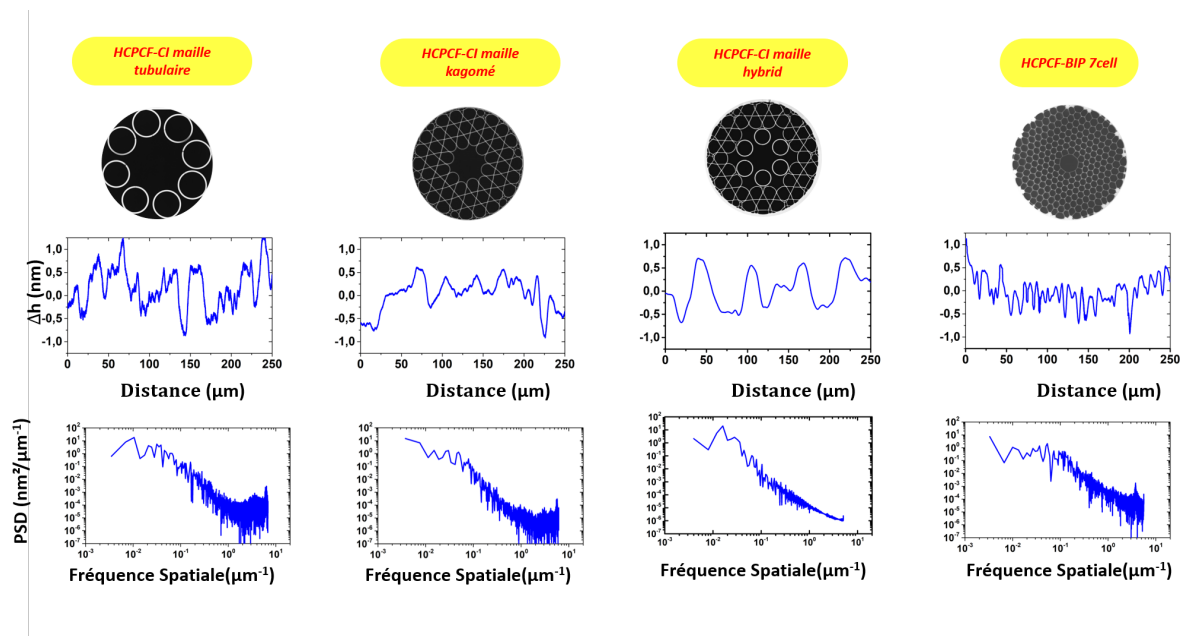


Figure 2.21: Profils de rugosité de surface de quatre structures de fibres HCPCF différentes (CI à maille tubulaire, CI à maille Kagomé, CI à maille hybride et BIP à maille triangulaire 7cell). Les images des coupes transverses et les courbes PSD de chaque fibre sont également indiquées.

2.4.2.3 Mesures de rugosité à l'intérieur et l'extérieur des membranes silice des tubes de gaine

Enfin, une dernière étude a eu pour objectif d'étudier la qualité de surface induite à l'intérieur et à l'extérieur des membranes de silice constituant les tubes de la gaine des HCPCF. En effet, comme présenté au paragraphe 2.4.1, en utilisant les configurations 1 et 2 de préparation des échantillons, il est possible pour la première fois d'observer la rugosité de surface aux deux interfaces de la membrane. Pour cela trois des fibres précédentes ont été reprises. Les résultats statistiques RMS tracés sur la Fig. 2.22 montrent peu de différence. Cela confirme que les ondes capillaires, lors de fabrications dites standards, se forment de manière quasi-identique sur la membrane de silice, que ce soit côté extérieur ou intérieur. Nous verrons par la suite que des changements peuvent apparaître en modifiant les procédés d'étréage.

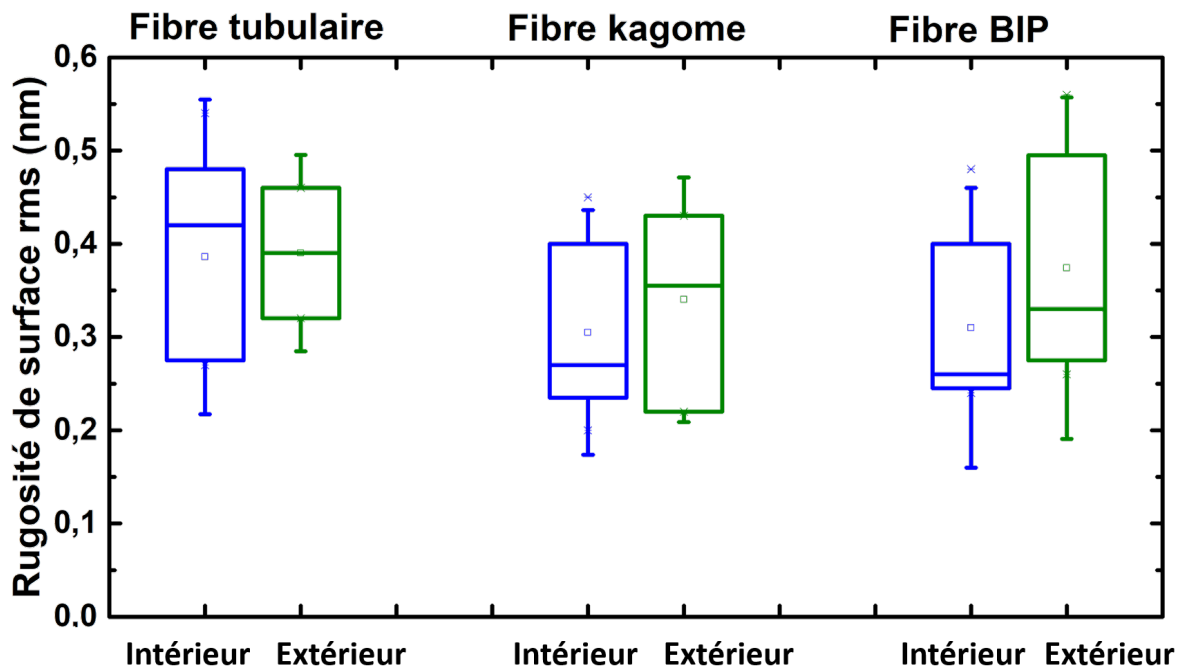


Figure 2.22: Étude statistique RMS des mesures de la rugosité à l'intérieur et à l'extérieur de la membrane silice entourant le cœur d'air pour les fibres HCPCF-CI à maille tubulaire et à maille Kagomé ainsi que pour une HCPCF-BIP à maille triangulaire 7cell.

2.5 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons débuté par une description du phénomène de rugosité de surface qui est actuellement une des principales causes limitant les performances des fibres creuses. Un rappel des bases théoriques ainsi que des paramètres mathématiques associés permettant d'analyser son profil de surface a alors été donné dans une première partie. Puis, dans une seconde section, un profilomètre optique basé sur le principe d'interférence entre deux faisceaux polarisés orthogonalement a été réalisé en collaboration avec l'Institut de Vision de Paris. Cet outil de caractérisation a démontré une sensibilité picométrique de seulement $2\text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ combinée à une large dynamique de balayage pouvant atteindre une longueur centimétrique. Enfin, le chapitre s'est conclu avec des premières mesures sur diverses fibres HCPCF (incluant les fibres à CI et à BIP) à la fois pour valider les spécifications du profilomètre mais aussi pour caractériser la rugosité de surface de ces fibres et les comparer avec les mesures publiées dans la littérature. A noter que pour la première fois, en utilisant une méthode spécifique de préparation des échantillons, des mesures aux deux interfaces de la membrane silice des tubes entourant le cœur d'air ont pu être réalisées (résultats présentés en conférences internationales). Ces diverses méthodes de caractérisation de la rugosité seront reproduites avec la réalisation de nouvelles fibres creuses lors des Chapitres 3 et 5.

3

Réalisations de fibres HCPCF-CI à rugosité de surface réduite par le procédé de cisaillement

Le chapitre détaille d'abord les propriétés des ondes capillaires, sources physiques de la rugosité de surface à l'interface cœur/gaine lors de l'étirage. Il introduit ensuite une technique innovante de fabrication, exploitant le cisaillement, qui permet de diminuer la rugosité des HCPCF-CI à maille tubulaire par un facteur trois. Nous démontrerons des avancées significatives améliorant les performances des fibres creuses pour les courtes longueurs d'onde dans la gamme spectrale du visible et l'ultraviolet. Ces résultats ont été publiés dans un article de la revue Nature Communications.

Sommaire

3.1 Ondes capillaires de surface	95
3.2 Principe et modèle de l'approche proposée par cisaillement	100
3.3 Fabrication de HCPCF-CI à rugosité de surface réduite	103
3.4 Nouvel état de l'art des pertes aux courtes longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet	108
3.5 Conclusion	113

3.1 Ondes capillaires de surface

Nous avons vu dans le Chapitre 1 qu'un des facteurs les plus limitants dans les performances des HCPCF est la rugosité de surface, dont l'origine est aujourd'hui admise comme étant due à la formation d'ondes capillaires lorsque le verre est dans un état viscoélastique obtenu durant l'étirage au sein de la fournaise. Les ondes capillaires sont des ondes de surface. Ces ondes les plus connues sont celles observées à la surface de l'eau. Elles peuvent ainsi être vues comme des vagues qui se propagent à la surface d'un liquide suite à des impulsions telles que l'énergie du vent ou des perturbations causées par des obstacles ou encore la chute d'un corps dans l'eau. Ces ondes sont aussi souvent appelées "de gravité" car la pesanteur est la force de rappel dominante dans la dynamique des ondes [110]. Dans les milieux viscoélastiques d'autres forces de rappel peuvent intervenir comme les forces de tension de surface ou superficielles ou les forces viscoélastiques. Dans le cas qui nous intéresse des HCPCF, une tension superficielle apparaît à l'interface de l'air et du verre fondu lors de l'étirage dont la force est la source de génération des ondes capillaires. La tension superficielle, γ , est associée à une énergie δE qui agit pour minimiser la surface du fluide dS , et est liée par l'équation $\delta E = \gamma dS$ [111]. L'étude de la dynamique de ce type d'ondes implique la résolution spatiale et temporelle de l'équation d'élasticité de Navier-Stokes des deux fluides de l'interface :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p - \eta \nabla (\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T) + \nabla \cdot T_{\text{elast}} \quad (3.1)$$

Ici, ρ est la densité du fluide, \vec{v} est le vecteur vitesse du fluide, η est le coefficient de viscosité, et T pour désigner la composante transversale. ∇p est lui le gradient de pression créé par les forces en présence. Enfin le dernier terme du membre droit de l'équation concerne le tenseur d'élasticité du fluide. La résolution de cette équation dépasse le cadre de nos travaux. D'autant plus qu'une résolution rigoureuse de ces équations implique de restituer fidèlement la dynamique de l'écoulement du verre dans la fournaise. La Fig 3.1(a) montre schématiquement une HCPCF lors dans son étirage. On remarque que la partie viscoélastique du verre fondu est limitée à une zone, appelée zone de « chauffe », de longueur L . En dehors de cette zone le verre est considéré comme solide. Aussi, on voit que la fibre à cette phase a une forme presque conique. A cela il faut rajouter que les bouts de ce « cône » sont en mouvement vertical vers le bas à des vitesses différentes. Enfin, nous rappelons que la gaine de la HCPCF est microstructurée et que tous les trous d'air de la fibre sont soumis à des gaz de pressurisation. Cela est présenté pour mettre en lumière la complexité inhérente à une simulation rigoureuse.

Néanmoins, il est possible de simplifier considérablement cette problématique tout en restant assez fidèle à la réalité, comme cela a été prouvé dans la publication [22], où l'on s'est limité à traiter le problème comme s'il s'agissait d'une surface libre.

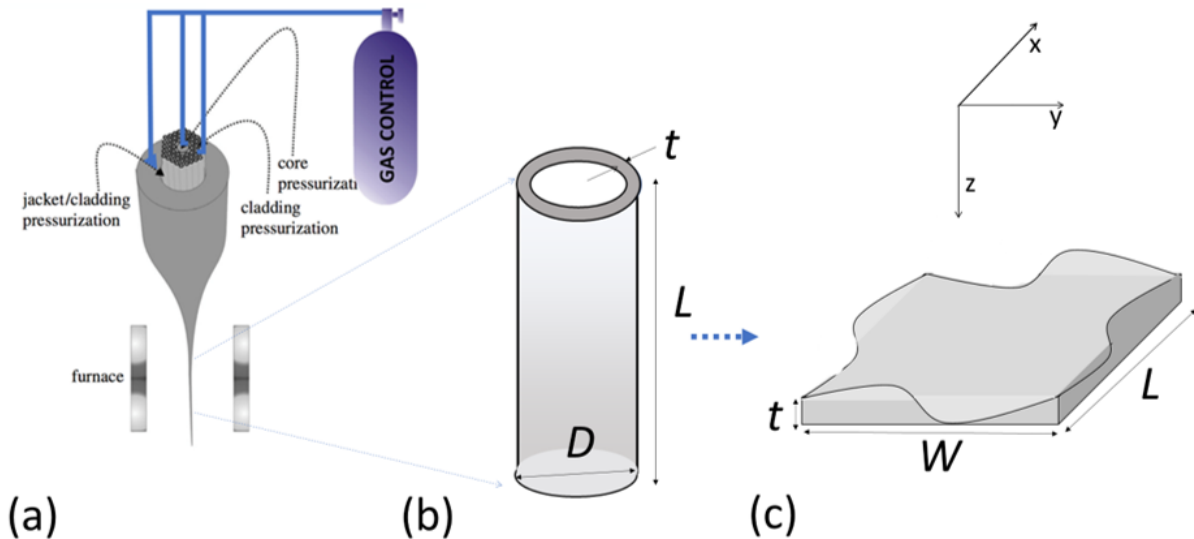


Figure 3.1: (a) Schématique de l'étirage d'une HCPCF, (b) un tube de la gaine, et (c) la surface de la membrane associée à ce tube.

Les Fig. 3.1(b) et (c) illustrent schématiquement cette simplification. Nous commençons par négliger la variation du diamètre de la fibre dans la fournaise ainsi que la microstructure de la fibre, pour réduire le problème à un tube de longueur L et d'une épaisseur très fine t . Enfin, ce travail de simplification peut être poussé afin de réduire le problème à celui d'une membrane de même épaisseur que le tube, de longueur L et de largeur W , équivalente au périmètre du tube.

En parallèle, nous pouvons continuer la simplification en comparant approximativement la force associée à la tension superficielle, $F_{surf} = \gamma \cdot L \approx 3 \text{ mN}$, la force de gravité, $F_g = \rho \cdot L \cdot W \cdot t \cdot g \approx 0,1 \text{ } \mu\text{N}$, et la force de viscosité, $F_{vis} = \eta \cdot W \cdot t \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)$. On remarque que la gravité est négligeable. Ici nous avons pris W égale à $20 \text{ } \mu\text{m}$, t égale à $0,5 \text{ } \mu\text{m}$ et L égale à 1 cm . Aussi pour des températures de $1700 - 2000 \text{ } ^\circ\text{C}$, intervalle de travail lors d'un étirage d'une HCPCF, on a le coefficient de viscosité de $1 \text{ Mpa}\cdot\text{s}$ alors que le gradient de vitesse est entre 10 et 100 s^{-1} . Ceci donne une force de viscosité entre 10 et quelques centaines de μN . Par conséquent on peut réduire l'équation de Navier-Stokes aux deux équations couplées dans l'espace de Fourier du déplacement latérale $h_x(x, t)$ et $h_y(y, t)$ de la surface suivant l'axe x et y respectivement :

$$-\rho\omega^2 h_x(x, t) = -\gamma\nabla^2 h_x(x, t) - \eta\omega h_y(x, t) \quad (3.2)$$

$$-\rho\omega^2 h_y(x, t) = -\gamma\nabla^2 h_y(x, t) - \eta\omega h_x(x, t) \quad (3.3)$$

En conséquence, et en utilisant une décomposition modale l'expression du déplacement $h(x, y, t)$ de surface prend la forme suivante :

$$h_{mn}(x, y, t) = h_{mn} \sin(q_m x) \sin(q_n y) e^{i\omega_{mn}t + \varphi_{mn}} \quad (3.4)$$

Ici h_{mn} est l'amplitude du mode de l'onde de capillaire oscillant à la fréquences angulaire ω et des vecteurs d'onde q_m et q_n suivant les axes x et y respectivement. Ces vecteurs d'ondes sont discrétisés par les conditions aux limites d'une membrane à bords fixes et donc peuvent être écrits comme $q_m = \frac{m\pi}{L}$, $q_n = \frac{n\pi}{W}$.

Dispersion : Ces vecteurs d'ondes sont liés à la fréquence par la relation de dispersion suivante [112] :

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho} q^3 + i \frac{\eta}{\rho} q^3} \quad (3.5)$$

L'expression se réduit à la relation connue de dispersion d'une onde capillaire $\omega_{mn}^2 = \left(\frac{\gamma}{\rho}\right) q^3$ en absence de la viscosité. Ici $q = \sqrt{q_m^2 + q_n^2}$.

A noter que si l'épaisseur et la force de gravité sont connues, cette expression prend la forme suivante déduite de la référence [113] et [114] (cas d'une onde de surface à l'interface air-eau d'un bac d'eau de profondeur t) :

$$\omega^2 = \frac{(\rho - \rho')gk + \gamma q^3}{(\rho + \rho') \tanh(qt)} \tanh(qt) \quad (3.6)$$

Ici, ρ et ρ' sont les densités des deux fluides. Négliger la densité de l'air ρ' donne $\omega^2 = \left(gk + \left(\frac{\gamma}{g}\right) q^3\right) \tanh(qt)$. En remarquant que pour la HCPCF l'épaisseur t est de l'ordre de quelques centaines de nanomètre alors que la période des ondes capillaires ayant les plus grandes amplitudes sont de l'ordre 1-10 μm , on a $qt \ll 1$ et donc on peut écrire $\tanh(qt) \approx qt$, et $\omega^2 = \left(gk + \left(\frac{\gamma}{g}\right) q^3\right) (qt)$. Ceci donne la dispersion suivante en absence de l'effet de gravité : $\omega^2 = (qt) \left(\frac{\gamma}{g}\right) q^3$.

Amplitude : Une estimation de l'amplitude peut être déduite en rappelant que la source d'énergie de ces ondes capillaires est fournie par les fluctuations thermiques. En utilisant le théorème d'équipartition de l'énergie, chaque mode des ondes capillaires possède en moyenne une énergie thermique de $\langle E \rangle = \frac{1}{2}k_B T$, où k_B est la constante de

Boltzmann et T la température du milieu. Rappelons que cette énergie est associée au changement de surface de l'interface, $\delta E_s = \gamma dS \langle E \rangle_s$

$$\delta E_s = \gamma \left(\int_0^L \int_0^W \sqrt{1 + |\nabla h(x, y, t)|^2} dx dy - WL \right) \quad (3.7)$$

qui se réduit pour des petites $\frac{\gamma}{2} \int_0^L \int_0^W |\nabla h(x, y, t)|^2 dx dy$. La même démarche peut être suivie pour l'excès d'énergie dû à la force de gravité $\langle E \rangle_g = \frac{\rho g}{2} \int_0^L \int_0^W h(x, y)^2 dx dy$. En conséquence, l'énergie totale associée à la formation d'une rugosité de surface est $\langle E \rangle = \langle E \rangle_s + \langle E \rangle_g$. Le théorème de Parseval mène à l'expression de cette énergie dans l'espace des fréquences spatiales comme suit :

$$\langle E \rangle = \sum_q \left(\frac{|h_q|^2}{q^2} + \frac{|h_q|^2}{l_c^{-2}} \right) \quad (3.8)$$

Ceci donne une amplitude pour un mode capillaire de vecteur d'onde q l'expression suivante :

$$\langle h_q^2 \rangle = \frac{k_B T}{\gamma} \frac{1}{LW} \frac{1}{q^2 + l_c^{-2}} \quad (3.9)$$

Ici nous introduisons la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\left(\frac{\gamma}{g\rho}\right)}$, et son vecteur d'onde associé $q_c = \sqrt{\left(\frac{g\rho}{\gamma}\right)}$. La moyenne quadratique de la rugosité de surface peut être déduite en intégrant sur l'espace de vecteurs d'onde.

$$\langle h^2(x, y) \rangle = \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{dq}{(2\pi)^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{dq'}{(2\pi)^2} \langle h_q h_{q'} \rangle e^{i(q+q') \cdot r} \quad (3.10a)$$

$$= \frac{k_B T}{(2\pi)^2 \gamma} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{dq}{(2\pi)^2} \frac{1}{q^2 + l_c^{-2}} \quad (3.10b)$$

$$\approx \frac{k_B T}{2\pi \gamma} \ln \left(\frac{2\pi l_c}{\xi} \right) \quad (3.10c)$$

La limite minimale de l'intégration est donnée par $q_{\min} = 2\pi f_c = l_c^{-1} = \sqrt{\left(\frac{g\rho}{\gamma}\right)}$, correspondant à l_c . La limite maximale est associée à la longueur moléculaire représentant la coupure des hautes fréquences spatiales [115]. Cette expression peut être déduite en application le théorème de fluctuation-dissipation comme ceci est rapporté dans [56].

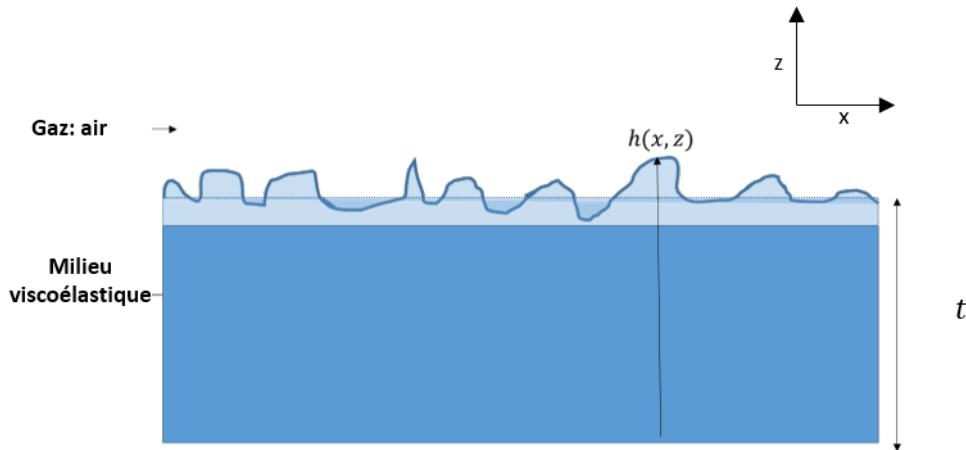


Figure 3.2: Schématisation d'une rugosité monodimensionnelle.

Sarlat *et al.* [115] ont estimé la hauteur RMS à 1,5 nm pour la silice fondue de longueur capillaire de 4 mm en prenant $\gamma = 0,3 \text{ J.m}^{-2}$ et $\rho \approx 2,2 \text{ kg.m}^{-3}$, et une longueur moléculaire $\frac{\xi}{2\pi} = 0,5 \text{ nm}$. Cependant leur mesure AFM a donné une hauteur RMS de 0,43 nm [115].

Nous rappelons que la diffusion de la lumière des HCPCF dépend non seulement de l'amplitude des élévations de la rugosité de surface, représentée par la hauteur quadratique moyenne donnée plus haut, mais aussi par sa structure spatiale [116]. Autrement dit par le profil spectral de la PSD qu'on peut réduire à la fonction de corrélation :

$$\begin{aligned} g_h(x) &= \langle (h(x) - \langle h \rangle) (h(x + x') - \langle h \rangle) \rangle \\ &= \frac{k_B T}{2\pi\gamma} K_0 \left(\frac{x}{l_c} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Ce que nous pouvons retenir de ce modèle simple est qu'un projet de réduction de la rugosité de surface dans les HCPCF peut être possible par l'augmentation de la tension de surface γ . Ainsi, en remarquant que $\langle h_q^2 \rangle \propto q^{-2}$ et $\langle h_q^2 \rangle \propto \frac{1}{LW}$, un mécanisme qui peut exercer un contrôle sur le spectre du PSD ou les conditions aux limites peut structurer le spectre et l'amplitude du PSD de telle façon à minimiser les pertes par diffusion. Ce sont ces éléments qui motivent les travaux de ce chapitre [117] ceux qui seront présentés au Chapitre 5 [118].

Remarquablement, le principe de contrôler la tension a été démontré dans le cadre de l'hydrodynamique par Derks *et al.* [110] sur l'interface colloïdale gaz-liquide par l'écoulement de cisaillement. Basé sur principe Benabid *et al.* [117] ont proposé un nouveau procédé de fabrication de HCPCF pour réduire la rugosité de surface que

nous détaillons ci-dessous.

3.2 Principe et modèle de l'approche proposée par cisaillement

Comme il vient d'être montré, la rugosité inhérente d'une surface de verre provient des fluctuations des ondes capillaires qui résultent de l'interaction entre le bruit thermique et la tension d'interface du verre et qui présente une valeur donnée dans la littérature de 0,4 nm à l'équilibre thermodynamique [56]. En 2006, Derks et al. [110] ont proposé une approche basée sur le phénomène dit de « cisaillement » pour venir réduire ces ondes capillaires avec un certain taux (ou shear rate en anglais qui s'exprime en s^{-1} , grandeur rhéologique qui étudie le comportement des fluides déformables sous l'effet d'une contrainte appliquée) afin de lisser la rugosité aux interfaces. Pour décrire cet effet sur leur système cisailé, les auteurs ont introduit le concept de tension inter-faciale effective qui est lié au taux de cisaillement. En effet, la tension inter-faciale effective peut être exprimée par l'Eq.3.12, où γ_0 est la tension inter-faciale à cisaillement nul et $\Phi(\kappa)$ est une fonction positive qui croît avec l'augmentation du taux de cisaillement noté κ [110].

$$\gamma_{eff}(\kappa) = \gamma_0 + \Phi(\kappa) \quad (3.12)$$

Maintenant, si on considère une surface de verre entourée d'air, la fonction $\Phi(\kappa)$ sera donnée par l'Eq. 3.13

$$\Phi(\kappa) = \left(\frac{3k_B T}{4\pi} \right) \left[\frac{(\mu_{air} + \mu_{verre})\kappa}{\gamma_0 L_{cap}} \right] \sqrt{\left[\frac{[(\mu_{air} + \mu_{verre})\kappa L_{cap}]^2}{\gamma_0} - 1 \right]} \quad (3.13)$$

où μ_{verre} et μ_{air} sont respectivement les viscosités du verre et de l'air, et L_{cap} est la longueur capillaire, donnée par $\sqrt{\frac{\gamma_0}{g(\rho_{verre} - \rho_{air})}}$ où g est l'accélération de la gravité, ρ_{verre} et ρ_{air} sont les densités du verre et de l'air.

Comme la moyenne quadratique de la rugosité $\langle h^2 \rangle$ (décrite dans le paragraphe précédent) est inversement proportionnelle à la tension inter-faciale, Derks *et al.* ont montré que l'amplitude des ondes capillaires peut être exprimée par Eq. 3.14 :

$$\langle h^2 \rangle(\kappa) = \left[\frac{\gamma_0}{\gamma_{eff}(\kappa)} \right] \langle h^2 \rangle(\kappa = 0) \quad (3.14)$$

où $\langle h^2 \rangle(\kappa = 0)$ est la moyenne quadratique de la rugosité pour un cisaillement nul. Cette

expression montre donc qu'on s'attend à ce que l'amplitude d'une surface cisailée soit diminuée d'un facteur $\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_0}$ par rapport à celle de la surface d'origine.

Une telle réduction des fluctuations inter-faciales a également été étudiée par d'autres groupes [119], [120], [121]. En particulier, Smith et al. [120], [121] ont effectué des simulations sur la dynamique de surfaces entraînées latéralement et ont conclu que l'application d'un cisaillement implique une réduction de la largeur inter-faciale. En effet, ils ont montré que le cisaillement agit comme une force de confinement efficace dans le système qui peut aller jusqu'à supprimer les fluctuations des ondes capillaires inter-faciales.

Dans le cadre des fibres optiques, le comportement de la rugosité des surfaces du verre a été étudiée par Bresson *et al.* sur des tubes air/silice [58]. En évaluant les profils de surface de tels tubes, de diamètres typiques 220 μm et d'épaisseurs 15 μm , les auteurs ont montré que les niveaux de rugosité de surface peuvent être abaissés par le procédé de fibrage grâce à l'atténuation des ondes capillaires de surface suivant la direction de l'étirage (c.a.d. du haut de la tour de fibrage vers le bas). De façon plus précise, ils ont obtenu un comportement anisotrope des corrélations de hauteur dans les capillaires fabriqués démontrant que les surfaces de verre conservent une signature structurelle de la direction de l'écoulement qui a eu lieu lors de la fabrication de la fibre (voir la figure Fig. 1.16 du Chapitre 1). Cependant il est à noter que l'atténuation des ondes capillaires de surface étudiée dans cette étude (c.a.d. la tension subie par la fibre lors de la fabrication) résulte de plusieurs paramètres d'étirage tels que la température du four, les vitesses d'étirage, les dimensions de la fibre à étirer et de sa préforme. Ainsi, bien qu'il ait permis aux auteurs de corrélérer la diminution de la rugosité de surface avec le processus d'étirage, il a été difficile d'aller plus loin dans l'analyse en sachant que la réduction trouvée sur la rugosité est relativement modérée. Ainsi, dans le but d'amplifier ce phénomène et de l'appliquer à notre cas des fibres creuses de plus faibles dimensions, nous avons proposé une approche nouvelle basée sur l'utilisation d'un jeu de pression appliqué en contre flux à l'intérieur de la préforme lors de la fabrication. Ce processus a fait l'objet d'un dépôt de brevet sous le numéro FR1912283 [117]. Dans ce contexte, nous avons dans un premier temps proposé un modèle simplifié qui permet de relier les pressions de gaz utilisées au sein de la préforme au taux de cisaillement auquel on peut s'attendre dans la fibre creuse ainsi fabriquée. Pour cela, comme il a été précédemment indiqué, nous avons utilisé les équations de Navier-Stokes et les relations de continuité appliquées à l'écoulement d'un gaz à l'intérieur d'un tube de longueur L et de rayon variable r tel que $r(z) = r_0 \exp(-\beta z)$ où r_0 est le rayon initial de la préforme comme indiqué par la Fig. 3.3(a) [122]. Il est à noter que ce modèle

ne considère aucun écoulement de verre car dans notre cas la vitesse axiale du verre est considérablement inférieure à la vitesse du gaz à l'intérieur de la fibre (le rapport entre les vitesses axiales du gaz et les écoulements de verre est estimé à 30). Aussi, nous ne considérons ni effondrement ni dilatation du verre. Cette hypothèse est valide car nous contrôlons les niveaux de pression à l'intérieur de la fibre pour éviter que le verre ne s'effondre et, bien que dans nos étirages nous utilisons la pression pour gonfler les trous de la microstructure, le taux d'une telle expansion est faible. Ces considérations nous permettent donc bien d'utiliser l'exponentielle négative pour décrire la forme de la région de transition préforme-fibre.

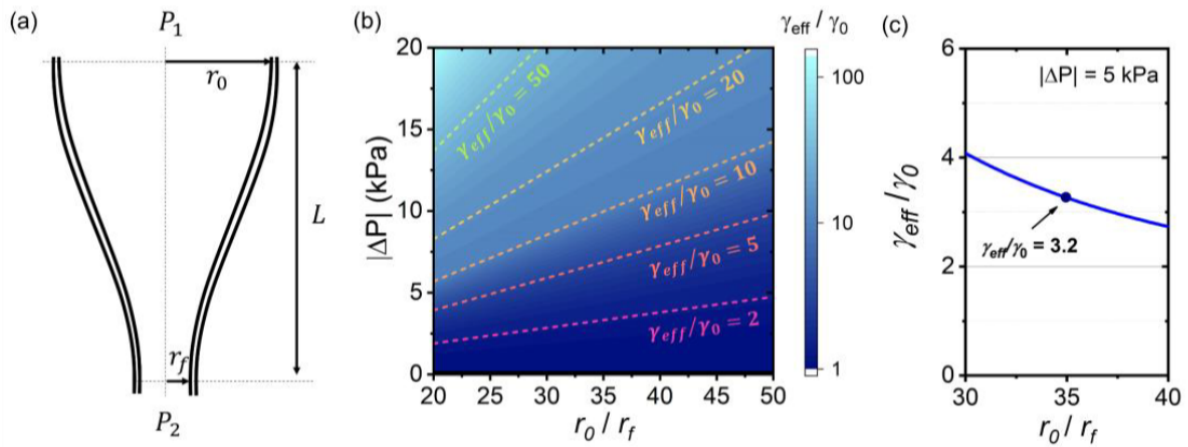


Figure 3.3: Modèle proposé pour étudier le taux de cisaillement qui pourrait être obtenu sur les parois silice entourant le cœur d'air de la fibre. (a) Schéma de la zone de transition (ou cône) entre la préforme et la fibre. P_1 et P_2 représentent respectivement la pression dans la préforme et dans la fibre, de même r_0 et r_f les rayons. L est la longueur de transition préforme-fibre. (b) Diagramme présentant les valeurs atteignables du rapport $\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_0}$ en fonction de différents gradients de pression $|\Delta P|$ et ratio rayons de fibre sur préforme $\frac{r_0}{r_f}$. (c) Cas particulier pour $|\Delta P|$.

Dans le cas d'un écoulement laminaire (hypothèse valable ici car le nombre de Reynolds calculé pour le flux de gaz que nous étudions est de l'ordre de 10^{-4}) et pour une transition structurelle entre la préforme et la fibre suivant une forme exponentielle, la vitesse du gaz qui s'établit le long de l'axe de l'étirage de la fibre (direction z) notée u_z peut s'écrire :

$$u_z = \frac{\Delta P}{4\mu_{air}L} \left[r_0^2 \exp \left[-2\xi \left(\frac{z}{L} \right) \right] - r^2 \right] \quad (3.15)$$

où $\Delta P = P_1 - P_2$ est la variation de pression entre les régions de préforme et de fibre (P_1 et P_2 , respectivement), L est la longueur de transition préforme-fibre, r est la coordonnée radiale et un paramètre ξ qui est défini par :

$$\xi = \ln \left(\frac{r_0}{r_f} \right) \quad (3.16)$$

où r_0 et r_f sont respectivement les rayons de la préforme et de la fibre [123], [124]. L'ensemble des calculs permettant d'aboutir à ces deux relations est donné en Annexe A. L'Eq. 3.15 permet alors de calculer le débit volumétrique à une certaine position z et, par la suite, le taux de cisaillement κ associé à un tel écoulement. L'expression résultante est montrée dans l'Eq. 3.17 (voir Annexe A).

$$\kappa = \frac{|\Delta P| r_0 \exp \left(-\frac{\xi Z}{L} \right)}{2\mu_{air} L} \quad (3.17)$$

Enfinement en utilisant l'Eq. 3.12, on peut estimer la tension inter-faciale effective de la surface cisailée de la paroi du tube. La Fig. 3.3(b) présente l'évolution du rapport $\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_0}$ pour différents gradients de pression $|\Delta P = P_1 - P_2|$ et ratio rayons de fibre sur préforme $\frac{r_0}{r_f}$. Ici, les grandeurs suivantes ont été utilisées pour obtenir la courbe $T = 2300K$, $L = 2\text{ cm}$, $\mu_{air} = 5,817 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\mu_{verre} = 6,165 \times 10^3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $\gamma_0 = 0,3N/m$, $\rho_{air} = 0,199 \text{ kg/m}^3$, et $\rho_{verre} = 2200 \text{ kg/m}^3$.

Les résultats montrent que plus le rapport d'aspect de la transition fibre-préforme est petit et plus l'effet du cisaillement sera fort, le tout amplifié quand le gradient de pression appliqué augmente. En se basant sur ce qu'il est possible d'atteindre lors des fabrications, un espace restreint de paramètres est identifiable.

En particulier, sur la Fig. 3.3(c) nous présentons un exemple qui sera utilisé par la suite où $|\Delta P|$ est fixé à 5 kPa. On peut alors voir que pour le rapport $\frac{r_0}{r_f} = 35$, valeur typique pour nos étirages de fibres HCPCF-CI à maille tubulaire, on obtient un rapport de réduction sur les valeurs $\langle h^2 \rangle$ de $\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_0} = 3,2$. Ce résultat sera à comparer aux mesures expérimentales à venir.

3.3 Fabrication de HCPCF-CI à rugosité de surface réduite

La fabrication de HCPCF est basée sur la méthode dite du « stack-and-draw » qui comme son nom l'indique réside en une succession d'assemblage et d'étirage. Comme l'illustre la Fig. 3.4, dans un premier temps un tube air/silice initial de taille centimétrique est étiré pour former des capillaires de quelques millimètres de diamètre qui seront ensuite empilés selon l'arrangement souhaité pour former la préforme (dite préforme

primaire). Puis un premier étirage aura lieu pour réduire les dimensions de la préforme par un facteur proche d'un ordre de grandeur en canne (dite préforme secondaire). Enfin, la canne sera étirée à nouveau après manchonnage dans un tube de silice (appelé jacket) pour fabriquer la fibre creuse. La relation entre les dimensions de la canne re-manchonnée et celle de la fibre produite est exprimée par l'équation du taux de réduction (ou "Down ratio") via l'expression :

$$\frac{V_{\text{feed}}}{V_{\text{speed}}} = \left(\frac{r_f}{r_i} \right)^2 \quad (3.18)$$

où on retrouve les paramètres r_0 et r_f qui représentent respectivement les rayons de la préforme secondaire et de la fibre qui sera fabriquée en fonction de la vitesse de descente de la préforme dans le four V_{feed} et de la vitesse d'étirage de la fibre V_{speed} .

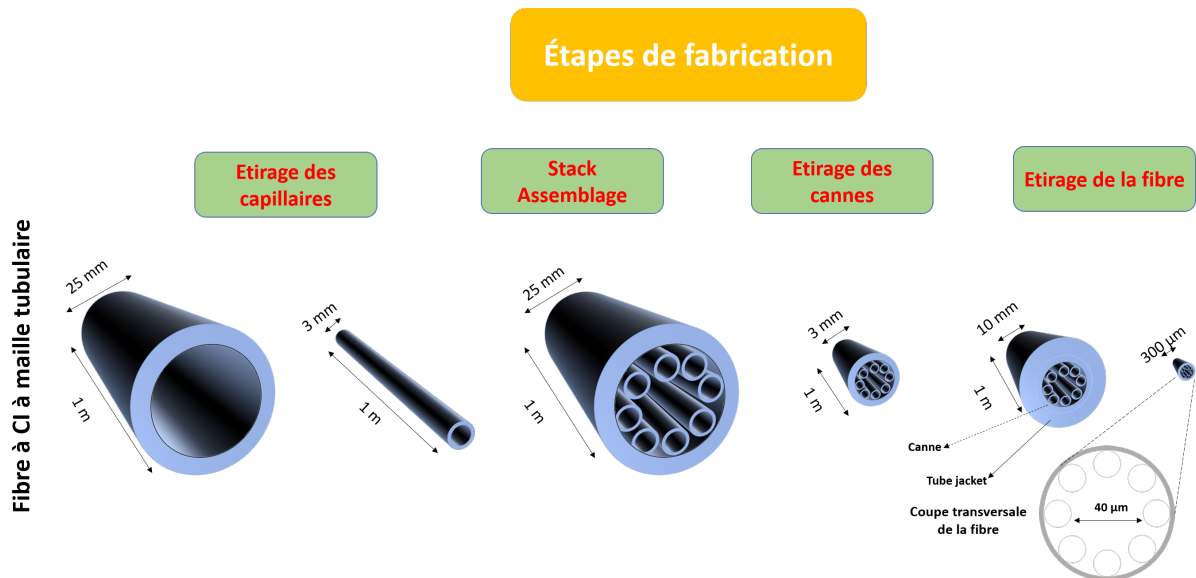


Figure 3.4: Schéma illustrant les étapes de fabrication des fibres HCPCF (exemple d'une fibre CI à maille tubulaire) par la technique de « stack and draw ».

A cette étape les tubes formant la gaine et celui formant le cœur sont pressurisés de manière indépendante pour contrôler leurs paramètres (épaisseur de silice t , diamètre des tubes ainsi que la forme négative du contour du cœur). Classiquement, ces flux de gaz s'appliquent dans une même direction suivant l'axe de l'écoulement du verre durant l'étirage (forces co-directionnelles). Afin d'obtenir un effet de cisaillement, nous avons proposé de modifier le procédé en utilisant un jeu de flux de gaz inversé à savoir une première pression appliquée dans les trous d'air de la gaine suivant le sens de l'étirage (pour P_{gaine} une surpression sera utilisée) et une seconde dans le cœur ayant une direction opposée à l'écoulement du verre (pour $P_{\text{cœur}}$ un vide sera utilisé) pour

obtenir des forces contra-directionnelles (voir Fig. 3.5(a)). La Fig. 3.5(b) présente un zoom sur la membrane silice entourant le cœur d'air avec les forces en présence.

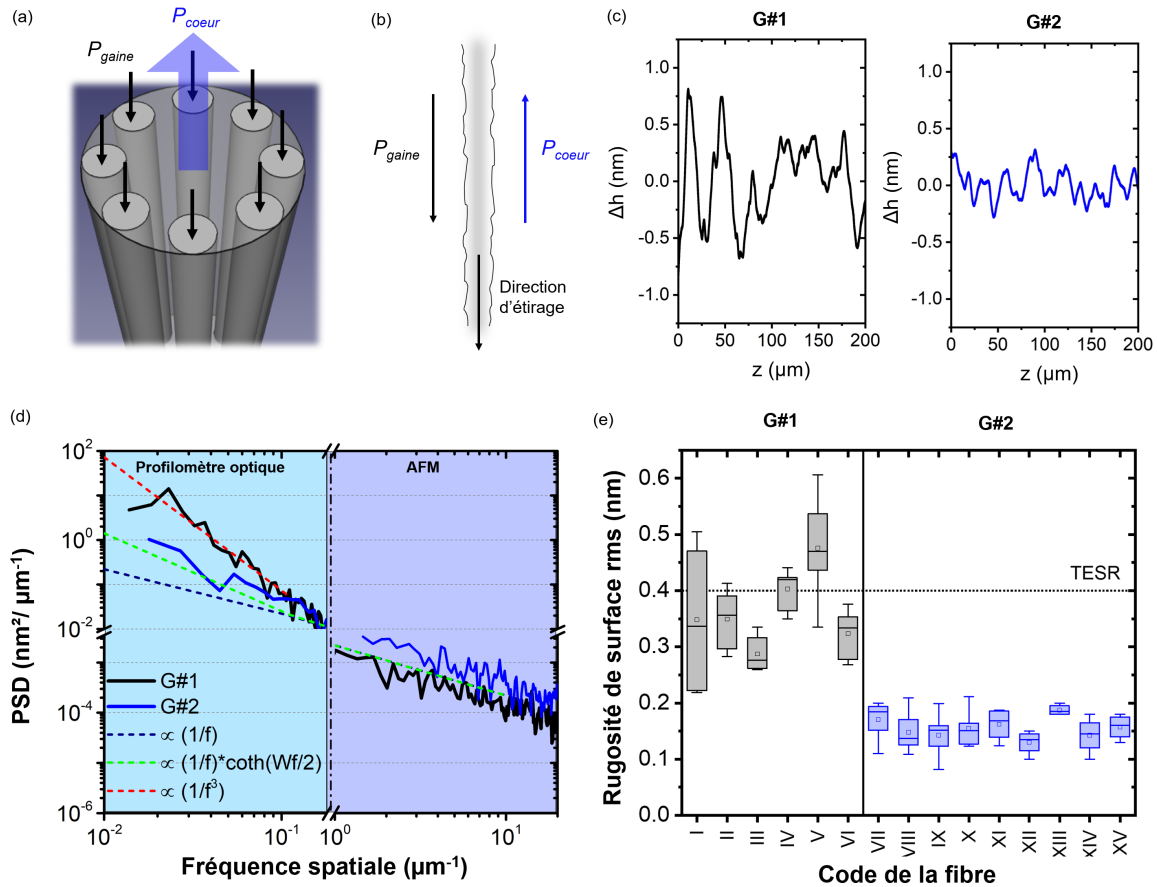


Figure 3.5: Réduction de la rugosité de la surface entourant le cœur d'air dans les HCPCF-CI. (a) Schéma illustrant les jeux de pression mis en jeu au sein de la préforme durant l'étréage à savoir P_{coeur} : pression du cœur, P_{gaine} : pression des tubes de la gaine. (b) Schéma zoomant sur l'interface du contour du cœur d'air illustrant la présence d'un cisaillement. (c) Profils de rugosité typiques mesurés par le profilomètre optique le long de l'axe z de la fibre pour une fabrication standard (fibre du G#1) et quand le procédé de cisaillement est appliqué (fibre du G#2) avec (d) les courbes de PSD associées et leurs tendances. (e) Tracés présentant la valeur de rugosité RMS pour l'ensemble des fibres issues du G#1 et du G#2 (la numérotation correspond aux différentes fibres du tableau 3.1).

Pour démontrer si une réduction de la rugosité peut être obtenue par cette approche, nous avons alors fabriqué toute une série de fibres HCPCF basées sur une gaine tubulaire à 8 tubes. Plusieurs paramètres géométriques ont été inclus dans cette étude en faisant varier le diamètre de cœur d'air (25 μm à 42 μm) et l'épaisseur t de silice (300 nm à 1220 nm). Enfin, les performances de ces fibres (notées G#2) ont été comparées à des fibres similaires (notées G#1) mais qui elles ont suivi la méthode classique de

fabrication (à savoir une surpression appliquée pour P_{gaine} et P_{coeur}) et pour lesquelles on a cherché à rester dans des dimensions géométriques comparables. Le tableau 3.1 présente le détail des structures réalisées pour l'ensemble des deux groupes G#1 et G#2 qui correspondent à une sélection de quinze fibres HCPCF-CI T8.

Table 3.1: Paramètres géométriques des fibres fabriquées par les deux techniques regroupées sous la nomenclature G#1 et G#2. Deux fibres particulières du G#2 sont indiquées en couleur rouge et une fibre du G#1 en bleue car elles seront étudiées plus en détail par la suite.

G #1				G#2			
Fibre code	t (nm)	D_{tubes} (μm)	D_{coeur} (μm)	Fibre Code	t (nm)	D_{tubes} (μm)	D_{coeur} (μm)
I	230	15,6	41,5	VII	300	10,6	28,0
II	415	13,0	41,5	VIII	305	10,7	29,5
III	465	11,2	32,0	IX	360	8,5	25,0
IV	500	10,8	34,5	X	600	11,2	27,0
V	545	16,0	39,9	XI	720	15,6	35,0
VI	600	10,2	37,0	XII	900	18,0	42,0
				XIII	1050	14,7	41,0
				XIV	1080	14,1	40,0
				XV	1120	14,0	42,0

Les rugosités du contour silice entourant le cœur d'air pour les fibres du groupe G#1 et G#2 ont alors été mesurées le long de l'axe de propagation z de la fibre à l'aide du profilomètre optique à résolution picométrique que j'ai réalisé dans le Chapitre 2. La Fig. 3.5(c) montre un profil de surface typique pour une fibre issue du G#1 (fibre VI, courbe de gauche) et pour une autre fibre du G#2 (fibre X, courbe de droite) mesuré à l'interface extérieur de la paroi silice (c.a.d. côté du cœur d'air). Il apparaît clairement que la fibre du G#2 présente des valeurs crête à crête réduites par rapport à celle du G#1 passant d'une amplitude maximale de 1,5 nm à environ 0,5 nm. La Fig. 3.5(d) présente les traces PSD associées à ces deux fibres, résultats obtenus en combinant les mesures de rugosité faites par le profilomètre optique (sur une longueur de 200 μm) et par AFM (sur une longueur de 6 μm). Aux fréquences spatiales inférieures à $10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$, une réduction des valeurs de PSD est observée pour le cas du G#2, ce qui est en accord avec la mesure directe du profil de surface puisque l'on sait que ce sont ces basses fréquences spatiales qui impactent majoritairement la rugosité. De plus, comme il a été indiqué dans le Chapitre 1 avec les travaux antérieurs [22], [57], [110], une tendance en $1/f$ pour les fonctions PSD aux hautes fréquences spatiales

(c.a.d. supérieures à $1 \mu m^{-1}$) est confirmée. Le tracé reporté en pointillé bleu a été obtenue en utilisant l'équation 3.19 issue de [22] :

$$|H_{scw}(f)|^2 = \frac{k_B T_G}{2\pi\gamma f} \quad (3.19)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et γ est la tension superficielle. Ici, nous avons utilisé $T_G/\gamma = 2000 K m^2/J$, ce qui est cohérent avec les valeurs rapportées dans [22] pour le cas d'un étirage de capillaires en silice. Comme comparaison supplémentaire, nous avons rajouté sur la Fig. 3.5(d) une tendance modifiée (ligne pointillée verte), obtenue en multipliant l'Eq. 3.19 par $\coth(\frac{Wf}{2})$ où W est le périmètre des trous d'air formant la gaine égal à $\approx 70 \mu m$ dans cet exemple ($D_{tubes} = 11,2 \mu m$). Cette tendance modulée par le terme co-tangente hyperbolique semble répondre mieux à l'évolution du PSD aux basses fréquences spatiales pour le cas de la fibre du G#2. A l'inverse, pour la fibre G#1, une déviation de cette évolution est observée pour trouver une loi en $1/f^3$, de manière similaire à ce qui a été montré dans les études récentes [57], [59]. Alors que le comportement en $1/f$ résulte directement du gel des ondes capillaires de surface, la déviation de celui-ci à des fréquences plus basses pour le cas G#1 reste encore à expliquer. Pour finir, les mesures de profil de surface par le profilomètre optique ont été appliquées à l'ensemble des fibres de l'étude et les valeurs statistiques RMS de la rugosité déduites. La Fig. 3.5(e) montre les résultats RMS obtenus pour les fibres du G#1 (côté gauche) et du G#2 (côté droit). On y voit que les fibres du G#1 ont des valeurs qui varient autour de 0,40 nm comme attendu avec le scénario de la fluctuation des ondes capillaires à l'équilibre thermodynamique alors que les fibres du G#2 présentent une moyenne des valeurs de rugosité RMS réduite autour de 0,15 nm. Ces résultats démontrent le succès de l'utilisation de la technique de cisaillement pour améliorer la qualité de la surface entourant le cœur d'air, ici d'un facteur 2,7 qui est trouvé relativement en bon accord avec celui attendu par notre modèle qui prédisait un rapport de réduction sur $\langle h^2 \rangle$ de $\gamma_{eff}/\gamma_0 = 3,2$.

Finalement, comme montré lors de la réalisation du profilomètre, il est aussi possible de venir sonder l'intérieur de la paroi silice entourant le cœur d'air (échantillon fibre préparé avec la configuration 2, (voir Fig.2.19 du Chapitre 2). Sachant que le cisaillement devrait être moins efficace sur ce côté si on considère en plus que l'effet de l'épaisseur des ponts de silice est non négligeable, on s'attend à observer une différence de rugosité entre les deux interfaces de la membrane. Cinq fibres du G#2 (fibre VII, X, XII, XIV, XV) ont alors été étudiées en ce sens et les résultats ont été tracés sur Fig. 3.6. Comme attendu, les valeurs RMS sont trouvées supérieures sur la face

intérieure de la paroi silice entourant le cœur d'air avec une moyenne de 0,25 nm soit une différence d'un facteur 1,7 en comparaison avec la face extérieure. Ce résultat corrobore notre modèle du cisaillement.

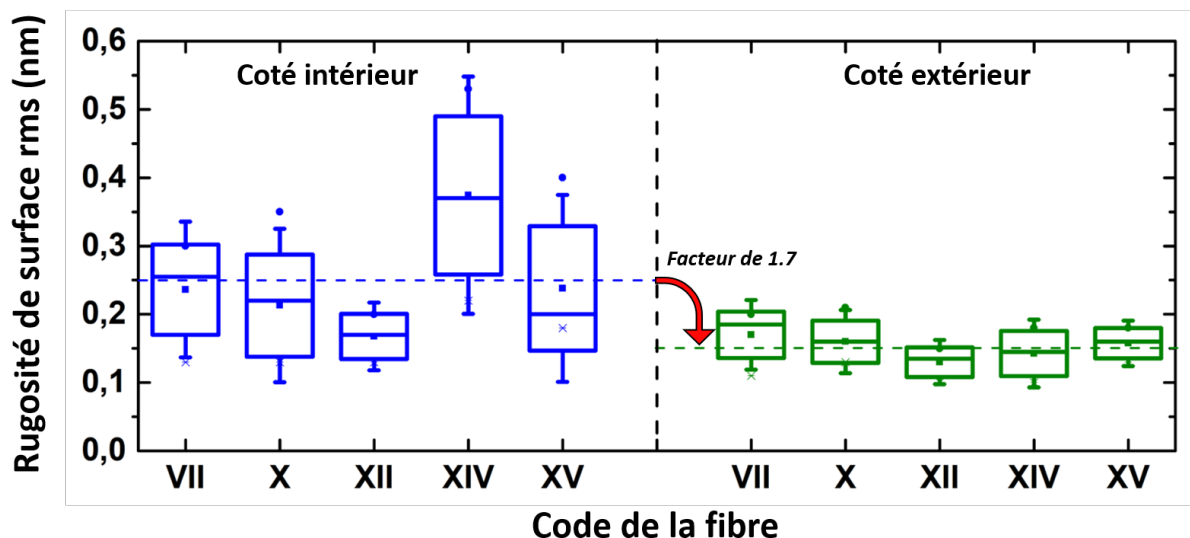


Figure 3.6: Mesure de la rugosité intérieure et extérieure de la membrane en silice entourant le cœur d'air pour 5 fibres du G#2 fabriquées par la technique de cisaillement.

3.4 Nouvel état de l'art des pertes aux courtes longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet

Comme il a été présenté en fin du Chapitre 1, une telle réduction des niveaux de rugosité des surfaces silice devrait se traduire par une diminution des pertes par SSL. Dans ce contexte, les fibres fabriquées ont alors été caractérisées en terme d'atténuation linéique par la méthode du cut-back. Cette technique consiste à mesurer le spectre de transmission pour une grande longueur de fibre (L1) puis pour une plus courte longueur (L2) sans modifier les conditions d'injection. L'atténuation est alors déduite en effectuant la différence des deux mesures de transmission divisée par la valeur L2-L1 et s'exprime en dB/km. Dans notre étude, une première source blanche de type supercontinuum (fibre PCF nonlinéaire associée à un laser pulsé nanoseconde émettant à 1064 nm) a été utilisée pour couvrir la gamme spectrale allant de 400 nm à l'infrarouge associée à un analyseur de spectre optique (marque Ando). Pour les longueurs d'onde inférieures à 400 nm, une lampe à plasma (marque Energetiq série EQ-99X-FC) a été utilisée comme source de lumière et le signal transmis a été mesuré par un spectromètre

(marque Stellarnet). Lors des mesures, les fibres de longueur comprises entre 100 m et 500 m selon les fabrications ont été disposées en boucles sur un rayon de courbure de 1 m pour minimiser les pertes par courbure. De plus, les conditions de couplage à l'entrée de la fibre ont été méticuleusement ajustées à l'aide d'optiques en espace libre pour obtenir un contenu modal dominé par le mode fondamental. Enfin, nous avons soigneusement inspecté les fibres pour identifier et supprimer les points de diffusion résultant des défauts de fabrication et, par conséquent, minimiser leur impact sur les pertes à mesurer. La Fig. 3.7(a) présente un exemple de pertes mesurées pour deux fibres issues des deux groupes ayant des épaisseurs de tube similaires ($t \approx 0,6 \mu\text{m}$). Les diamètres de cœur étant légèrement différents ($37 \mu\text{m}$ pour la fibre VI du G#1 contre $27 \mu\text{m}$ pour la fibre X du G#2, cf tableau 3.1), une normalisation suivant la règle en R_{co}^4 a été appliquée pour faire une comparaison plus juste en minimisant l'impact des pertes par confinement sur les pertes totales [51], tracée en Fig. 3.7(b). De ces courbes, on constate qu'il y a une diminution claire des pertes pour le cas du G#2 avec une tendance à s'amplifier pour les longueurs d'onde inférieures à 600 nm. On passe ainsi à 280 nm de pertes supérieures au dB/m pour le G#1 à un record de 50 dB/km pour G#2. Cette différence autour de deux ordres de grandeur est un indicateur fort de la réduction de SSL comme on pouvait s'y attendre d'après les mesures de rugosité. Afin de confirmer ce résultat, nous avons commencé par regarder l'impact de la rugosité de surface sur les pertes par CL prises seules. Cela a été fait en simulant la fibre du G#2 pour un cas idéal (c.a.d. sans rugosité de surface, courbe en pointillée sur la Fig. 3.7(c) et pour un cas se rapprochant au mieux de la fibre X du G#2 (c.a.d. en y intégrant une rugosité transversale RMS de 0,15 nm sur la paroi des tubes d'air qui avait été mesurée précédemment, courbe en bleue sur la Fig. 3.7(c)). Nous précisons que, bien que nous n'ayons pas mesuré la rugosité dans la direction transversale des tubes, nous supposons que les variations de hauteur de surface transversale suivent les caractéristiques de la rugosité mesurée le long de l'axe de la fibre car sa formation résulte d'un processus stochastique. Les résultats de la Fig. 3.7(c) permet de vérifier que les niveaux de rugosité transversale impactent peu les valeurs de CL dans nos HCPCF. Nous pouvons donc ignorer cette influence dans nos analyses suivantes.

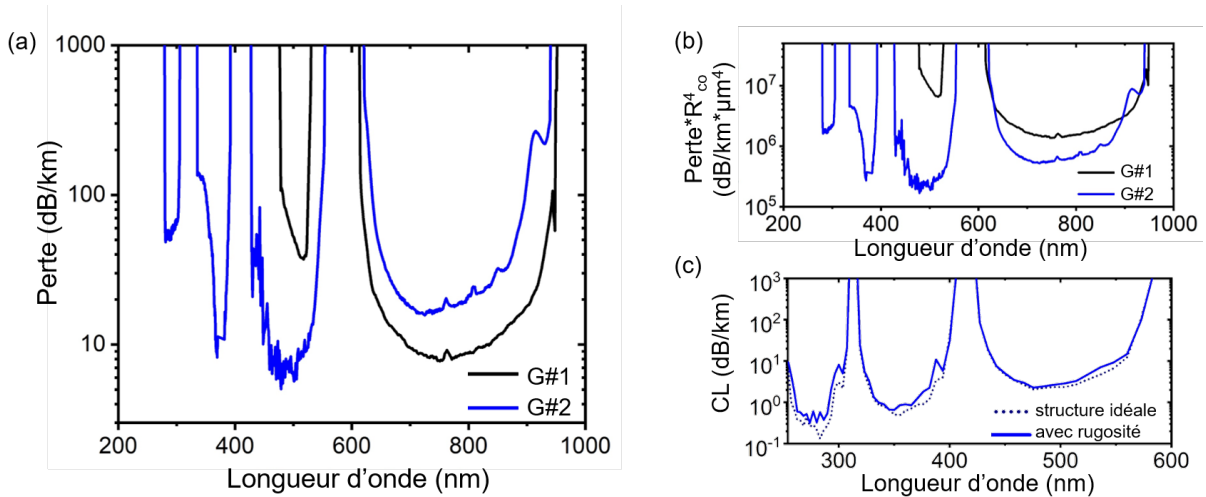


Figure 3.7: (a) Comparaison des pertes mesurées pour une fibre du G#1 (ici la fibre VI) et du G#2 (ici la fibre X) présentant une épaisseur de silice identique de 600 nm. (b) Courbes normalisées par la taille du cœur d'air. (c) Étude de l'impact de la rugosité transversale sur le CL (en pointillé structure idéale c.a.d. sans rugosité et en trait plein avec une rugosité RMS de 0,15 nm).

Nous avons donc finalement cherché à déterminer le poids de chacune des différentes sources de perte que l'on avait détaillées dans le Chapitre 1 à savoir : CL, SSL, MBL et $TL = CL + SSL + MBL$ (ici les BL sont négligées du fait que la mesure expérimentale a été faite avec un $R_c = 1$ m) en gardant l'exemple des deux mêmes fibres issues du G#1 et G#2. Pour cela de nouvelles simulations ont été réalisées en collaboration avec l'équipe du Pr. Luca Vincetti de l'université de Modena en Italie et Kostiantyn Vasko étudiant en thèse dans notre groupe qui se focalise sur la modélisation numérique de la rugosité de surface dans les HCPCF. L'ensemble des résultats est tracé sur la Fig. 3.8(a) (fibre du G#1) et Fig. 3.8(b) (fibre du G#2) où les pertes mesurées expérimentalement sont en trait plein et les courbes issues des simulations pour chacune des contributions en pointillées. Il est à noter que dans la simulation des pertes par SSL, nous avons joué sur le paramètre noté η issue de l'expression $\alpha_{SSL} = \eta \times F \times (\lambda/\lambda_0)^{-3}$ afin de faire correspondre au mieux les pertes totales calculées aux pertes mesurées. Ainsi, il apparaît qu'entre les deux fibres du G#1 et G#2, ce facteur est passé de $\eta_{G\#1} = 8.0 \times 10^{-3}$ à $\eta_{G\#2} = 1.1 \times 10^{-3}$, ce qui correspond à une réduction d'un facteur $\sqrt{\frac{\eta_{G\#1}}{\eta_{G\#2}}} \approx 2,7$. Ce résultat est des plus convainquant car il est cohérent avec la réduction de rugosité de surface mesurée expérimentalement entre ces deux fibres. Finalement, ces résultats confirment qu'aux courtes longueurs d'onde du visible et de l'ultraviolet, la contribution majeure des pertes est dictée par le SSL et le MBL c'est à dire par des mécanismes liés à la rugosité de surface. Par conséquent, en améliorant la qualité de

surface, on s'attend à démontrer des nouveaux records de pertes pour ce domaine des courtes longueurs comme obtenu sur la Fig. 3.8(b) (ou sur la Fig. 3.9(a) tracé d'une autre façon en zoomant sur la région spectrale d'intérêt) et comme on va le voir pour un autre exemple avec le tracé de la la Fig. 3.9(b).

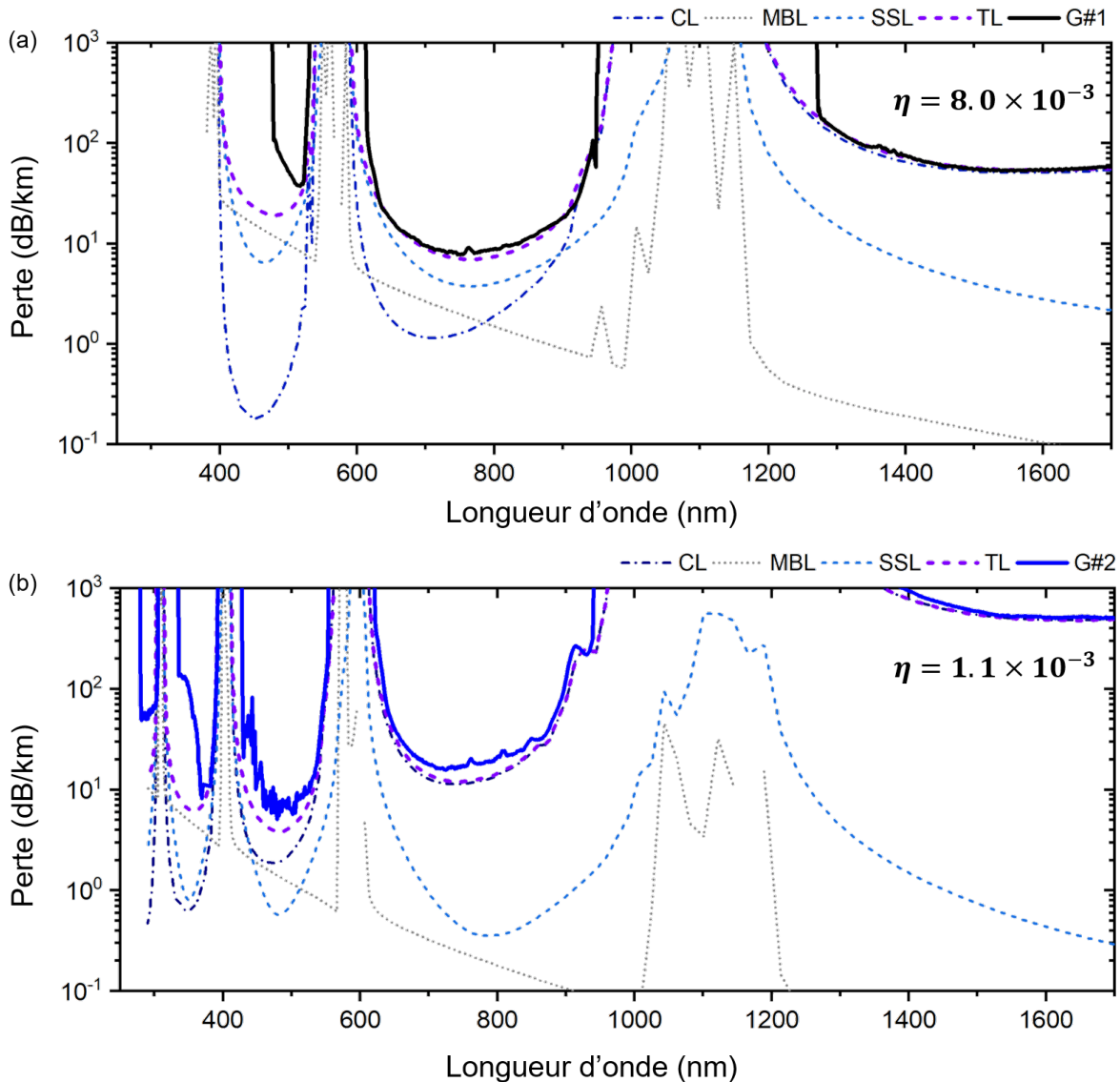


Figure 3.8: Calculs numériques sous Comsol pour évaluer le poids de chacune des sources de pertes à savoir CL, MBL, SSL et TL (ici les pertes par courbure sont négligées) dans le cas (a) d'une fabrication standard (G#1, fibre VI) et (b) quand la technique de cisaillement est appliquée (G#2, fibre X).

Pour le premier cas (la fibre X), les minima des pertes mesurées correspondent à 50 dB/km à 290 nm, 9,7 dB/km à 369 nm et 5 dB/km à 480 nm. Pour la seconde fibre (la

fibre XII), le diamètre du cœur a été élargi à 42 μm avec des ponts silice légèrement épaissis ($t \approx 0,9\mu\text{m}$) permettant d'atteindre des pertes très basses à de nouvelles longueurs d'onde à savoir 0,9 dB/km à 558 nm et de 1,8 dB/km à 719 nm. Finalement, la Fig. 3.9c contextualise ces valeurs en les comparant aux meilleures performances de l'état de l'art des fibres HCPCF-CI pour l'intervalle spectral allant de 250 nm à 900 nm. De plus, sur la Fig. 3.9(c) la limite de diffusion de la silice Rayleigh (SRSL) a été rajoutée. Ainsi, il apparaît que les pertes mesurées sur nos deux fibres HCPCF-CI à faible rugosité de surface représentent des valeurs records pour les courtes longueurs d'onde du visible et de l'UV et se situent en dessous du niveau SRSL, qui représente la limite fondamentale des pertes pour les fibres à cœur solide silice. Ces résultats ont été publiés dans la revue *Nature Communications*. Enfin, il est à noter que ce nouvel état de l'art a été démontré en utilisant une architecture de fibre relativement simple (maille tubulaire à 8 tubes) qui sous-entend que le confinement de la lumière pourrait être amélioré en se basant sur des structures plus complexes (comme les HCPCF-CI à maille hybride ou nested) et donc *in fine* atteindre des pertes qui pourraient descendre en dessous du seuil du dB/km dans l'UV.

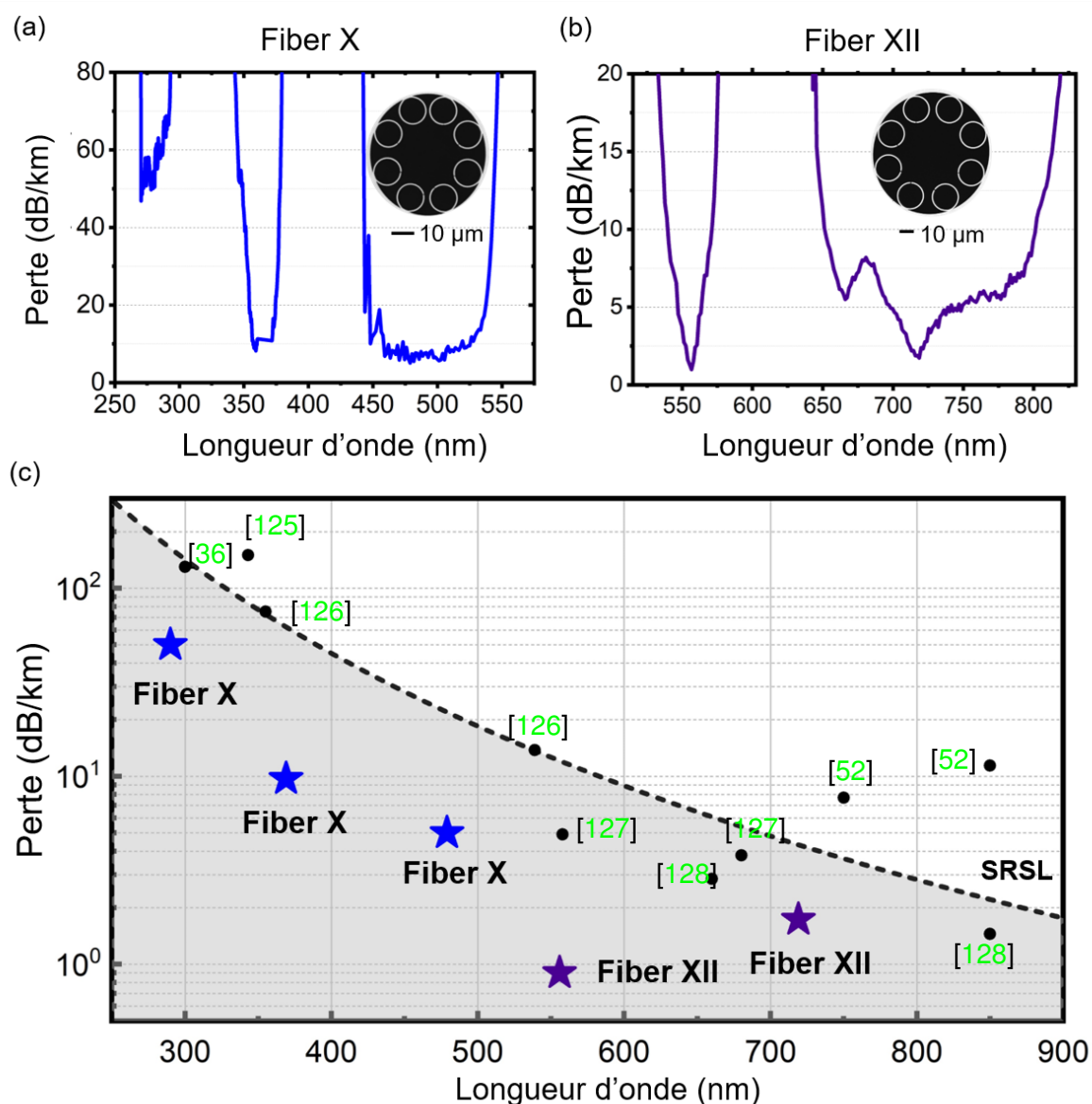


Figure 3.9: Courbes expérimentales de perte pour deux fibres records à faible rugosité de surface (a) la fibre X et (b) la fibre XII. Une image de leur coupe transverse est donnée en insert. (c) Tracé des performances atteintes par les deux fibres en comparaison avec l'état de l'art des fibres HCPCF-CI et la limite fondamentale Rayleigh des fibres silice à cœur solide.

3.5 Conclusion

Les développements de la photonique autour de l'ultraviolet sont actuellement en plein essor et sont en attente de fibres capables de transmettre de telles longueurs d'onde avec de faibles pertes. Bien que les fibres HCPCF sont apparues très vite comme des alternatives prometteuses pour contourner les limitations des fibres à cœur de

silice liées à la diffusion Rayleigh, la présence d'une rugosité de surface à l'interface cœur/gaine a freiné cet enthousiasme. Dans ce chapitre, nous avons réalisé avec succès une nouvelle génération de HCPCF-CI à faible rugosité de surface obtenue en modifiant les techniques de fabrication habituelles de ces fibres. Pour cela nous avons proposé d'utiliser des flux de gaz et de verre contra-directionnels réalisé pendant le tirage des fibres pour créer un cisaillement sur le contour silice du cœur d'air et, ainsi obtenir des surfaces lissées. Nous avons montré que les valeurs de rugosité RMS étaient réduites de 0,40 nm à 0,15 nm en appliquant ce nouveau procédé. L'amélioration de la qualité de la surface du cœur et, par conséquent, la réduction des pertes par SSL et MBL a permis d'atteindre de nouveaux records de pertes dans la gamme spectrales du visible et de l'ultraviolet : 50 dB/km à 290 nm, 9,7 dB/km à 369 nm, 5 dB/km à 480 nm, 0,9 dB/km à 558 nm et 1,8 dB/km à 719 nm (résultats publiés dans la revue *Nature Communications*).

Mesures du coefficient de rétrodiffusion par cavité résonante dans les HCPCF

Ce chapitre vise à mesurer la lumière diffusée par la rugosité de surface d'une HCPCF et à corrélérer ces données avec les mesures de rugosité présentées dans les chapitres antérieurs. Il détaille la mise en place d'un dispositif expérimental s'appuyant sur une cavité optique résonante pour évaluer la lumière rétrodiffusée. Le coefficient de rétrodiffusion a été déterminé pour diverses HCPCF-CI.

Sommaire

4.1	Introduction	117
4.2	Propriétés d'une cavité résonante passive du type Sagnac	118
4.2.1	Principe générale de la cavité utilisée	118
4.2.2	Étude des champs au sein de la cavité	120
4.2.3	Définition du coefficient de rétrodiffusion	123
4.3	Mesures de rétrodiffusion dans les HCPCF-CI	126
4.3.1	Montage expérimental et protocole utilisé	126
4.3.2	Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes structures de HCPCF-CI	128
4.3.3	Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes épaisseurs de silice t de HCPCF-CI à maille Kagomé	130
4.3.4	Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes techniques de fabrication de HCPCF-CI à maille tubulaire	132
4.4	Conclusion	135

4.1 Introduction

La diffusion de Rayleigh constitue la limitation majeure dans les fibres optiques conventionnelles utilisées dans les télécommunications [129]. Il s'agit d'une diffusion élastique de la lumière causée par des imperfections microscopiques présentes dans la structure de la fibre. Ces imperfections, qu'elles soient dues à des variations de densité ou de composition du matériau de la fibre, diffusent la lumière dans toutes les directions, entraînant une perte d'énergie et donc une atténuation du signal lumineux. Au fil des années, des efforts importants ont été réalisés pour limiter cet effet, ce qui a permis de démontrer des fibres monomodes (SMF) pour le domaine des télécommunications optiques avec des pertes aussi basses que 0,1419 dB/km en 2018 [40], [130]. Pour cela, des outils de caractérisation ont été développés afin de comprendre et de limiter ces phénomènes de diffusion. On peut d'abord citer l'OTDR (pour Optical Time Domain Reflectometry) dont le système de réflectométrie a été décrit en 1976 par Yoshito Ueno et Motoh Shimizu [131], suivi par Michael K. Barnoski et Stephen M. Jensen qui ont réalisé la première mesure de ce type [132]. Le principe consiste à injecter des impulsions lumineuses à une longueur d'onde spécifique dans la fibre optique, puis à mesurer la lumière rétrodiffusée en utilisant des techniques de synchronisation temporelle. En mesurant avec précision le temps de propagation de la lumière dans la fibre, on peut alors déterminer la distance à laquelle se trouvent les défauts ainsi que leur amplitude. La résolution spatiale de l'OTDR dépend de la largeur de l'impulsion lumineuse et de la durée d'acquisition, ce qui peut limiter la précision de localisation des défauts et pertes. Bien que l'OTDR soit une bonne méthode pour les fibres conventionnelles, elle peut être difficile à mettre en œuvre pour les fibres HCPCF à cause de leur faible réflectivité inhérente au cœur d'air. L'OFDR (pour Optical Frequency Domain Reflectometry) est une autre technique de mesure optique utilisée pour caractériser les pertes et les réflectivités le long d'une fibre optique proposée par Stewart D. Personick [133]. Ici on utilise une source lumineuse à large bande spectrale pour balayer la fréquence optique le long de la fibre. En mesurant la réponse en fréquence de la lumière réfléchi, l'OFDR peut fournir une résolution spatiale et une sensibilité plus élevées que l'OTDR. Cependant cette technique de mesure nécessite des équipements de traitement du signal complexes et coûteux, et est très sensible aux perturbations environnementales telles que les variations de température, de pression, d'humidité, etc. Par cette approche, des premières tentatives pour observer les problèmes liés à la rugosité de surface au sein des fibres HCPCF ont été menées dès 2005 révélant une contamination du guidage dans l'air par la présence de modes d'ordre élevés et

de modes de surface [134]. Puis en 2017, Ravaille *et al.* ont proposé d'utiliser un système de cavité optique résonnante basé sur une configuration dite R-FOG (pour resonant fiber optic gyroscope) pour continuer à étudier cette problématique au sein de fibres HCPCF [135], [136]. Le principe de base d'un R-FOG est de mesurer les interférences de deux ondes lumineuses se propageant en sens inverse (propa- et contra-propagatif) au sein d'une cavité fibrée en anneau, leur différence de fréquence d'émission étant proportionnelle à la vitesse angulaire de l'appareil (effet Sagnac). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de mesurer « directement » le coefficient de rétrodiffusion noté α_{RD} et cela pour des longueurs de fibre qui peuvent être réduites à quelques mètres, permettant ainsi de s'affranchir en partie des problèmes de variation des paramètres géométriques de la structure au cours de la propagation. A titre d'exemple, aux longueurs d'onde télécom, dans une fibre HCPCF-BIP 19 cell à maille triangulaire (17 μm de diamètre de cœur) il a été trouvé un coefficient rétrodiffusé de $3,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et pour le cas d'une fibre HCPCF-CI à maille Kagomé (63 μm de diamètre de cœur) une valeur de $1,26 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ [137]. Bien que relier cette valeur aux différents mécanismes de pertes (SSL, MBL) reste encore un défi, il n'en demeure pas moins que de telles études peuvent apporter des informations complémentaires sur la diffusion induite par la rugosité du contour entourant le cœur d'air, la diffusion Rayleigh de l'air du cœur étant considérée négligeable. En particulier, comme il a été mentionné dans le Chapitre 1 (section des pertes par SSL 1.3.4), l'équation 1.15 faisant intervenir un coefficient proportionnel à la qualité de surface par le carré de la moyenne quadratique (ou RMS pour Root-Mean-Square) $\alpha_{SSL} \propto h_{rms}^2$, des mesures relatives entre fibres pourront s'avérer pertinentes pour confirmer la réalisation de fibres HCPCF à faible rugosité telles que décrites dans le chapitre précédent.

Dans ce contexte, des études ont été lancées en se basant sur l'utilisation d'une cavité résonante passive de type Sagnac que j'ai réalisée dans la dernière année de ma thèse.

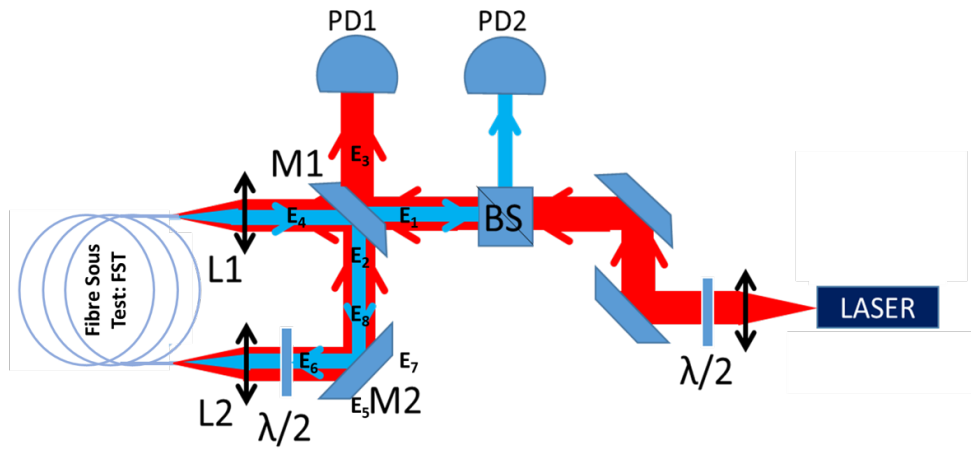
4.2 Propriétés d'une cavité résonante passive du type Sagnac

4.2.1 Principe générale de la cavité utilisée

Une cavité optique résonante est constituée d'un circuit fermé de miroirs ou de coupleurs, qui permet à une onde optique de rentrer en résonance pour y être amplifiée. Cette résonance est caractérisée par une fréquence spécifique (notée f_R) qui dépend

des dimensions physiques de la cavité, du matériau qui la compose et du schéma utilisé. Dans notre cas, on va s'intéresser plus particulièrement à un type de cavité résonante en anneau autrement dite cavité optique passive basée sur l'effet Sagnac dont la configuration est représentée en Fig. 4.1(a). Elle consiste en une boucle fermée basée sur une fibre optique (fibre sous test: FST), où la lumière se propage dans les deux directions opposées au sein de son cœur. Cette cavité est ici formée par deux miroirs positionnés en entrée et sortie de la fibre (la longueur de la cavité notée l correspond dans ce cas à la boucle M1 – fibre sous test – M2 – M1). L'idée est de venir amplifier le signal rétrodiffusé induit par la rugosité localisée dans la région du cœur (soit le contour silice entourant le cœur d'air pour le cas des fibres HCPCF). Il est à noter que plus la cavité sera résonante (ce qui se traduit spectralement par un pic à la fréquence de résonance étroit et à fort contraste, (voir la Fig. 4.1(b) indiquant les grandeurs caractéristiques associées c.a.d. l'intervalle spectral libre ISL , la finesse F et le contraste ς), meilleure en sera l'amplification et donc la détection. Enfin, un jeu de photodiodes et une lame séparatrice (ici un beam splitter BS) sont utilisées pour recombinaison et mesurer les deux faisceaux en sortie. PD1 est la photodiode qui mesure la lumière réfléchiée par la cavité, alors que PD2 correspond à la lumière rétrodiffusée. Ainsi, par cette approche, il est alors possible de venir déduire le coefficient de rétrodiffusion induit par la rugosité de surface, au moyen d'un jeu d'équations que l'on va maintenant décrire.

(a)



(b)

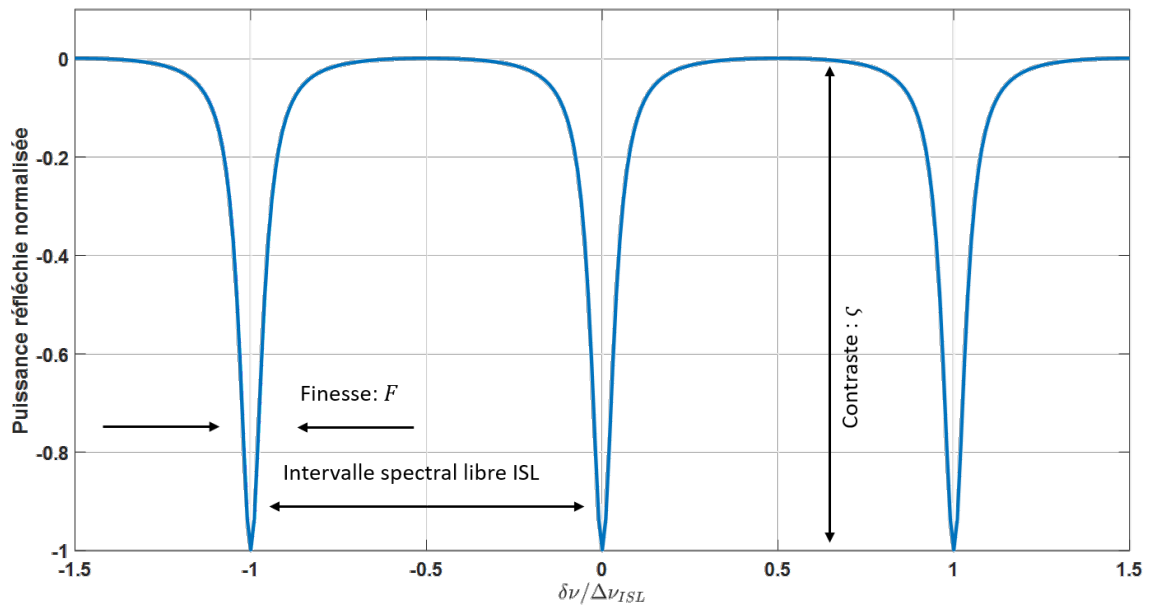


Figure 4.1: (a) Schéma de la configuration de la cavité utilisée (la couleur rouge représente le faisceau incident et le bleu le faisceau rétrodiffusé). (b) Évolution et caractéristiques associées du signal observé en PD2.

4.2.2 Étude des champs au sein de la cavité

Afin de regarder en détail le fonctionnement d'une telle cavité, il convient d'étudier l'évolution des champs électriques qui s'y établissent. Tout d'abord, en utilisant une matrice de transfert, on peut lier les différents champs localisés aux interfaces des

différentes optiques (pour notre cas les deux miroirs) qui composent la cavité par :

$$\begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix}$$

avec $t = t_i \sqrt{1 - \zeta_i}$ et $r = r_i \sqrt{1 - \zeta_i}$ correspondant respectivement aux coefficients de transmission et de réflexion de l'optique i tel que $t_i^2 + r_i^2 = 1$ et ζ_i étant l'atténuation du composant telque $0 < \zeta_i < 1$. A l'interface M1 on obtient alors les équations suivantes :

$$\begin{pmatrix} E_4 \\ E_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

$$E_4 = t_1 \sqrt{1 - \zeta_1} E_1 + r_1 \sqrt{1 - \zeta_1} E_2 \quad (4.2)$$

$$E_3 = -r_1 \sqrt{1 - \zeta_1} E_1 + t_1 \sqrt{1 - \zeta_1} E_2 \quad (4.3)$$

De même au niveau de M2 on a :

$$\begin{pmatrix} E_8 \\ E_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_5 \\ E_6 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$$E_8 = t_2 \sqrt{1 - \zeta_2} E_5 + r_2 \sqrt{1 - \zeta_2} E_6 \quad (4.5)$$

$$E_7 = -r_2 \sqrt{1 - \zeta_2} E_5 + t_2 \sqrt{1 - \zeta_2} E_6 \quad (4.6)$$

Puis on définit T_1 (resp. T_2) comme la transmission intracavité entre les miroirs M1 et M2 (resp. entre M2 et M1) par :

$$E_6 = T_1 \cdot e^{2i\pi\nu\tau_1} E_4 \quad (4.7a)$$

$$E_2 = T_2 \cdot e^{2i\pi\nu\tau_2} E_8 \quad (4.7b)$$

A noter que ces transmissions dépendent de l'architecture de la cavité et incluent :

- i) l'évolution de la lumière transmise par la fibre selon $e^{-\alpha L/2}$, où α est le coefficient d'atténuation de la fibre en intensité (en unités m^{-1}) et L sa longueur.
- ii) les pertes de couplage entre les deux extrémités de la fibre.

Ainsi, la transmission totale intracavité sera donnée par $T = T_1 T_2$. De même on peut définir τ_1 (resp. τ_2) comme le temps mis par la lumière pour parcourir le trajet entre les miroirs M_1 et M_2 (resp. entre M_2 et M_1) au sein de la cavité optique. Le

temps total pour faire un tour complet dans la cavité est noté $\tau = \tau_1 + \tau_2$. On définit alors l'intervalle spectral libre (ISL) comme étant l'inverse du temps mis pour faire un tour dans la cavité par:

$$\Delta\nu_{ISL} = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{nl} \quad (4.8)$$

où c est la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction (dans notre cas égal à 1 compte tenu que le cœur de la fibre est creux) et l la longueur de la cavité. Il est devient alors possible d'exprimer l'ensemble des différents champs électriques en fonction de E_1 en utilisant le fait que dans notre cas E_5 s'annule et $r_1^2 + t_1^2 = 1$.

$$E_4 = \frac{t_1\sqrt{1-\zeta_1}}{1-r_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2}e^{2i\pi\nu\tau}}E_1 \quad (4.9a)$$

$$E_6 = \frac{t_1\sqrt{1-\zeta_1}T_1 \cdot e^{2i\pi\nu\tau_1}}{1-r_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2}e^{2i\pi\nu\tau}}E_1 \quad (4.9b)$$

$$E_8 = \frac{t_1\sqrt{1-\zeta_1}r_2\sqrt{1-\zeta_2}T_1 \cdot e^{2i\pi\nu\tau_1}}{1-r_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2}e^{2i\pi\nu\tau}}E_1 \quad (4.9c)$$

$$E_2 = \frac{t_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2} \cdot e^{2i\pi\nu\tau}}{1-r_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2}e^{2i\pi\nu\tau}}E_1 \quad (4.9d)$$

$$E_3 = \frac{-r_1\sqrt{1-\zeta_1} + (1-\zeta_1)Tr_2\sqrt{1-\zeta_2} \cdot e^{2i\pi\nu\tau}}{1-r_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2}e^{2i\pi\nu\tau}}E_1 \quad (4.9e)$$

$$E_7 = \frac{t_1\sqrt{1-\zeta_1}t_2\sqrt{1-\zeta_2}T_1 \cdot e^{2i\pi\nu\tau_1}}{1-r_1\sqrt{1-\zeta_1}Tr_2\sqrt{1-\zeta_2}e^{2i\pi\nu\tau}}E_1 \quad (4.9f)$$

En fin de compte, en utilisant ce jeu d'équations, il est possible de déduire les fonctions de transfert de la cavité en réflexion, définies par $F_R(\nu)$, ainsi que la fonction de transmission, définie par $F_T(\nu)$.

$$F_R(\nu) = \frac{E_3}{E_1} \quad (4.10)$$

$$F_T(\nu) = \frac{E_7}{E_1} \quad (4.11)$$

Ensuite l'intensité (normalisée) réfléchiée par cette cavité est donnée par:

$$\frac{I_3}{I_1} = |F_R(\nu)|^2 = (r_1^2 + t_1^2) \left(1 - \frac{1 - \left(\frac{-r_1 + tr_2}{1-r_1tr_2} \right)^2}{1 + 4 \frac{-r_1tr_2}{(1-r_1tr_2)^2} \sin^2 \left(\frac{\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}} \right)} \right) \quad (4.12)$$

Avec $t = \sqrt{1-\zeta_1}T\sqrt{1-\zeta_2}$. L'intensité de la cavité observée en transmission peut

elle s'écrire sous la forme:

$$\frac{I_7}{I_1} = |F_T(\nu)|^2 = \frac{\frac{(1-r_1^2)(1-r_2^2)(r_1^2+t_1^2)(r_2^2+t_2^2)T_1^2}{(1-r_1r_2)^2}}{1 + 4\frac{r_1r_2}{(1-r_1r_2)^2} \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} \quad (4.13)$$

Par la suite, nous examinerons comment, en ajustant l'équation 4.12 aux signaux mesurés par réflexion ou retrodiffusion, il devient possible d'obtenir les valeurs des coefficients de transmission et de réflexion de la cavité, à savoir t_1 , r_1 , r_2 et t .

Ces valeurs seront utilisées ensuite dans l'équation 4.14c afin d'obtenir la valeur de α_{RD} de la fibre.

On peut alors décrire le champ qui s'établit au sein de la cavité (noté E_{cav}) ainsi que les champs sortants à savoir le champ propageant dans le sens incident qui sera détecté par PD1 (appelé champ réfléchi noté E_R) et le champ propageant dans le sens inverse qui lui sera détecté par PD2 et qui sera au centre de notre étude (appelé champ rétrodiffusé noté E_{RD}). Pour plus d'informations sur ces calculs, voir l'annexe B.

$$E_{cav} = \frac{t_1}{1 - r_1r_2t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} E_1 \quad (4.14a)$$

$$E_R = \frac{-r_1E_1t_1 + t_1^2tr_2 \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)}{1 - r_1r_2t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} E_1 \quad (4.14b)$$

$$E_{RD} = \frac{\sqrt{\alpha_{RD}}t_1}{\left[1 - r_1r_2t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)\right]^2} E_1 \quad (4.14c)$$

Il est important de noter que la dernière expression fait intervenir un coefficient noté α_{RD} qui correspond au coefficient de rétrodiffusion sur lequel on va se concentrer par la suite.

4.2.3 Définition du coefficient de rétrodiffusion

Pour modéliser la rétrodiffusion dans une fibre creuse, Ravaille *et al.* ont proposé un modèle qui se base sur celui des fibres en silice classiques [137]. La puissance transmise d'un faisceau de puissance P_1 injectée dans une fibre de longueur L , en un point d'abscisse x de cette fibre est donnée par :

$$P(x) = CP_1e^{-\alpha x} \quad (4.15)$$

avec C le coefficient de couplage entre la puissance incidente et la fibre et α le coefficient d'atténuation total de la fibre tel que $\alpha = \alpha_A + \alpha_D$, où α_A est son coefficient d'absorption linéique de la fibre et α_D le coefficient de diffusion Rayleigh. Ainsi on peut écrire que la puissance diffusée sur une longueur dx de la fibre prend la forme :

$$dP(x) = CP_1 e^{-\alpha x} \alpha_D dx \quad (4.16)$$

et par suite, la puissance rétrodiffusée :

$$dP(x)_{RD} = CP_1 e^{-\alpha x} S \alpha_D dx \quad (4.17)$$

Il est important de noter que la diffusion de la lumière se produit dans toutes les directions, mais dans notre cas nous ne détecterons que celle se propageant en sens inverse du faisceau incident. Pour quantifier cette fraction de puissance « rétrodiffusée », le coefficient de capture S a été introduit. Ce coefficient est influencé par les caractéristiques géométriques de la fibre ainsi que par la distribution angulaire de la rétrodiffusion de Rayleigh, qui peut varier et ne pas être uniforme [129]. Cette puissance et le coefficient de rétrodiffusion sont alors obtenus en effectuant une intégration sur toute la longueur L de la fibre et en tenant en compte que $\alpha L \ll 1$, aboutissant aux expressions finales suivantes :

$$P_{RD}(L) = \frac{S \alpha_D}{2\alpha} CP_1 (1 - e^{-2\alpha L}) \approx S \alpha_D CP_1 L \quad (4.18)$$

$$\alpha_{RD} = \alpha_D SL \quad (4.19)$$

A la résonance ($\delta = 0$), en se basant sur l'expression précédente du champ rétrodiffusé de la cavité E_{RD} , il est possible de déduire l'équation suivante qui sera utilisée dans la partie expérimentale :

$$\frac{P_{RD}(\delta = 0)}{P_1} = \frac{\alpha_{RD} t_1^2}{(1 - r_1 r_2 t)^4} \quad (4.20)$$

Le coefficient de capture dépend du type de la fibre et de ses dimensions de la courbure de la fibre, ce qui rend très difficile de le quantifier. Cependant nous pouvons considérer la puissance à un point P de coordonnées (R, Θ, ϕ) avec l'origine comme la surface « diffusante » (voir Fig. 4.2) en reprenant l'approche dans [138]. Nous pouvons donc écrire la puissance au point P comme le produit de la fonction de rugosité de surface dans l'espace des fréquences spatial avec une fonction G qui ne dépend

pas de l'angle ϕ et écrire :

$$I_s(\theta, \phi) = |H_{SCW}^2(\beta - k_0 \cos(\phi))| \cdot G \quad (4.21)$$

$$I_s(\theta, \phi) = \left| \frac{k_B T}{2\pi\gamma k_0 (n_{\text{eff}} - \cos(\phi))} \right| \cdot G \quad (4.22)$$

Par conséquent, on peut écrire la fraction de la lumière sur un cône d'angle $d\phi$ comme suit:

$$R(\phi, d\phi) = \frac{dI_s(\theta, \phi)}{I_s(\theta, \phi)} = \left| \frac{\sin(\phi)}{(n_{\text{eff}} - \cos(\phi))^3} \right| d\phi \quad (4.23)$$

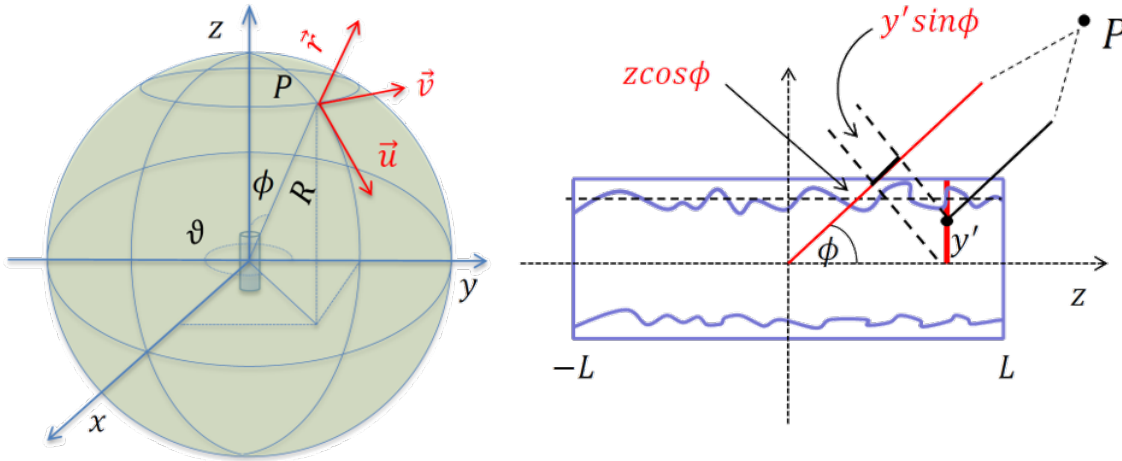


Figure 4.2: (a) Illustration de la diffusion du point P sur une sphère éloignée et (b) de la phase relative entre un rayon diffusé par le dipôle en (s_i, z) et un rayon de référence. [138].

Par conséquent le coefficient de capture peut approcher à cette fraction pour $\phi \propto \pi$ et $d\phi$ donné par l'ouverture numérique des modes guidés, soit $S \propto R(\pi, 10^{-3})$. Fig. 4.3 donne ce ratio versus ϕ pour un mode d'indice effectif $1 - 10^{-4}$ ce qui s'approche d'une valeur typique du mode fondamental d'une HCPCF. La courbe montre une forte sensibilité dans la valeur du ratio au niveau de l'angle de rétrodiffusion. Nous remarquons que le ratio de la lumière rétrodiffusée est dans l'intervalle de - 400 et - 500 dB. Cette très faible valeur est d'un grand intérêt pour les applications télécom. Cependant, pour notre objectif dans ce chapitre, et vu qu'il est difficile d'avoir une expression générale pour S , et la trop forte sensibilité de $R(\phi, d\phi)$ à l'angle de rétrodiffusion, nous nous contenterons des mesures de α_{RD} et $\alpha_D S$ qui sont liés à la rugosité de surface et à sa distribution le long de la fibre. Enfin, nous notons que des calculs numériques ont montré que la diffusion par le

gaz dans le coeur de la fibre est non négligeable relative à la diffusion par la rugosité de surface. Pour notre dispositif de mesure ci-dessous, la rétrodiffusion par le gaz (ici l'air) peut être ignorée car nous utilisons un laser à largeur de raie suffisamment fine.

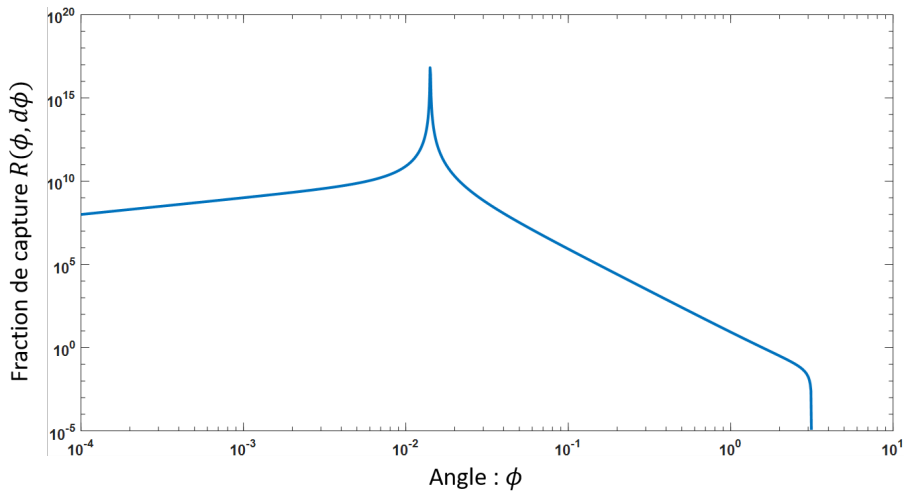


Figure 4.3: Variation de la fonction de fraction de capture en fonction de l'angle ϕ .

4.3 Mesures de rétrodiffusion dans les HCPCF-CI

4.3.1 Montage expérimental et protocole utilisé

Dans un premier temps, j'ai réalisé un banc expérimental basé sur la configuration d'une cavité optique résonante de type Sagnac décrite précédemment. Pour cela, le montage représenté en Fig. 4.4 se compose :

- (i) d'un laser accordable (Toptica référence DL 100 pro design) émettant à la longueur d'onde de 1064 nm en continue une puissance de 100 mW (dans notre cas 8 mW sont injectés dans la cavité, un intervalle spectral libre de 280 MHz, et une largeur de raie du laser de 10 kHz).
- (ii) de deux miroirs M1 et M2 formant la cavité. M1 est choisi partiellement réfléchissant avec un rapport de réflexion/transmission 90/10 alors que M2 présente une réflexion quasi totale de plus de 99%.
- (iii) de deux lentilles d'injection L1 et L2 dont la focale est optimisée pour réaliser le couplage de la lumière dans la fibre HCPCF sous test. Typiquement pour un cœur d'air de diamètre 40 μm , $L1 = L2 = 3,5$ cm. De plus, un jeu de demi-longueur d'onde est rajouté pour contrôler la polarisation du faisceau incident.
- (iv) de deux photodiodes pour mesurer respectivement la puissance réfléchie de la

cavité P_R (photodiode PD1) et la puissance rétrodiffusée P_{RD} (photodiode PD2). A noter que pour PD2, un cube séparateur (BS) de transmission 50% est utilisé pour réaliser la mesure.

- (v) enfin, des détecteurs supplémentaires ont été ajoutés (D1 et D2 après le miroir M2 – D3 et D4 après le miroir M1 via un flip) pour optimiser et reproduire les alignements.

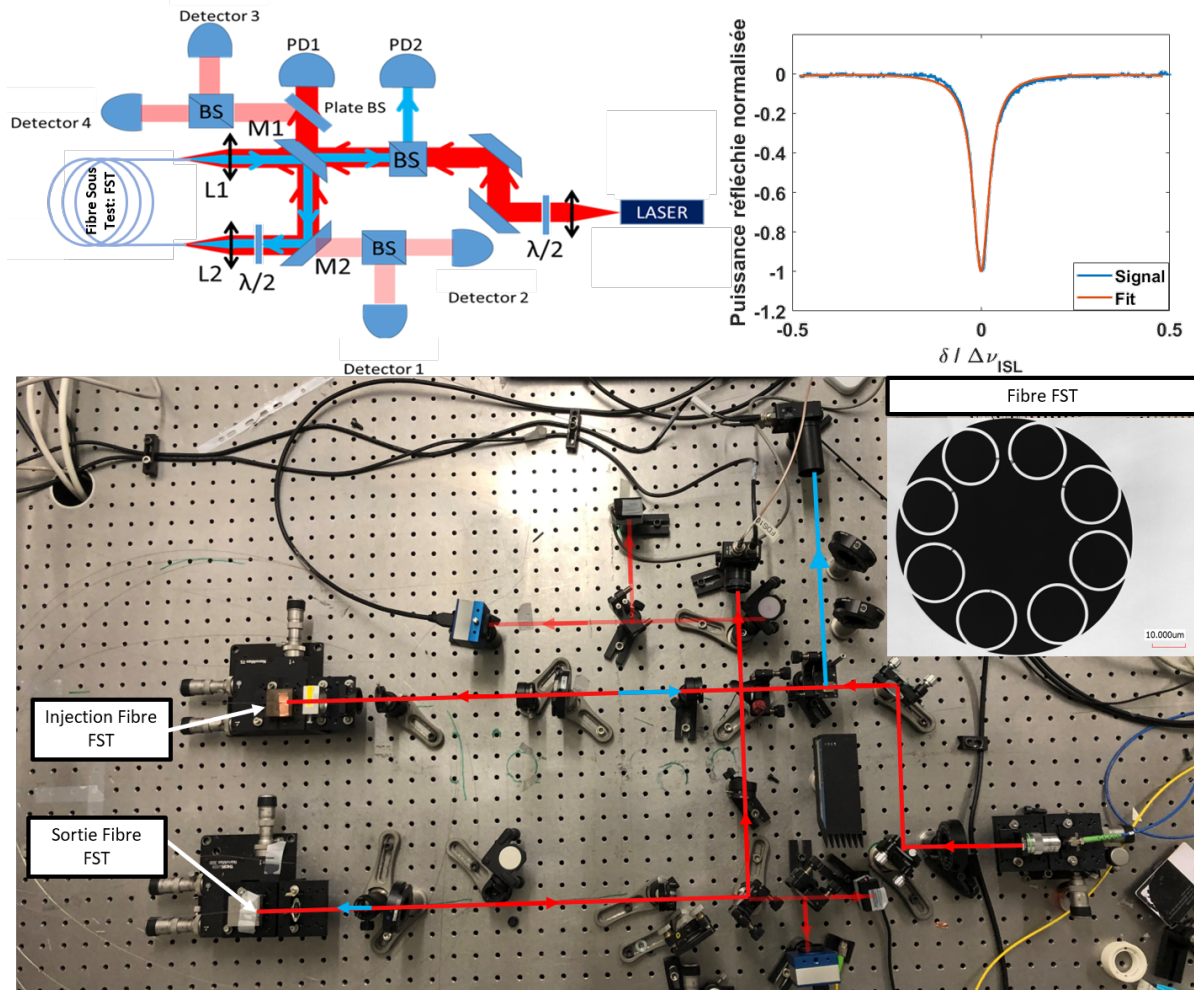


Figure 4.4: Images du banc expérimental réalisé et un exemple du signal réfléchi obtenu en PD1 mesuré avec le fit associé permettant de remonter au coefficient de rétrodiffusion α_{RD} d'une fibre FST (ici cas d'une HCPCF-CI à 8 tubes).

La Fig. 4.4 présente en plus un exemple de mesure effectuée sur une fibre HCPCF-CI à maille tubulaire. A titre indicatif, pour de telles configurations expérimentales, la valeur de finesse du signal réfléchi est typiquement d'une dizaine. Une fois la trace du signal réfléchi obtenue en PD1, il convient de traiter les données par une interpolation répondant à l'équation suivante afin d'extraire les paramètres « réelles

» de la cavité (r_1 , t_1 , r_2 et t) :

$$I_R = I_3 = I_1(r_1^2 + t_1^2) \left[1 - \frac{1 - \frac{[r_1 - (r_1^2 + t_1^2)tr_2]^2}{(1-r_1r_2t)^2(r_1^2 + t_1^2)}}{1 + \frac{4r_1r_2t}{(1-r_1r_2t)^2} \sin^2\left(\frac{\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} \right] \quad (4.24)$$

A noter que ces paramètres doivent se rapprocher des valeurs de transmission et de réflexion des miroirs pondérées par l'atténuation linéique, les pertes de couplage de la fibre et le nombre de tours réalisés au sein de la cavité. Une fois ces coefficients obtenus, on peut alors remonter au coefficient de rétrodiffusion α_{RD} en utilisant l'équation 4.20 mettant en jeu les mesures de puissance P1 (puissance du faisceau injectée dans la cavité avant M1) et P_{RD} (puissance rétrodiffusée à la fréquence de résonance).

4.3.2 Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes structures de HCPCF-CI

Dans cette première étude, trois fibres à CI de structure de gaine différente ont été mesurées. Le tableau 4.1 résume le type de fibre, les diamètres de cœur et épaisseur silice des tubes, les pertes à 1064 nm ainsi que les longueurs de fibre utilisées dans la mesure (dans cet exemple L est fixée à 8 m). Les deux premières fibres se composent de gaine tubulaire à 6 et 8 tubes, fibres qui sont actuellement utilisées au sein du groupe pour les expériences mettant en jeu l'interaction lumière/gaz. La troisième fibre correspond elle à une fibre creuse à maille Kagomé qui s'approche de la fibre creuse commercialisée par notre start-up GLOphotonics pour les applications industrielles autour du 1 μm (notée Kagomé #2).

Table 4.1: Caractéristiques des trois fibres à CI de structure de gaine différente.

Fibre	D_{co} (μm)	t (μm)	Perte à 1064 nm (dB/km)	L utilisée (m)
T6	35	1,6	18	8
T8	42	0,23	88	8
Kagomé #2	56	0,67	30	8

Puis, les résultats obtenus sur PD1 et PD2 respectivement en termes de puissance réfléchiée et rétrodiffusée sont présentés sur la Fig. 4.5, ainsi que les courbes de pertes associées. En suivant le protocole décrit ci-dessus, les paramètres de la cavité puis le coefficient de rétrodiffusion ont été déterminés et résumés dans la table 4.2 .

Ainsi il apparaît tout d’abord, que les valeurs du coefficient α_{RD} sont trouvées relativement similaires pour les différentes fibres, de l’ordre de quelques 10^{-7} , qui confirment les mesures de rugosité de surface proches pour ces fibres à CI (RMS entre 0,3 et 0,4 nm) lors du Chapitre 2, avec une tendance à augmenter pour des diamètres de cœur réduits. Aussi ces valeurs semblent être en bon accord avec la littérature [135] (cas d’une fibre Kagomé quasi identique à notre fibre Kagomé #2) qui donnait des coefficients autour de 10^{-6} pour des mesures effectuées à 1550 nm, région spectrale où le facteur de recouvrement avec la silice F est aussi augmenté d’un ordre de grandeur en comparaison avec les longueurs d’onde autour du micron utilisées dans nos travaux (voir équation 1.15 du Chapitre 1).

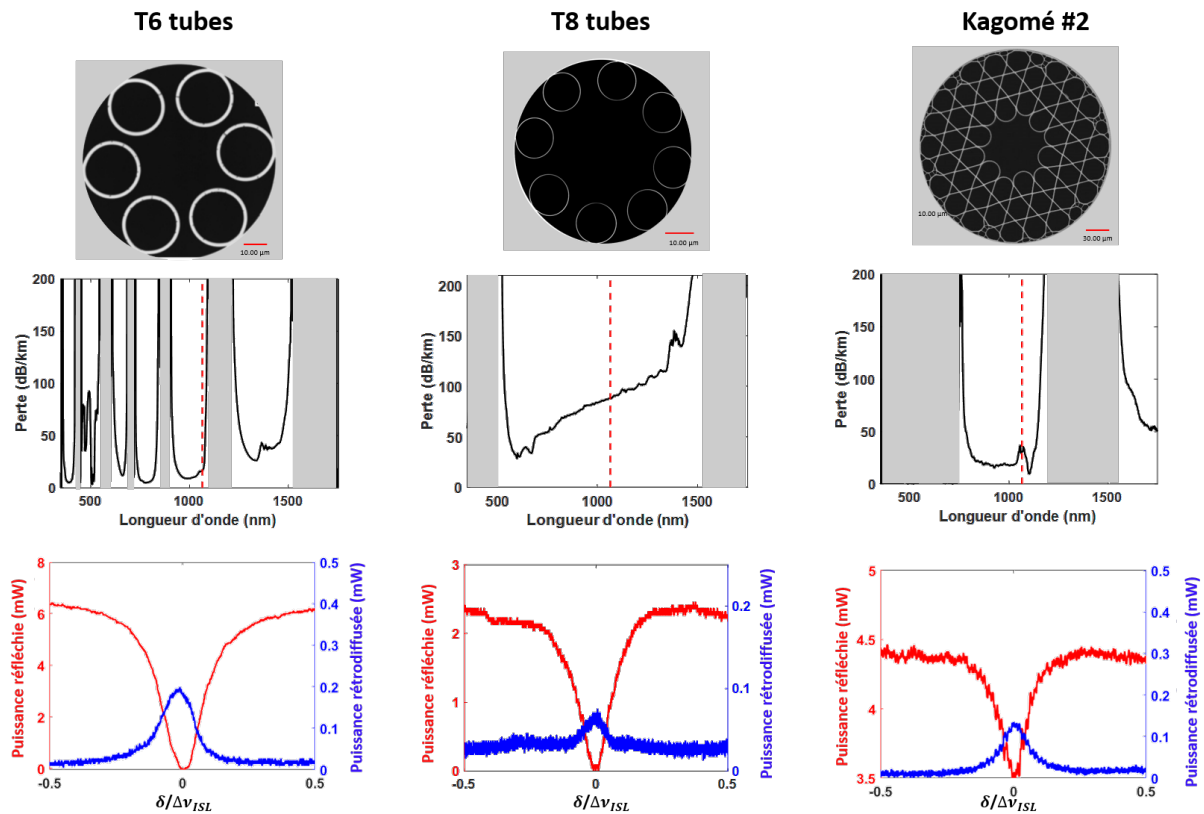


Figure 4.5: Images de la coupe transverse des trois fibres HCPCF-Cl retenues pour l’étude, les courbes de pertes associées, avec les résultats des mesures de puissance réfléchie et rétrodiffusée associés.

Table 4.2: Paramètres des coefficients de la cavité déterminés par interpolation en utilisant l'équation 4.24 et coefficient de rétrodiffusion associé pour les fibres à gaine tubulaire et Kagomé.

Fibre	r_1^2	t_1^2	$r_1^2 + t_1^2$	$t^2 r_2^2$	r_2^2	t^2	α_{RD}	$\alpha_{DS} (m^{-1})$
T6	0,80	0,20	1	0,77	0,95	0,82	$8,6 \times 10^{-7}$	$1,07 \times 10^{-7}$
T8	0,75	0,24	0,99	0,61	0,96	0,56	$1,3 \times 10^{-6}$	$1,6 \times 10^{-7}$
Kagomé #2	0,81	0,15	0,96	0,817	0,96	0,847	$1,5 \times 10^{-7}$	$0,18 \times 10^{-7}$

4.3.3 Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes épaisseurs de silice t de HCPCF-CI à maille Kagomé

Dans cette seconde série de mesure, nous avons cherché à étudier l'impact de la position de la bande spectrale (c.a.d. l'impact de l'épaisseur des ponts t de silice) sur le coefficient de rétrodiffusion. Pour cela, nous avons repris la fibre HCPCF-CI à maille kagomé précédente (Kagomé #2) qui avait été optimisée pour présenter un minimum de pertes à 1064 nm que l'on a ensuite comparée deux autres fibres relativement similaires mais dont la transmission a été décalée soit aux courtes longueurs d'onde (Kagomé #3) soit aux hautes longueurs d'onde (Kagomé #1). Pour cela, les épaisseurs des ponts de silice sont passés de $t = 670$ nm à 580 nm pour le premier cas et à 760 nm pour le second cas (voir table 4.3). Ces changements se traduisent par une augmentation de l'atténuation linéique à la longueur d'onde de travail 1064 nm respectivement égale à 179 dB/km et à 70 dB/km, comme le montre les tracés de la Fig. 4.6 qui laissent sous-entendre qu'un effet plus important de la rugosité est possible lorsque l'on travaille en bord de bande de transmission.

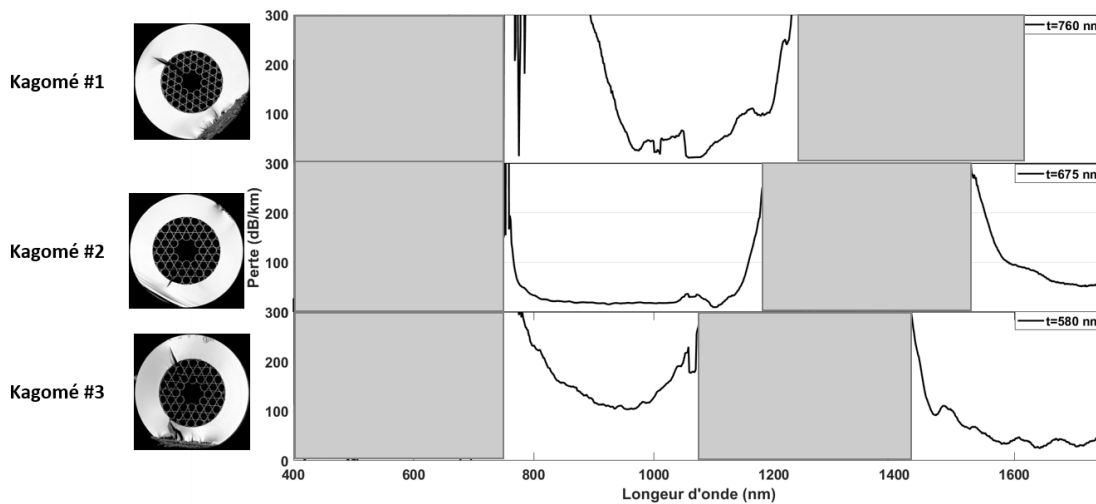


Figure 4.6: A gauche la structure de chaque fibre à maille kagomé, à droite les courbes de pertes associées.

Là encore, une même longueur de 8 m de fibre a été utilisée dans les trois cas. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4.4 indiquant à la dernière colonne la valeur moyenne du coefficient de rétrodiffusion déterminé ainsi que son tracé en Fig. 4.7 avec la répartition statistique des valeurs pour une série de cinq mesures répétées. Comme attendu, les coefficients sont trouvés relativement proches mais avec une variation qui semble augmenter pour le cas des deux fibres dont la bande spectrale n'est plus optimum à 1064 nm. Cependant, il reste difficile de donner de plus amples conclusions, notamment sur le poids de la contribution des pertes par SSL et MBL. Des mesures complémentaires en faisant varier notamment le diamètre de cœur ou encore le rayon de courbure devront être menées à la suite de ces travaux.

Table 4.3: Caractéristiques des trois fibres à CI à maille Kagomé utilisées.

Fibre	D_{co} (μm)	t (μm)	Perte (dB/km)	L utilisée (m)
Kagomé #1	55	0,76	70	8
Kagomé #2	56	0,67	30	8
Kagomé #3	57,9	0,58	179	8

Table 4.4: Paramètres des coefficients de la cavité déterminés par interpolation en utilisant l'équation 4.24 et coefficient de rétrodiffusion associé pour les trois fibres à gaine Kagomé d'épaisseur t différente.

Fibre	r_1^2	t_1^2	$r_1^2 + t_1^2$	$t^2 r_2^2$	r_2^2	t^2	α_{RD}	$\alpha_D S (m^{-1})$
Kagomé #1	0,852	0,154	1,006	0,791	0,932	0,844	$1,8 \times 10^{-7}$	$0,22 \times 10^{-7}$
Kagomé #2	0,867	0,152	1,02	0,803	0,99	0,810	$1,5 \times 10^{-7}$	$0,18 \times 10^{-7}$
Kagomé #3	0,814	0,155	0,965	0,817	0,963	0,847	$1,5 \times 10^{-7}$	$0,18 \times 10^{-7}$

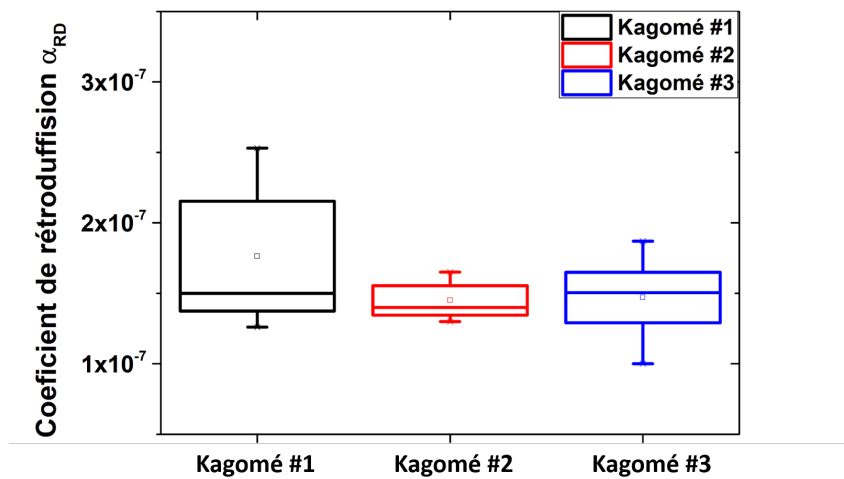


Figure 4.7: Représentation statistique de l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction des trois fibres HCPCF-CI à maille Kagomé.

4.3.4 Mesures du coefficient de rétrodiffusion pour différentes techniques de fabrication de HCPCF-CI à maille tubulaire

Enfin, dans cette dernière section, nous avons cherché à confirmer par la mesure du coefficient de rétrodiffusion, l'impact du procédé de cisaillement obtenu sur la réduction de l'amplitude de la rugosité de surface du Chapitre 3. Pour cela deux fibres HCPCF-CI à maille tubulaire ont été retenues pour l'étude : une première fabriquée de façon classique (notée G#1 fibre VI, identique à la fibre T8 du paragraphe 4.3.2) et la seconde issue de la nouvelle technique de cisaillement (notée G#2 fibre XV) dont les caractéristiques géométriques sont relativement similaires (voir Tableau 4.5). Un comparatif des mesures de rugosité qui avaient été faites en utilisant le profilomètre optique en Chapitre 2 et 3 sont rappelées sur la Fig. 4.8(a) où il est indiqué que la

valeur extraite du RMS passe de 0,29 nm à 0,15 nm dans cet exemple. Par conséquent, comme il a été discuté en début de chapitre avec l'équation 1.15, le coefficient de rétrodiffusion devrait varier de manière proportionnelle au carré du RMS c'est à dire que nous devrions obtenir une différence relative de mesure entre les deux fibres de $\alpha_{RD_{G\#1}}/\alpha_{RD_{G\#2}} = (0,29/0,15)^2 = 3,73$.

Les mesures via la cavité optique ont donc été menées et cela pour deux longueurs différentes de fibres à savoir 2,5 et 8 m. Les résultats sont tracés sur la Fig. 4.8(b). Tout d'abord, comme attendu on observe un coefficient de rétrodiffusion réduit pour le cas de la fibre G#2 qui passe de $2,0 \cdot 10^{-7}$ pour G#1 à $1,0 \cdot 10^{-7}$ pour l'exemple de la longueur fixe de 2,5 m. Plus intéressant, si on compare maintenant le ratio des carré de ces coefficients, on obtient $(2,0 \cdot 10^{-7}/1,0 \cdot 10^{-7})^2 = 2$ c'est à dire une valeur proche du ratio attendu de 3,73 avec les résultats des mesures faites par le profilomètre optique. Enfin, une forte corrélation entre les valeurs de α_{RD} et la longueur de la fibre est à noter. En effet, plus la longueur sous test augmente, plus la diffusion de la lumière au sein de la fibre est importante en raison de la présence d'une augmentation de points de diffusion (cas de la fibre G#2 à partir de 6 m), expliquant qu'on passe $7,7 \cdot 10^{-7}$ à $1,31 \cdot 10^{-6}$ pour la fibre G#1, facteur de 1,75 qu'on retrouve quasiment pour la fibre G#2 (voir table 4.6). L'ensemble de ces données confirment les résultats obtenus sur la réalisation d'un nouvel état de l'art de fibres HCPCF-CI à rugosité réduite, présentés dans le Chapitre 3.

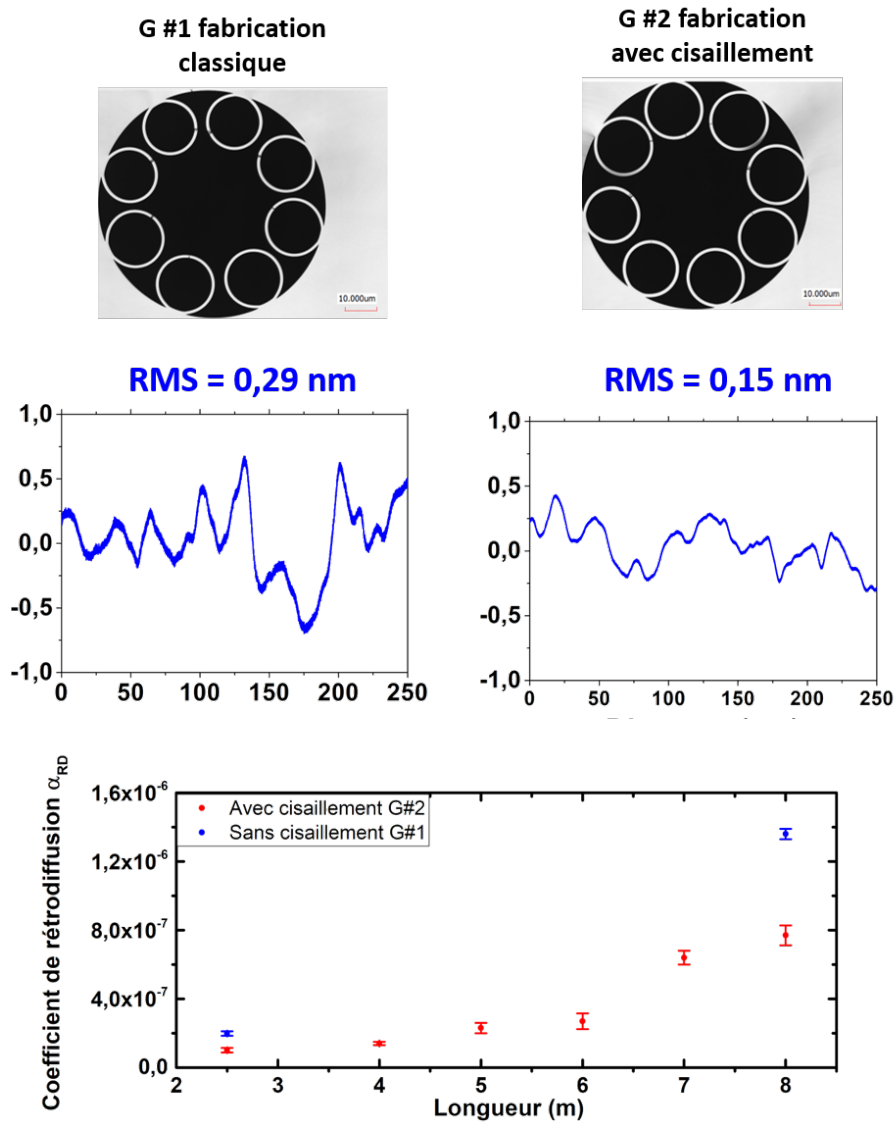


Figure 4.8: Mesures de la rugosité des fibres G#1 et G#2 fabriquées par la technique classique, et avec cisaillement. (b) Variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de la longueur des deux types de fibres.

Table 4.5: Caractéristiques des deux fibres à CI à maille tubulaire T8 utilisées fabriquées par la technique classique, et avec cisaillement.

Fibre	D_{co} (µm)	t (µm)	Perte (dB/km)	L utilisée (m)
T8 G#1	40	0.23	35	2,5 et 8
T8 G#2	42	1.12	45	2,5 et 8

Table 4.6: Paramètres des coefficients de la cavité déterminés par interpolation en utilisant l'équation 4.24 et coefficient de rétrodiffusion associé pour les deux fibres tubulaire fabriquées par la technique classique et par cisaillement.

Fibre	L utilisée (m)	r_1^2	t_1^2	$r_1^2 + t_1^2$	$t^2 r_2^2$	r_2^2	t^2	$\alpha_{RD} (m^{-1})$	$\alpha_{DS} (m^{-1})$
G #1	2,5	0,83	0,15	0,98	0,791	0,93	0,84	$1,98 \times 10^{-7}$	$0,8 \times 10^{-7}$
G #2	2,5	0,798	0,17	0,96	0,78	0,948	0,82	1×10^{-7}	$0,4 \times 10^{-7}$
G #1	8	0,75	0,24	0,99	0,61	0,96	0,56	$1,31 \times 10^{-6}$	$1,4 \times 10^{-7}$
G #2	8	0,828	0,191	1	0,73	0,993	0,74	$7,7 \times 10^{-7}$	$0,96 \times 10^{-7}$

4.4 Conclusion

En conclusion, la caractérisation des imperfections géométriques des fibres creuses représente un sujet d'intérêt majeur pour comprendre leur rôle dans l'augmentation des pertes. Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de la mesure du coefficient de rétrodiffusion pour différentes structures de fibres HCPCF-CI ainsi que pour des fibres ayant été fabriquées avec ou sans le procédé de cisaillement. Les valeurs obtenues sont trouvées en bon accord avec celles rapportées de la littérature [135] mais aussi confirment le ratio de réduction de l'amplitude de la rugosité de surface démontré dans le Chapitre 3 grâce à la technique de contre flux. Cette analyse doit être poursuivie en mesurant ce coefficient à différentes longueurs d'onde afin d'avoir une cartographie de ce phénomène sur l'ensemble de la bande de transmission des fibres en y incluant des études systématiques en fonction d'autres paramètres comme le diamètre du cœur et le rayon de courbure.

5

Perspectives : mise en place d'un procédé opto-thermique pour la fabrication de fibres HCPCF

Ce chapitre introduit une technique innovante de fabrication des fibres HCPCF nommée « opto-thermique ». Il en détaille les principes fondamentaux et leur utilisation pour maîtriser la rugosité de surface des HCPCF. La mise en œuvre du dispositif de fabrication y est décrite. En conclusion, le chapitre présente les caractéristiques optiques et structurales de différentes HCPCF produites via cette approche, dans diverses configurations. Ces premiers résultats soulignent la pertinence du procédé opto-thermique et son potentiel pour réaliser des HCPCF à transmission exceptionnelle, sous réserve d'une calibration fine des paramètres de fabrication.

Sommaire

5.1	Introduction	137
5.2	Principe de modification de la rugosité de surface par photo-élasticité	137
5.3	Fabrication de fibres HCPCF-CI par l'approche opto-thermique	143
5.3.1	Mise en place du dispositif de fibrage	143
5.3.2	Fabrications et caractérisations des fibres réalisées	144
5.4	Conclusion	152

5.1 Introduction

Nous avons vu dans le Chapitre 3 que la quadrature moyenne de la rugosité de surface peut être réduite en augmentant la tension de surface via l'application d'un stress de cisaillement [139]. Ce dernier chapitre explore une nouvelle technique brevetée sous le numéro FR1902656 [118] dont le principe repose sur le contrôle de la structure spectrale de la rugosité. Dans notre cas, ce contrôle est réalisé par l'excitation du matériau par un système laser afin d'agir sur la surface par effet photo-élastique. La première section expose les grands principes derrière le contrôle de la rugosité de surface par l'effet photo-élastique. La deuxième section décrit le nouveau four pour l'étirage des fibres. Enfin, le chapitre se conclut par des démonstrations expérimentales illustrant la modification du profil de surface entourant le cœur d'air de HCPCF par cette nouvelle technique.

5.2 Principe de modification de la rugosité de surface par photo-élasticité

Fig. 5.1 dessine schématiquement le principe du contrôle de la rugosité de surface par effet photo-élastique. Ici un faisceau laser est appliqué sur les fibres au sein de la fournaise de fibrage (c.a.d. pendant la phase fondue de la silice). La puissance absorbée par la surface du milieu viscoélastique subit des déplacements ou déformations par photo-élasticité. L'effet thermoélastique implique une déformation géométrique induite par un changement de température, lui-même induit par photo-absorption d'expansion thermique. Autrement dit nous avons $\Delta h/h = \alpha_{th}\Delta T$, avec α_{th} le coefficient de dilatation, ΔT le changement de température et $\Delta h/h$ le changement relatif de la longueur du milieu. Pratiquement, la variation de température est une modulation de température, qui peut être réalisée par la photo-absorption d'un laser modulé en puissance. Ceci, peut être formulé comme une modulation du changement de longueur :

$$\frac{\Delta h}{h} \propto \alpha_{th} P_{abs} \cos(2\pi\nu_{mod}t) \quad (5.1)$$

où P_{abs} , est la puissance du laser absorbé par le milieu. A noter que ces phénomènes sont différents de ceux associés avec l'inscription d'un réseau de Bragg dans les fibres (ex. photo-sensibilité), qui impliquent une restructuration électronique et qui se traduisent par un changement d'indice du milieu [140].

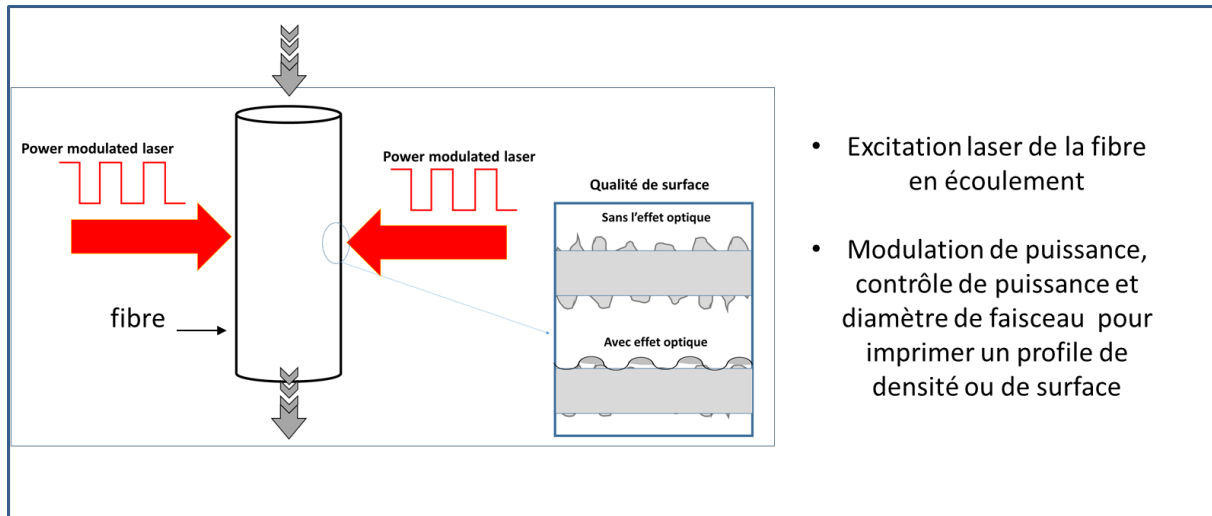


Figure 5.1: Illustration du contrôle de la rugosité de surface à travers l'exploitation de l'effet photo-élastique.

En reprenant l'équation linéarisée de Navier-Stokes introduite au chapitre 3 dans le cas d'une présence d'une excitation harmonique de la forme $F \cos(\omega_d t)$, on peut écrire l'équation suivante pour la hauteur de la rugosité de surface qui s'écrit cette fois-ci comme suit :

$$\frac{\partial^2 h(x, t)}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = -g \nabla^2 h(x, t) + F \cos(\omega_d t) + \xi(x, t) \quad (5.2)$$

avec Γ le coefficient d'amortissement de l'onde capillaire et $\xi(x, t)$ le terme représentant les fluctuations thermiques, donc $\langle \xi(x, t) \xi(x', t') \rangle = 2k_B T \Gamma \delta(x - x') \delta(t - t')$.

Sans recourir à résoudre rigoureusement cette équation on peut écrire la solution dans l'espace de Fourier sous la forme d'une somme de deux termes représentant le déplacement dû à la force externe, $h_F(q)$, et aux fluctuations thermiques, $\tilde{h}(q, \omega)$:

$$\tilde{h}(q, \omega) = h_{PT}(q) \delta(\omega - \omega_d) + \tilde{h}_t(q, \omega) \quad (5.3)$$

Cette expression montre clairement que la structure spectrale de la rugosité peut être modifiée. Aussi, il faut noter que le diamètre fini du faisceau laser modifie les conditions aux limites et donc permet d'agir aussi bien sur la structure spectrale du PSD que sur l'amplitude des modes capillaires (voir Chapitre 3).

De plus, en choisissant judicieusement l'amplitude et la fréquence de cette force externe on peut contrôler le régime d'oscillations. Par exemple on peut se mettre en régime critique, sous-amorti ou sur-amorti sur un mode capillaire donné. Pour le détail de cette nouvelle technique, voir le brevet de Benabid [118]. Ici nous nous contentons

de rappeler les paramètres clés de contrôles pour réussir le contrôle du profil de la surface des membranes de silice dans les HCPCF. Pour cela, nous rappelons que la puissance du laser totale, P , est donnée par :

$$P = P_0 + P_m \sin(2\pi\nu_{mod}t) \quad (5.4)$$

Ici, ν_{mod} la fréquence de modulation de la puissance du laser. P_0 représente la partie continue ou DC. P_m la partie de la puissance modulée. L'expression de P en fonction de la puissance totale (ou maximum) s'écrit aussi sous la forme :

$$P = P_T \left[1 - \frac{P_m}{P_T} (1 - \sin(2\pi\nu_{mod}t)) \right] \quad (5.5)$$

Le ratio P_m/P_T représente la profondeur de modulation (modulation depth). L'amplitude de la déformation de surface induite par l'effet photo-thermique dans le cas d'un laser collimaté (non focalisé), modulé en puissance à la fréquence ν_{mod} et en incidence normale sur la surface, peut être quantifiée par sa fonction de réponse (en unité de longueur), donnée ci-dessous [118] :

$$h_{PT}(\nu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\alpha_{th}}{\kappa} (1 + \sigma) \begin{cases} \frac{\langle P_{abs} \rangle \nu_c}{\nu} & \text{if si } \nu \gg \nu_c \\ \langle P_{abs} \rangle & \text{if si } \nu \ll \nu_c \end{cases} \quad (5.6)$$

Ici les quantités κ , α_{th} , et σ représentent respectivement la conductivité thermique, le coefficient de dilatation et le rapport de Poisson du milieu (ici la silice). ν_c est la fréquence de coupure donnée par $\nu_c = (2\pi^{-1})\sqrt{\kappa/\rho C\omega_0^2}$ avec ρ , C étant la densité et la capacité calorifique du milieu chauffé et ω_0 est le rayon effectif du faisceau laser. Pour la silice, $\nu_c = 2\text{Hz} \frac{100\mu\text{m}}{\omega_0}$ soit une fréquence de coupure de 2 Hz pour un laser de diamètre effectif de 200 μm . Enfin, $\langle P_{abs} \rangle$ est la puissance moyenne du laser absorbée par la préforme étirée. Celle-ci est déterminée par à la fois par le coefficient d'absorption du milieu à longueur d'onde du laser, et des paramètres de P_0 , P_m/P_T cités plus haut. Ici, les temps caractéristiques de la photo-absorption sont beaucoup plus rapide pour considérer que la fréquence de modulation ne soit affectée par la valeur de $\langle P_{abs} \rangle$. Ceci nous donne :

$$\langle P_{abs} \rangle = \alpha_{abs} \sqrt{P_0^2 + \frac{P_m^2}{2}} \quad (5.7)$$

Nous notons qu'en cas de profondeur de modulation maximale (c.a.d. $P_0 = 0$, et $P_m = P_T$), on a $\langle P_{abs} \rangle = \alpha_{abs} P_m / \sqrt{2}$. Alors que pour une petite modulation $P_m/P_T \approx 0$, on a $\langle P_{abs} \rangle = \alpha_{abs} P_0$. En conséquence, en cas de non modulation on a une déformation constante et « statique » de :

$$h_0 \approx \sqrt{S_{PT}(\nu \rightarrow 0)} \approx \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha_{th}}{\kappa} \right) (1 + \sigma) \alpha_{abs} P_0 \quad (5.8)$$

Pour la silice, les valeurs thermomécaniques sont résumées dans le tableau 5.1 :

Table 5.1: Propriétés thermomécaniques de la silice.

Densité : $\rho(kg.m^{-3})$	2201
Coefficient d'expansion thermique : $\alpha_{th}(K^{-1})$	$4,8 \times 10^{-7}$
Conductivité thermique : $\kappa(W.m^{-1}K^{-1})$	2,7
Capacité calorifique : $C_p(J/Kg.K)$	1052
Viscosité : $\eta(Pa \cdot s)$	$10^{6,2}$ à 1734 °C, 10^3 à 2354 °C
Tension de surface : $\gamma(J.m^{-2})$	0,3

Le tableau suivant résume l'impact des paramètres du laser sur la structuration de la surface :

Table 5.2: Impact des paramètres du laser sur le contrôle du profil de surface.

Puissance continue (P_0)	1. Profil primaire de la surface (longue portée)
Fréquence de modulation ν_{mod}	1. Excitation sélective des SCWs à courte portée 2. Contrôle de la longueur de diffusion
Profondeur de modulation	1. Contrôle de l'amplitude des SCWs à courte portée
Taille de faisceau	1. Contrôle du temps de relaxation des CWs 2. Contrôle des conditions aux limites des SCWs (c.a.d. contrôle des phases des SCWs)
Distance laser-fournaise	1. S'ajuster par rapport à l'état viscoélastique des SCWs induite par bruit thermodynamique dans la fournaise thermique. 2. Contrôle des conditions aux limites des CWs (c.a.d. contrôle des phases des CWs)

De ces résultats, il devient possible de dégager des conditions d'opération pour façonner la surface d'un verre soumis à des CW induites par bruit thermique (généralisable à un volume). Dimensionner notre dispositif peut être réalisé en établissant une hiérarchisation entre les temps caractéristiques (soit de façon équivalente : les longueurs caractéristiques) associés aux différents effets sous-jacents la génération des ondes capillaires de surface. Ci-dessous, le tableau 5.3 récapitule les valeurs des temps caractéristiques pour des conditions données :

Table 5.3: Temps caractéristiques des différents effets sous-jacents la génération des CWs pour les conditions suivantes d'opération ($w_0 = 100 \mu\text{m}$, $v_d = 10 \text{ m/min}$, $10 \text{ Hz} < \nu_{mod} < 1 \text{ kHz}$).

Temps caractéristique	Phénomène associé	Expression	Intervalle
Temps de refroidissement (τ_{cool})	Le temps de refroidissement d'un verre chauffé en sortie de la fournaise	$\frac{\rho C_p}{\kappa} \frac{V}{A} 2w_0$	1 ms - 60 ms
Temps d'interaction laser-matière (τ_{int})	Le temps d'interaction avec le laser d'un verre (ex. fibre) en mouvement uniforme à une vitesse v_d	$\frac{2w_0}{v_d}$	100 μs - 10 s
Temps de modulation laser-matière (τ_{las})	Le temps d'interaction avec le laser d'un verre (ex. fibre) en mouvement uniforme à une vitesse v_d	$\frac{1}{\nu_{mod}}$	1 ms - 10 s
Temps de relaxation thermique (τ_{therm})	Le temps de refroidissement d'un verre chauffé par photo-absorption	$\frac{\rho C_p}{\kappa} w_0^2$	8 ms - 3 s
Temps de corrélation d'une CW (τ_{CW})	Le temps associé à la longueur de corrélation d'une CW	$\frac{\sqrt{\gamma/\rho g}}{c_s}$	0,7 μs - 1 μs

A partir de cet ensemble de tendances, nous pouvons déduire des premières conditions d'opération à suivre lors de la fabrication des fibres par la technique « opto-thermique » qui sont résumées dans le tableau 5.4 :

Table 5.4: Conditions d'opération du système laser pour le façonnage de la surface.

Description de la condition	Condition sur les paramètres du dispositif
L'amplitude de CW dominante induite par photo-élasticité doit être supérieure à l'amplitude de CW dominante par bruit thermique. Cette condition est imposée pour pouvoir façonner la surface par photo-élasticité.	$P_0 \geq 45W$
La distance fournaise-faisceau laser, d , doit être suffisamment courte pour que la température de la fibre à la sortie de la fournaise, T_h , reste supérieure à la température de ramollissement (softening température). Une condition pour avoir les CW induites dans le fournaise restent dynamique et ne sont pas solidifiées (ou congelées).	$d \leq v_d \tau_{cool} \ln \left(\frac{T_h}{T_{soft}} \right)$ Pour silice $d \leq 10 \text{ mm}$ pour $v_d = 10 \text{ m/min}$
Le temps de passage de la fibre/préforme dans le faisceau laser doit être suffisamment longue pour que le phénomène de photo-élasticité s'établisse sur tout le volume du verre (trompé) dans le faisceau laser.	$\tau_{int} \geq \max(\tau_{las}, \tau_{therl})$
Une des stratégies pour amortir l'amplitude des CWs induites par bruit thermique dans la fournaise, est de les neutraliser par interférence avec les CWs générées par photo-élasticité. Ceci implique que l'intervalle de fréquence les CWs induite par photo-élasticité soit le même que celui des CWs induites par bruit thermique. Ceci, en conséquence, détermine un intervalle pour la fréquence de modulation du laser.	$\nu_{mod} \in 2\pi^{-1} \left[g \sqrt{\frac{\rho h}{\gamma}}, \sqrt{\frac{\gamma}{\rho h^3}} \right]$ Pour silice $\nu_{mod} \in [10Hz, 8KHz]$
Une autre stratégie pour aplatir la rugosité est d'exploiter les propriétés ondulatoires des CW et leurs conditions aux limites pour fixer leur amplitude à zéro en superposant la position de la vallée d'une CW avec le bord de la zone du faisceau laser. Cette condition peut être réalisée en contrôlant le diamètre du laser (voir ci-contre) et/ou la position de ce dernier.	$k_{cw} \times 2\omega_0 = (2n + 1)\pi$ Pour la CW dominante $2\omega_0 \sqrt{\frac{\rho g}{\gamma}} = (2n + 1)\pi$ (ici n un entier). Pour la silice $2\omega_0 = (2n + 1) \times 11 \text{ mm}$

5.3 Fabrication de fibres HCPCF-CI par l'approche opto-thermique

5.3.1 Mise en place du dispositif de fibrage

Afin de pouvoir implémenter la technique opto-thermique pendant le fibrage des fibres creuses, un nouveau four a été conçu et dimensionné¹. Ce dernier consiste en une fournaise thermique conventionnelle modifiée de telle façon à accommoder des faisceaux laser au sein même du four. Un descriptif détaillé ne pourra être donné dans ce manuscrit pour des raisons de propriétés intellectuelles. Cependant, la Fig. 5.2 présente schématiquement le système qui comprend une excitation optique composée de deux faisceaux laser dirigés vers la fibre dans le four. Ces deux lasers, émettant à la longueur d'onde de 1070 nm dont la puissance peut être fixée à une valeur maximale de 400 W, permettent d'assurer un contrôle indépendant de la lumière continue et celle modulée. La puissance transmise est ensuite mesurée par un puissance mètre placé en sortie latérale du four comme montré par le schéma. Une caméra est utilisée pour l'alignement du laser avec la fibre en « écoulement » (à gauche en bas de la figure). Enfin, la taille du faisceau est contrôlée par un télescope.

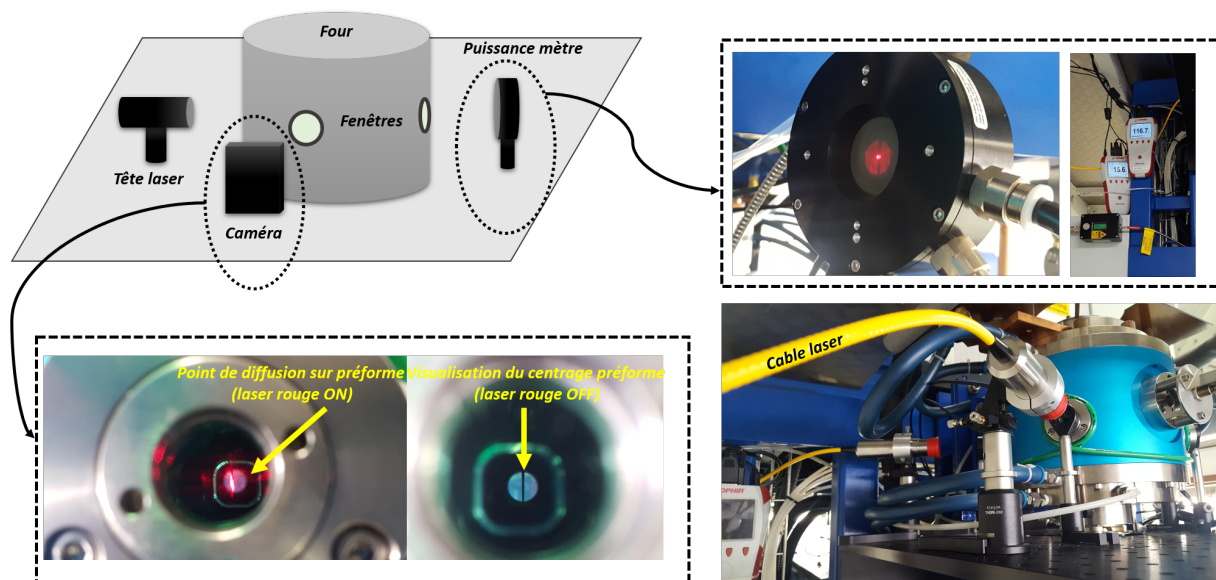


Figure 5.2: Configurations expérimentales du dispositif de fabrication opto-thermique.

¹La conception et le dimensionnement du four opto-thermique ont été réalisés par F. Benabid

5.3.2 Fabrications et caractérisations des fibres réalisées

Une série de fabrication a été réalisée en prenant comme design celui de la fibre HCPCF-CI à 8 tubes. Dans l'ensemble des fabrications nous avons essayé de garder les paramètres géométriques de la fibre aussi constants que possible (ici diamètre de cœur (40 μm), diamètre des tubes de 15 μm et gap des trous formant la gaine de 3 - 5 μm avec une valeur de l'épaisseur des ponts de silice autour de 1 μm). Ceci est motivé pour pouvoir comparer les différentes fibres et déduire de façon convaincante l'effet photo-élastique sur la structure de la surface et sur les propriétés optiques de la HCPCF ainsi fabriquée. Plusieurs configurations d'excitations optiques ont été menées. Dans ce manuscrit nous nous limiterons à décrire les résultats obtenus autour de trois configurations. A noter que ces travaux sont toujours en cours et les résultats présentés correspondent à des tests préliminaires pour dimensionner le dispositif et calibrer les procédés. Cependant, comme il sera montré ci-dessous, nous pouvons quand même d'ores et déjà avancer que l'effet photo-thermique est une piste très prometteuse dans la fabrication des HCPCF à rugosité de surface contrôlée.

5.3.2.1 Procédé opto-thermique versus thermique

Dans ce contexte, les premières études ont été menées à l'aide d'un seul laser en réalisant, lors de chaque étirage, une fibre classique qui nous servira de référence (c.a.d. laser OFF) et une fibre dite « opto-thermique » (c.a.d. laser ON). Les paramètres du laser ont été choisis en utilisant des valeurs autour de ce que la théorie avait conclu à savoir une puissance moyenne > 45 Watts et une fréquence de modulation de quelques dizaines de Hz. Un exemple typique de fabrication est reporté en tableau 5.5.

Table 5.5: Paramètres laser utilisés pour la fabrication de fibres HCPCF-CI 8 tubes notées $F_{\text{opto}\#1}$, (D_{ext} : diamètre extérieur, P1 : puissance du laser 1, et F_1 : fréquence de modulation du laser 1).

$F_{\text{opto}\#1}$	Procédé cisaillement	D_{ext} (μm)	P1 (Watt)	F_1 (Hz)
$F_{\text{opto}\#1-0}$	non	260	-	-
$F_{\text{opto}\#1-1}$	non	260	145	60

La Fig. 5.3 résume les caractéristiques structurelles et optiques, à savoir : une image de la coupe transverse de la fibre, la mesure de pertes par la technique du cut-back sur un tronçon de 100 m et enfin un profil de surface obtenu par le profilomètre optique avec la courbe de PSD associée. Les résultats montrent une différence au niveau du

profil spectral entre la fibre étirée suivant les procédés classiques et avec la présence du laser. Nous remarquons que même si la RMS de la rugosité de surface a légèrement augmenté, les pertes de transmission ont significativement baissée pour les longueurs d'ondes inférieures à 1 μm pour atteindre des valeurs autour de quelques dB/km. En effet, $F_{\text{opto}} \#1-1$ montre des valeurs de pertes mesurées de 14 dB/km à 520 nm, 2,5 dB/km à 614 nm et 15 dB/km à 860 nm, comparées aux 40 dB/km à 520 nm, 18 dB/km à 614 nm et 19 dB/km à 860 nm pour la fibre $F_{\text{opto}} \#1-0$. Ceci s'explique par la différence dans la structure spectrale de la PSD des deux fibres, en particulier à l'intervalle des petites fréquence spatiales. La Fig. 5.4 présente la fonction PSD tracée cette fois-ci en linéaire sur la plage fréquentielle de $0,001 \mu\text{m}^{-1}$ et $0,3 \mu\text{m}^{-1}$. Pour la fibre fabriquée par étirage classique dans l'intervalle de mesure (c.a.d. $F_{\text{opto}} \#1-0$), le pic les plus élevés présentent une fréquence spatiale de $0,0066 \mu\text{m}^{-1}$ et d'amplitude $19 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$. En revanche, pour le cas de la fibre $F_{\text{opto}} \#1-1$, le pic maximal du PSD a une fréquence spatiale de $0,0166 \mu\text{m}^{-1}$ et d'amplitude $10 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$). Ce décalage vers le bleu du pic maximal implique une réduction de perte par diffusion en vertu de la discussion du Chapitre 3.

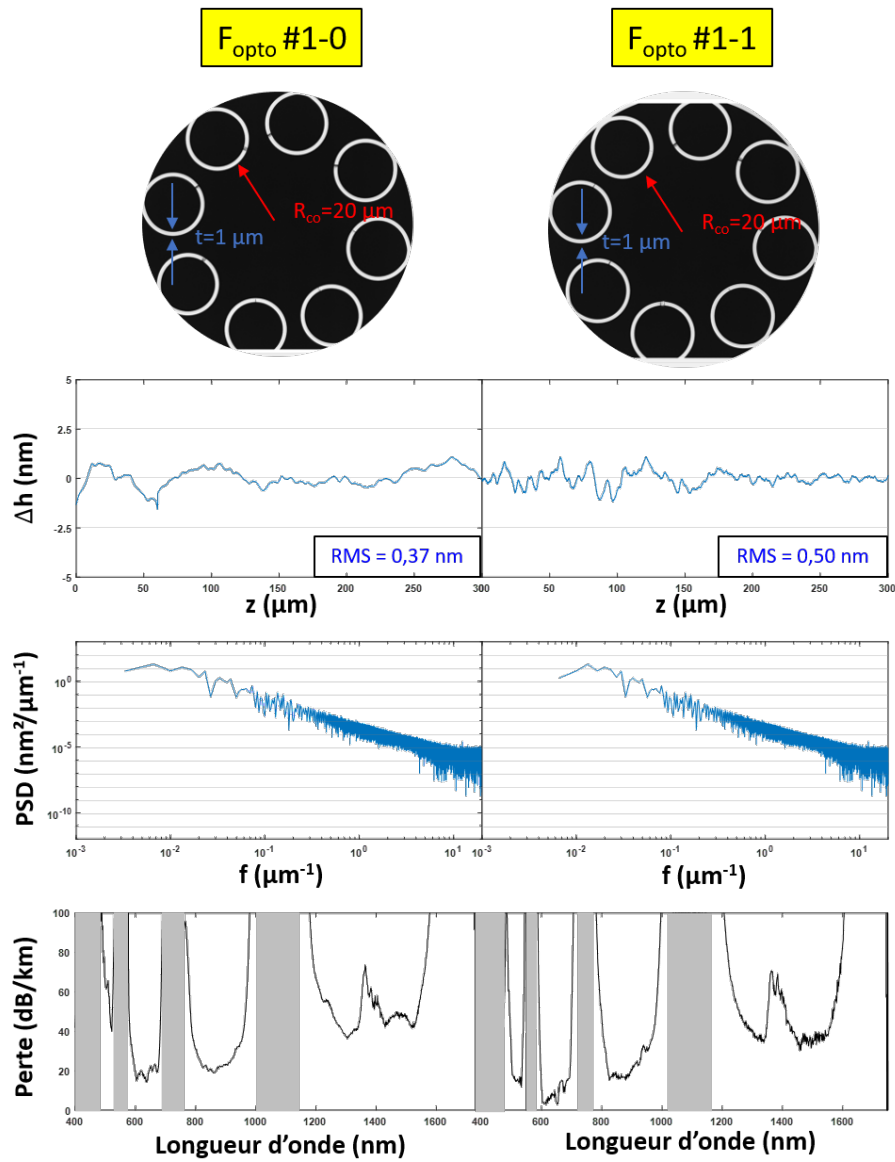


Figure 5.3: Caractérisation linéaires des fibres $F_{\text{opto}} \#1-0$ (laser OFF) et $F_{\text{opto}} \#1-1$ (laser ON).

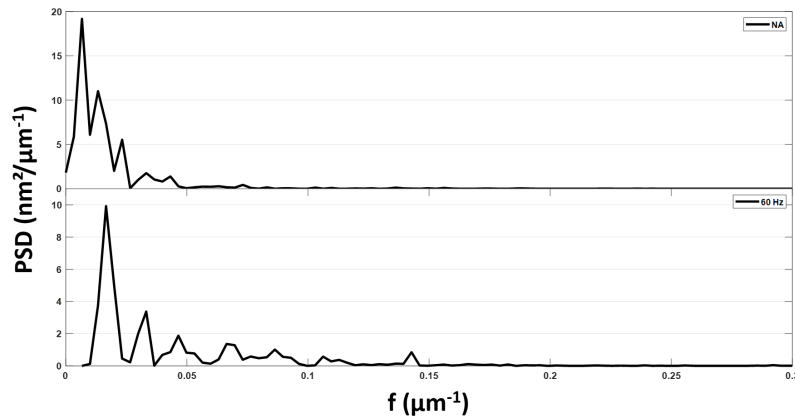


Figure 5.4: Évolution du PSD en linéaire pour les fibres $F_{\text{opto}} \#1-0$ (laser OFF) et $F_{\text{opto}} \#1-1$ (laser ON).

Enfin, il est à mentionner qu'une dizaine de fabrication ont ensuite été réalisées dont l'objectif était de faire varier légèrement les paramètres du laser autour de ceux du tableau 5.3 (étude non présentée ici) mais qui n'a pas permis d'observer de modifications ou tendances supplémentaires.

Une seconde étude a alors été initiée, en combinant cette fois-ci le procédé du cisaillement du Chapitre 3 avec l'approche opto-thermique. De la même façon, un tableau et une figure présentent les résultats obtenus.

Table 5.6: Paramètres laser utilisés pour la fabrication de fibres HCPCF-CI 8 tubes notées $F_{\text{opto}} \#2$, en présence du procédé de cisaillement.

$F_{\text{opto}} \#2$	Procédé cisaillement	D_{ext} (μm)	P1 (Watt)	F_1 (Hz)
$F_{\text{opto}} \#2-0$	oui	260	-	-
$F_{\text{opto}} \#2-1$	oui	260	65	5

On note tout d'abord que l'on retrouve bien la réduction de la rugosité de surface obtenue par l'utilisation du cisaillement en comparant les deux fibres références $F_{\text{opto}} \#1-0$ et $F_{\text{opto}} \#2-0$ puisque l'on passe d'un RMS de 0,37 nm à 0,2 nm. Puis, en regardant attentivement le profil de surface de la fibre $F_{\text{opto}} \#2-1$, contrairement au cas précédent, une légère modulation du profil apparaît de fréquence 15 μm mais qui est aussi associée à une augmentation de l'amplitude d'un facteur 8.

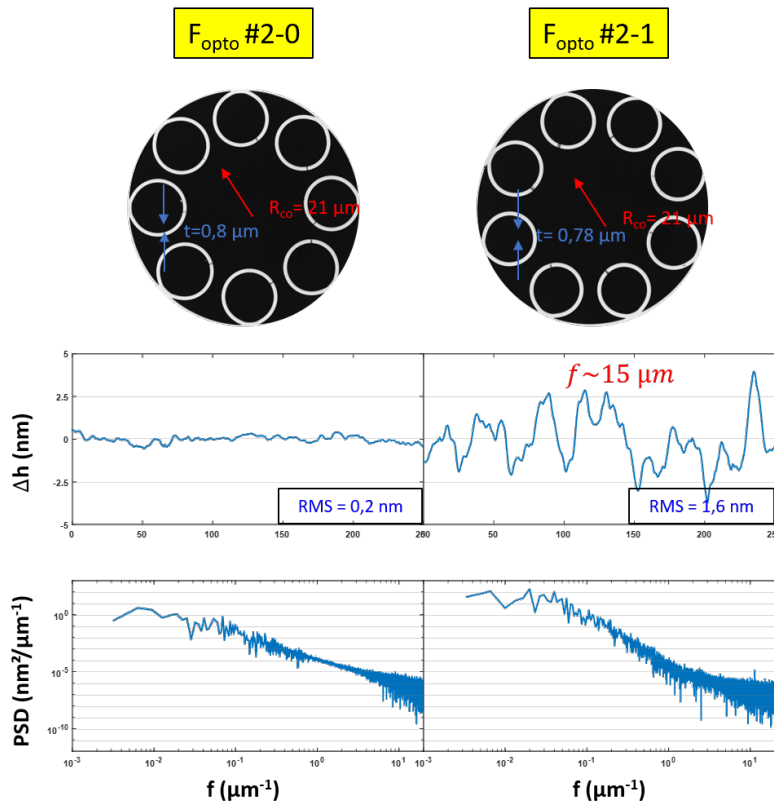


Figure 5.5: Caractérisation linéaires des fibres $F_{\text{opto}} \#2-0$ (laser OFF) et $F_{\text{opto}} \#2-1$ (laser ON).

Dans le cas des fibres $F_{\text{opto}} \#2$, les courbes de pertes ne sont pas disponibles. Cependant, nous pouvons analyser la situation en regardant la Fig 5.6 qui montre que la distribution des fréquences spatiales se situe principalement dans la plage des basses fréquences spatiales avec des valeurs de PSD relativement élevées ($F_{\text{opto}} \#2-1$). Tout d'abord, la fibre $F_{\text{opto}} \#2-0$, en l'absence de laser mais avec cisaillement, présente un pic à une fréquence spatiale de $0,0063 \mu\text{m}^{-1}$ d'amplitude de $4 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$. Ensuite, le spectre décroît à mesure que les fréquences augmentent. Cependant, dans le cas de la fibre $F_{\text{opto}} \#2-1$, trois pics sont observés. Le premier pic centré à $0,00662 \mu\text{m}^{-1}$ d'amplitude de $112 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$. De plus, étant donné le profil relativement périodique (voir Fig. 5.5), il est possible d'identifier clairement un deuxième pic à une fréquence de $0,02 \mu\text{m}^{-1}$ d'amplitude de $180 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$, puis un troisième pic autour de $0,04 \mu\text{m}^{-1}$, avec une amplitude de $100 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$. Même si l'analyse approfondie de ces spectres ne relève pas directement de ces travaux, on peut conclure que la fréquence de modulation contribue fortement à la structure spectrale de la PSD.

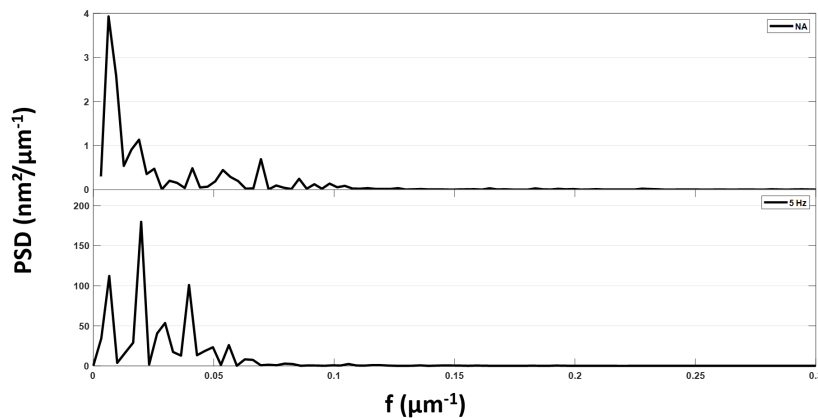


Figure 5.6: Évolution du PSD en linéaire pour les fibres $F_{\text{opto}} \#2-0$ (laser OFF) et $F_{\text{opto}} \#2-1$ (laser ON).

5.3.2.2 Procédé opto-thermique à 2 lasers

Les tests précédents ont montré que l'utilisation d'un laser est compatible avec nos procédés de fabrication "thermiques" classiques, y compris quand on applique la technique de cisaillement. Mieux encore les fibres fabriquées "opto-thermiquement" montrent de meilleures transmissions aux courtes longueurs d'onde que les fibres fabriquées thermiquement mais sans cisaillement. Ici, nous allons regarder une dernière configuration. Pour cela, nous utilisons les deux faisceaux laser pour à la fois contrôler la modulation et la puissance continue de façon indépendante, comme expliqué plus haut, afin d'étudier en particulier l'impact de la fréquence de modulation. Le tableau 5.7 résume les paramètres d'étirage en notant que seule la fréquence de modulation du deuxième laser est variée.

Table 5.7: Paramètres laser utilisés pour la fabrication de fibres HCPCF-CI 8 tubes notées $F_{\text{opto}}\#3$.

$F_{\text{opto}}\#3$	Procédé cisaillement	D_{ext} (μm)	P1 (W)	F_1 (Hz)	P2 (W)	F_2 (Hz)
$F_{\text{opto}} \#3-0$	oui	260	-	-	-	-
$F_{\text{opto}} \#3-1$	oui	260	115	CW	85	2
$F_{\text{opto}} \#3-2$	oui	260	115	CW	85	50
$F_{\text{opto}} \#3-3$	oui	260	115	CW	85	100
$F_{\text{opto}} \#3-4$	oui	260	115	CW	85	400

Les caractérisations de la rugosité de surface sont tracées sur le haut de la Fig. 5.7 pour chacune des fibres. Une modulation du profil de surface en fonction de l'axe

d'analyse (ou propagation de la fibre) est pour cette fois-ci observée de façon claire. Un lien entre la fréquence de modulation du laser 2 et cette oscillation semble être ici démontré puisque pour le cas de $F_{\text{opto}} \#3-1$ une période de $160 \mu\text{m}$ est mesurée alors qu'elle passe à $24 \mu\text{m}$ pour $F_{\text{opto}} \#3-2$ comme attendu par le changement appliqué sur la fréquence de modulation. Pour les modulations augmentées à la centaine de Hz, le même effet est présent mais les tracés sont moins convaincants à cause de la résolution spatiale de mesure de notre profilomètre optique ($3,4 \mu\text{m}$, voir Chapitre 2). Il reste à mentionner que l'augmentation de cette oscillation est associée à une augmentation de l'amplitude de la rugosité qui passe de $0,18 \text{ nm}$ à plus de 10 nm . Les pertes ont ensuite été mesurées pour l'ensemble des fibres. Pour le cas de la fibre $F_{\text{opto}} \#3-0$ où le cisaillement est appliqué seul, des pertes minimales de 5 dB/km autour de 850 nm sont mesurées ce qui confirme une fois de plus l'impact de la méthode de cisaillement discutée dans le Chapitre 3. De plus, il est aussi à noter que pour les fibres $F_{\text{opto}} \#3-1$, $F_{\text{opto}} \#3-2$, et $F_{\text{opto}} \#3-3$, les pertes aux courtes longueurs d'onde du visible ont pu être légèrement améliorées avec des valeurs de 20 dB/km autour de 500 nm . Ce point semble être encore confirmé par l'analyse de la PSD qui montre qu'en augmentant la fréquence de modulation du laser, le nombre de pics devient bien plus important avec une présence marquée à des fréquences spatiales plus élevées. En effet, comme le montre la Fig. 5.8, la fibre $F_{\text{opto}} \#3-0$ présente un seul pic centré à $0,0054 \mu\text{m}^{-1}$ d'amplitude de $100 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$. Lorsque le système laser est activé avec une fréquence de modulation de 2 Hz au niveau du laser 2, la fréquence du pic se retrouve décalée légèrement à $0,006 \mu\text{m}^{-1}$ avec une amplitude réduite à $7 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$ (fibre $F_{\text{opto}} \#3-1$). Ce phénomène est alors amplifié pour le cas de la fibre $F_{\text{opto}} \#3-2$ où un maximum de $500 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$ est obtenue à la fréquence spatiale de $0,036 \mu\text{m}^{-1}$. Lorsque la fréquence de modulation atteint la centaine de Hz (fibre $F_{\text{opto}} \#3-3$), une multitude de pics apparaissent sur la plage allant de $0,025 \mu\text{m}^{-1}$ à $0,18 \mu\text{m}^{-1}$ avec un maximum dépassant les $1000 \text{ nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$ à la fréquence de $0,0866 \mu\text{m}^{-1}$, le tout décalé aux hautes fréquences spatiales. Finalement, pour la fibre $F_{\text{opto}} \#3-4$, un comportement similaire est observé mais avec cette fois-ci un décalage inversé vers les courtes fréquences spatiales. Cette dernière observation pourrait expliquer que la courbe de perte de la fibre $F_{\text{opto}} \#3-4$ s'approche de celle de la fibre $F_{\text{opto}} \#3-0$. Bien qu'il soit délicat de donner vraiment une conclusion, il semble qu'utiliser une modulation de puissance trop importante ne soit pas bénéfique. Il est donc important d'insister qu'à ce stade les paramètres optimums de fibrage n'ont pas encore été déterminés. Ainsi, même si ces premiers résultats sont des plus encourageants car démontrant pour la première fois qu'il est possible de contrôler le profil de rugosité pendant le fibrage en

le rendant non stochastique, les efforts doivent être poursuivis pour pouvoir continuer à atteindre de meilleures performances.

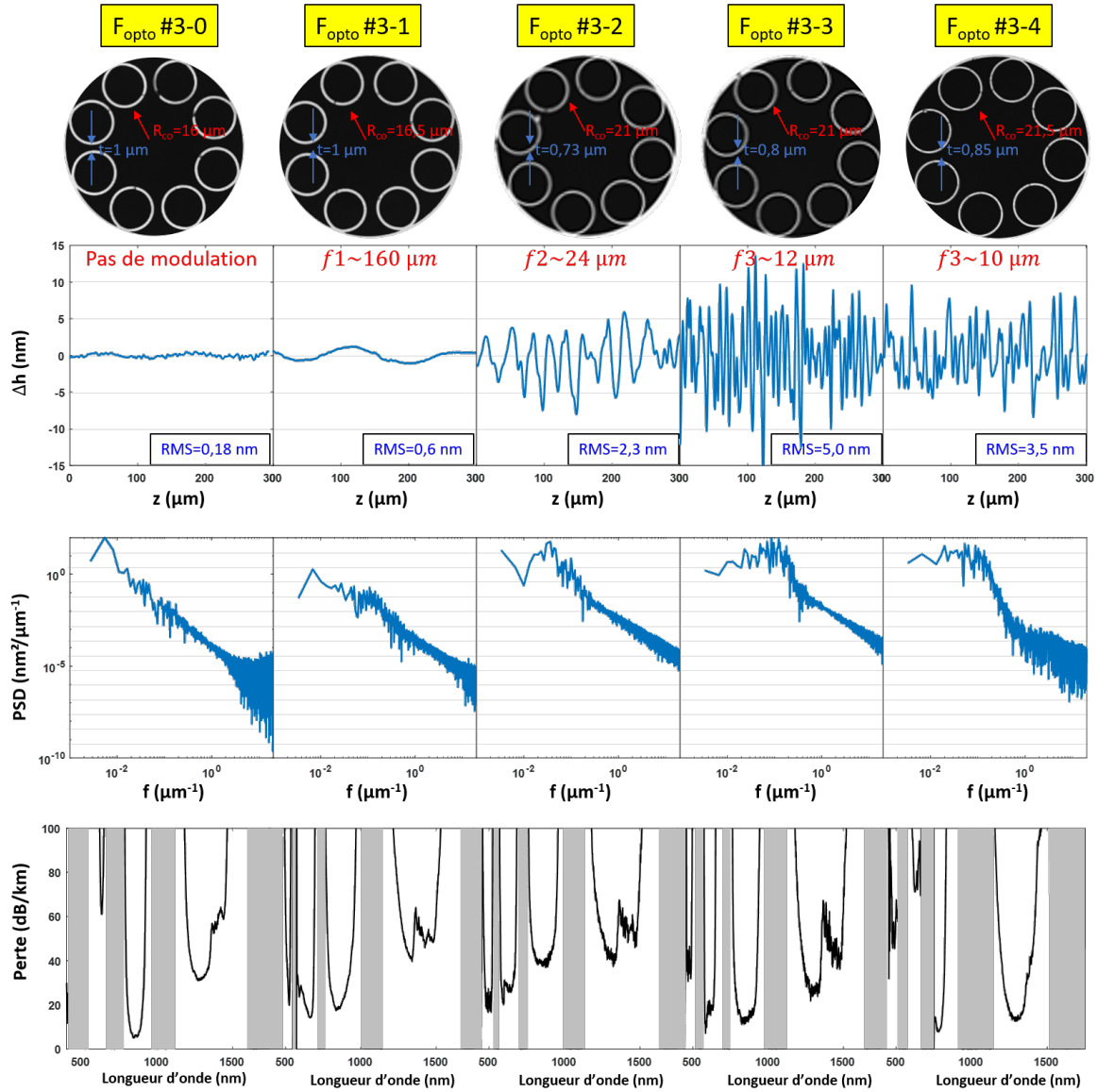


Figure 5.7: Caractérisation linéaires des fibres $F_{opto} \#3-0$ (laser OFF), $F_{opto} \#3-1$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 2 Hz), $F_{opto} \#3-2$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 50 Hz), $F_{opto} \#3-3$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 100 Hz), et $F_{opto} \#3-4$ (laser 1 ON mode continue et laser 2 ON modulé à 400 Hz).

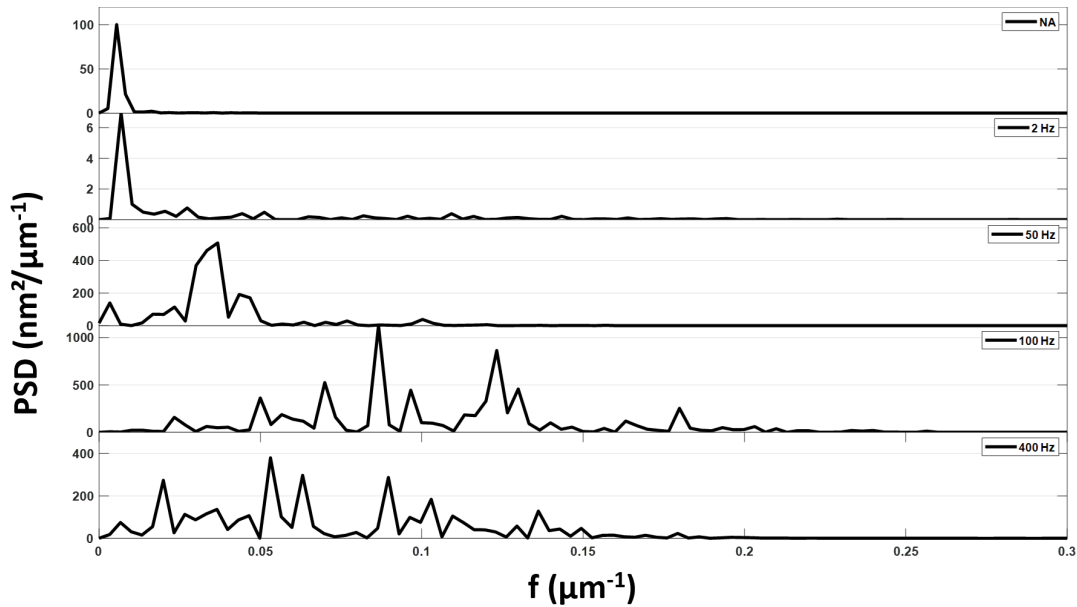


Figure 5.8: Évolution du PSD en linéaire pour les fibres $F_{\text{opto}} \#3$ selon les différents scénarios répertoriés dans le tableau 5.7.

5.4 Conclusion

En conclusion de ce dernier chapitre, un nouveau procédé de fabrication dit « opto-thermique » a été proposé et commencé à être étudié. En particulier, une nouvelle fournaise a été conçue puis installée sur la tour de fibrage qui permet aujourd'hui d'appliquer un système de faisceaux laser sur les fibres pendant leur fabrication. En jouant sur les puissances et les fréquences de modulation, il a été démontré qu'on pouvait venir structurer le profil de surface entourant le cœur d'air de fibres creuses pour le premier exemple des HCPCF-CI à maille tubulaire. En venant combiner le procédé de cisaillement étudié dans le Chapitre 3, des résultats convaincants ont pu être observés avec la présence d'un profil de rugosité non stochastique de période accordable avec la fréquence de modulation du laser. Ces résultats constituent une perspective forte de mes travaux de thèse avec l'idée d'appliquer ce procédé à de nouvelles fibres creuses pour cibler notamment les applications des télécommunications optiques.



Conclusion générale

Les travaux présentés dans cette thèse de doctorat se sont focalisés sur la problématique des pertes induites par la formation d'une rugosité de surface au sein de fibres optiques particulières qui permettent de guider la lumière dans l'air (les fibres à cœur creux à cristal photonique ou HCPCF). Bien que ce phénomène soit connu depuis une vingtaine d'année comme étant le facteur limitant pour atteindre les performances ultimes des HCPCF, aucune solution n'a encore été trouvée.

Dans ce contexte, notre groupe de recherche GPPMM a opté pour une stratégie visant à suivre un cycle synergétique permettant à la fois de comprendre la génération de cette rugosité et en même temps de proposer des solutions innovantes pour réduire voir contrôler cet état de surface. Mes travaux de thèse se sont inscrits dans cette idée avec comme double objectif :

1. La mise en place d'outils pour caractériser cette rugosité de surface qui est un véritable défi car localisée sur une paroi micrométrique à l'interface du cœur et de la gaine difficilement accessible.
2. L'exploration de nouveaux procédés de fibrage pour venir agir sur le profil de la surface de la fibre creuse, le tout en restant compatible avec l'infrastructure actuelle.

Plusieurs projets obtenus par le groupe (ex. 4F au plan national et OzoneFinder au plan régional) m'ont permis de lancer une partie des investissements nécessaires à ces activités. Ainsi, pour le premier axe de recherche, j'ai construit en totalité un profilomètre optique qui présente à la fois une résolution picométrique de seulement $2\text{pm}/\sqrt{Hz}$ combinée à une large dynamique de balayage pouvant atteindre une longueur centimétrique. Ce travail a été mené en collaboration avec l'Institut de la Vision de Paris et a permis de réaliser une multitude de mesures sur à la fois diverses fibres creuses (HCPCF à CI et BIP, fibres fabriquées par les procédés classiques et innovants) mais aussi pour la première fois aux deux interfaces (face interne et externe) de la membrane silice des tubes entourant le cœur d'air. Puis un second banc expérimental basé sur une cavité optique résonante a été mis en place puis utilisé pour mesurer le coefficient de rétrodiffusion dans ces fibres creuses. L'ensemble des mesures de ces deux outils ont d'une part confirmé les tendances rapportées dans la littérature mais aussi ont permis de démontrer l'apport des nouveaux procédés de fabrication mis en place.

En effet, dans le second axe de recherche j'ai investigué deux méthodes de fabrication. La première a consisté à induire un phénomène de « cisaillement » via un jeu de flux de gaz et d'écoulement du verre contra-directionnels réalisé pendant l'étirage des fibres. Ce principe breveté a permis de réduire avec succès la rugosité de surface d'un facteur 3 pour passer d'une valeur de RMS de 0,4 nm à 0,15 nm pour l'exemple

des fibres HCPCF-CI à maille tubulaire. Ces résultats se sont alors traduits par une amélioration de l'état de l'art des pertes aux courbes longueurs du visible (< 1 dB/km) et de l'ultraviolet (< 50 dB/km) toute fibre optique confondue, travaux publiés dans la revue *Nature Communication*. Il est à noter que ces valeurs se situent en dessous de la barrière emblématique de la diffusion Rayleigh du matériau silice. Puis dans les derniers mois de thèse, une seconde approche dite « opto-thermique » basée sur l'application d'un flux optique durant l'étrépage a débuté en intégrant une fournaise spécifique et un système de faisceaux lasers. Les premières fibres ainsi fabriquées ont démontré qu'il est possible de venir structurer la rugosité de surface et non pas simplement diminuer son amplitude. En effet, des profils de surface présentant non plus une réponse stochastique mais une structure périodique accordable avec la fréquence du laser ont pu être obtenus pour la première fois. Ces travaux doivent maintenant être poursuivis en étudiant de façon systématique l'impact des différents paramètres lasers mis en jeu mais aussi en appliquant cette technique à d'autres types de fibres HCPCF. Finalement, l'ensemble de ces avancées témoignent de la réalisation d'une nouvelle génération de fibres creuses à faible rugosité de surface qui à terme pourrait répondre aussi bien aux défis du domaine de l'ultraviolet encore peu accessible aujourd'hui que des applications à fort impact sociétal comme les télécommunications optiques de demain.



Calculs détaillés du taux de cisaillement

Le taux de cisaillement (ou shear rate en anglais) correspond à la variation de vitesse entre deux couches adjacentes d'un fluide soumises à une contrainte de cisaillement. Il est exprimé en unité de temps inverse (s^{-1}). Le taux de cisaillement est une grandeur importante en rhéologie, qui étudie le comportement des fluides déformables sous l'effet d'une contrainte appliquée. Nous examinerons le mouvement continu d'un fluide incompressible à travers un tube cylindrique de longueur L et de rayon r positionné horizontalement. Notre objectif est de déterminer la distribution de la vitesse, la vitesse moyenne et le débit volumétrique.

L'équation de Navier-Stokes, en ignorant l'effet de la gravité, peut s'écrire sous la forme suivante dans les coordonnées cylindriques

$$\rho \frac{du_z}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \nabla^2 u_z \quad (\text{A.1})$$

avec μ est la viscosité dynamique et u vitesse de la fluide, et $\frac{d}{dt}$ peut s'écrire sous la forme de l'équation A.2

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{A.2})$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial}{\partial z} \right) u_z = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] \quad (\text{A.3})$$

Sans tenir compte de la variation dans le temps, suivant axe z et θ , l'équation A.3 sera A.4.

$$\rho u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right] \quad (\text{A.4})$$

L'équation de continuité qui décrit le principe de conservation de la masse en mécanique des fluides:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

Dans les coordonnées cylindrique l'équation sera:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.5})$$

Sans tenir compte de la variation suivant l'axe z et l'angle θ , l'équation se simplifie en A,

et u_r doit être fini à $r = 0$ comme une condition aux limites et par conséquent $A = 0$.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r) = 0 \Rightarrow ru_r = A \Rightarrow u_r = \frac{A}{r} \quad (\text{A.6})$$

En remplaçant la valeur de u_r par sa valeur dans l'équation A.4, on obtient l'équation A.7, l'expression $\left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right] u_z$ correspond à la forme cylindrique de l'opérateur de Laplace, qui prend en compte la variation radiale de la vitesse suivant axe z v_z . Le terme $1/r$ reflète le fait que le milieu est symétrique par rapport à l'axe cylindrique et que la diffusion est plus rapide dans les régions proches de cet axe. $\frac{\partial P}{\partial z}$ est la dérivée partielle de la pression P par rapport à la coordonnée verticale z , B est une constante dont on peut l'exprimer en utilisant les conditions aux limites.

$$\mu_{air} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \right] u_z = -\frac{\partial P}{\partial z} = -B \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -B = \frac{\Delta P}{L} \quad (\text{A.8})$$

D'après l'équation A.8 B est une constante qui représente le taux de variation de la pression par rapport à la profondeur dans le fluide, ΔP est la différence de pression entre deux points séparés par une distance L dans la direction verticale, et L est la distance verticale entre les deux points. En prenant la première égalité de l'équation A.7, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) = -\frac{\Delta P}{L} \frac{r}{\mu_{air}} + C \Rightarrow \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\frac{\Delta P}{L} \frac{r}{2\mu_{air}} + \frac{C}{r}$$

$$u_z = -(\Delta P/L)(r^2/4\mu_{air}) + C \ln(r) + D$$

u_z est une valeur finie, donc pour $r = 0$, la constante $C = 0$. et finalement la vitesse suivant l'axe z u_z peut simplifier de nouveau à :

$$u_z = -(\Delta P/L)(r^2/4\mu_{air}) + D \quad (\text{A.9})$$

La condition de non-glissement permet de dire que u_z à la paroi est égal à zéro permet de calculer la constante D . Prenons en compte que la paroi du col a une forme exponentielle le long de z , de sorte que la position de la paroi est donnée par: $a(z) = r_0 \exp(-\beta z)$ avec $2\beta = \ln\left(\frac{V_{draw}}{V_{feed}}\right)$ est le logarithme du rapport entre la vitesse de feed et speed durant la fabrication elle peut ainsi être écrite sous la forme de $\xi = 2 \ln\left(\frac{r_0}{r_f}\right)$ le logarithme du rapport des rayons où r_0 et r_f sont respectivement les

rayons de la préforme et de la fibre

$$u_z(r = \text{paroi}) = 0 = -\frac{\Delta P}{L} \left[\frac{r_0^2 \exp(-2\beta z)}{4\mu_{air}} \right] + D \implies D = \frac{r_0^2 \exp(-2\beta z) \Delta P}{4\mu_{air} L} \quad (\text{A.10})$$

$$u_z(r, z) = \frac{\Delta P}{4\mu_{air} L} r_0^2 \exp(-2\beta z - r^2) \quad (\text{A.11})$$

$$\langle u_z \rangle = \frac{\int \int u_z dA}{\int \int dA} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a u_z r dr d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^a r dr d\theta} = \frac{a^2 \Delta P}{8\eta L} \quad (\text{A.12})$$

le facteur volumique Q est donné par

$$Q = \int \int \langle u_z \rangle dA = \int_0^{2\pi} \int_0^a u_z r dr d\theta = \frac{\pi a^4 \Delta P}{8\eta L} \quad (\text{A.13})$$

en remplaçant a par son expression on peut obtenir les équations suivantes:

$$\langle u_z \rangle = \frac{\Delta P}{8\eta L} r_0^2 \exp(-2\beta z); \quad Q = \frac{\pi \Delta P}{8\eta L} r_0^4 \exp(-4\beta z)$$

on a:

$$\kappa = \frac{4Q(z)}{\pi r(z)^3} = \frac{4Q(z)}{\pi r_0^3 \exp(-3\beta z)} \frac{\pi |\Delta P|}{8\mu_{air} L} r_0^4 \exp(-4\beta z) \quad (\text{A.14})$$

$$\kappa = \frac{|\Delta P| r_0 \exp(-\beta z)}{2\mu_{air} L} \quad (\text{A.15})$$

$$\kappa = \frac{|\Delta P| r_0 \exp(\frac{\xi Z}{L})}{2\mu_{air} L} \quad (\text{A.16})$$

$$\xi = \ln\left(\frac{r_0}{r_f}\right)$$



Calcul du champ réfléchi et rétrodiffusé par la cavité

Le champ qui s'établit au sein de la cavité (noté E_{cav}) ainsi que les champs sortants à savoir le champ propageant dans le sens incident qui sera détecté par PD1 (appelé champ réfléchi noté E_R) et le champ propageant dans le sens inverse qui lui sera détecté par PD2 et qui sera au centre de notre étude (appelé champ rétrodiffusé noté E_{RD}). Le champ réfléchi pour chaque tour peut s'écrire de la forme suivante:

$$\begin{aligned}
 E_2 &= t_1 E_1 r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right) \\
 E_3 &= t_1 E_2 \left[r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right) \right]^2 \\
 E_4 &= t_1 E_3 \left[r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right) \right]^3 \\
 &\cdot \\
 &\cdot \\
 &\cdot \\
 E_n &= t_1 E_1 \left[r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right) \right]^n
 \end{aligned}$$

Ici, n est un nombre entier utilisé pour compter le nombre de rotations effectuées par le faisceau se propageant dans la fibre, autrement dit, le nombre de tours réalisés dans cette cavité.

supposant que $p = r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)$. Le champ tournant dans la cavité sera écrite sous la forme suivante:

$$E_{cav} = t_1 E_1 (1 + p + p^2 + p^3 + \dots p^{(n-1)}) \quad (\text{B.2a})$$

$$E_{cav} = t_1 E_1 \sum_{i=0}^n p^i \quad (\text{B.2b})$$

$$E_{cav} = t_1 E_1 \frac{1}{1 - p} \quad (\text{B.2c})$$

En remplaçant p par sa valeur on peut obtenir l'expression finale du champs électrique dans la cavité :

$$E_{cav} = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} E_0 \quad (\text{B.3})$$

L'expression du champs réfléchi de la cavité est donnée par:

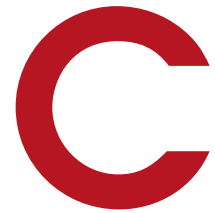
$$E_R = -r_1 E_1 + t_1 t r_2 \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right) E_{cav} \quad (\text{B.4a})$$

$$E_R = \frac{-r_1 E_1 t_1 + t_1^2 t r_2 \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)}{1 - r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} E_0 \quad (\text{B.4b})$$

Par rapport à l'expression du champs rétrodiffusé, nous avons l' équation suivante [135]:

$$E_{cav, RD} = \frac{\sqrt{\alpha_{RD}}}{1 - r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)} E_{cav} \quad (\text{B.5a})$$

$$E_{cav, RD} = \frac{\sqrt{\alpha_{RD}} t_1}{\left[1 - r_1 r_2 t \exp\left(\frac{i2\pi\delta}{\Delta\nu_{ISL}}\right)\right]^2} E_1 \quad (\text{B.5b})$$



BIBLIOGRAPHIE

Sommaire

Références	167
Contributions scientifiques	179

References

- [1] P. Smith, “A waveguide gas laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 19, no. 5, pp. 132–134, 1971 (cit. on p. 21).
- [2] E. Marcatili, “Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers,” *Bell System Technical Journal*, vol. 43, no. 4, pp. 1783–1809, 1964 (cit. on pp. 21, 24, 42).
- [3] M. A. Duguay, Y. Kokubun, T. L. Koch, and L. Pfeiffer, “Antiresonant reflecting optical waveguides in sio₂-si multilayer structures,” *Applied Physics Letters*, vol. 49, no. 1, pp. 13–15, 1986 (cit. on p. 22).
- [4] N. Litchinitser, A. Abeeluck, C. Headley, and B. Eggleton, “Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides,” *Optics letters*, vol. 27, no. 18, pp. 1592–1594, 2002 (cit. on p. 23).
- [5] D. Bird, “Attenuation of model hollow-core, anti-resonant fibres,” *Optics express*, vol. 25, no. 19, pp. 23 215–23 237, 2017 (cit. on pp. 23, 24).
- [6] J.-L. Archambault, R. J. Black, S. Lacroix, and J. Bures, “Loss calculations for antiresonant waveguides,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 3, pp. 416–423, 1993 (cit. on p. 24).
- [7] B. Temelkuran, S. D. Hart, G. Benoit, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, “Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for co₂ laser transmission,” *Nature*, vol. 420, no. 6916, pp. 650–653, 2002 (cit. on pp. 24, 25).
- [8] J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 1995 (cit. on p. 25).
- [9] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Physical review letters*, vol. 58, no. 20, p. 2059, 1987 (cit. on pp. 26, 30).
- [10] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Physical review letters*, vol. 58, no. 23, p. 2486, 1987 (cit. on pp. 26, 30).
- [11] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *science*, vol. 299, no. 5605, pp. 358–362, 2003 (cit. on pp. 26, 30).
- [12] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Optics letters*, vol. 22, no. 13, pp. 961–963, 1997 (cit. on p. 27).
- [13] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and H. R. Simonsen, “Improved large-mode area endlessly single-mode photonic crystal fibers,” *Optics Letters*, vol. 27, no. 18, pp. 1685–1687, 2002 (cit. on pp. 27, 34).

- [14] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Reviews of modern physics*, vol. 78, no. 4, p. 1135, 2006 (cit. on p. 27).
- [15] J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, J. Maury, *et al.*, "Conception, realization, and characterization of a very high negative chromatic dispersion fiber," *Optical Fiber Technology*, vol. 8, no. 1, pp. 89–105, 2002 (cit. on p. 27).
- [16] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, *et al.*, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air," *Science*, vol. 285, no. 5433, pp. 1537–1539, 1999. [Online]. Available: <https://science.sciencemag.org/content/285/5433/1537> (cit. on pp. 27, 33, 34).
- [17] B. Debord, F. Amrani, L. Vincetti, F. Gérôme, and F. Benabid, "Hollow-core fiber technology: the rising of "gas photonics"," *Fibers*, vol. 7, no. 2, p. 16, 2019 (cit. on pp. 28, 30, 41).
- [18] T. Birks, P. Roberts, P. S. J. Russell, D. Atkin, and T. Shepherd, "Full 2d photonic band gaps in silica/air structures," *Electronics letters*, vol. 31, no. 22, pp. 1941–1943, 1995 (cit. on pp. 31, 33).
- [19] F. Couny, F. Benabid, P. Roberts, M. Burnett, and S. Maier, "Identification of bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding," *Optics Express*, vol. 15, no. 2, pp. 325–338, 2007 (cit. on pp. 31, 32).
- [20] F. Benabid and P. J. Roberts, "Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber," *Journal of Modern Optics*, vol. 58, no. 2, pp. 87–124, 2011 (cit. on p. 33).
- [21] N. Venkataraman, M. Gallagher, C. Smith, *et al.*, "Low loss (13 db/km) air core photonic band-gap fibre," in *2002 28th European Conference on Optical Communication*, IEEE, 2002, pdp1.1 (cit. on pp. 33, 41).
- [22] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, *et al.*, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Optics express*, vol. 13, no. 1, pp. 236–244, 2005 (cit. on pp. 33, 34, 44, 45, 53, 88, 96, 106, 107).
- [23] D. Atkin, J. Knight, P. Russell, and T. Birks, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters*, vol. 21, no. 19, pp. 1547–1549, 1996 (cit. on p. 34).
- [24] R. Amezcua-Correa, F. Gérôme, S. Leon-Saval, N. Broderick, T. Birks, and J. Knight, "Control of surface modes in low loss hollow-core photonic bandgap fibers," *Optics Express*, vol. 16, no. 2, pp. 1142–1149, 2008 (cit. on p. 34).

- [25] G. Humbert, J. Knight, G. Bouwmans, *et al.*, “Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery,” *Optics express*, vol. 12, no. 8, pp. 1477–1484, 2004 (cit. on p. 34).
- [26] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. S. J. Russell, “Stimulated raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber,” *Science (80-.)*, vol. 298, no. 5592, pp. 399–402, 2002 (cit. on p. 35).
- [27] F. Couny, F. Benabid, P. Roberts, P. Light, and M. Raymer, “Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs,” *Science*, vol. 318, no. 5853, pp. 1118–1121, 2007 (cit. on p. 35).
- [28] C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, “Bound states in the continuum,” *Nature Reviews Materials*, vol. 1, no. 9, pp. 1–13, 2016 (cit. on p. 35).
- [29] J. v. Neumann and E. P. Wigner, “Über merkwürdige diskrete eigenwerte,” in *The Collected Works of Eugene Paul Wigner*, Springer, 1993, pp. 291–293 (cit. on p. 35).
- [30] F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, D. L. Sivco, S.-N. G. Chu, and A. Y. Cho, “Observation of an electronic bound state above a potential well,” *Nature*, vol. 358, no. 6387, pp. 565–567, 1992 (cit. on p. 35).
- [31] Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. Roberts, and F. Benabid, “Low loss broadband transmission in hypocycloid-core kagome hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics letters*, vol. 36, no. 5, pp. 669–671, 2011 (cit. on p. 37).
- [32] B. Debord, M. Alharbi, T. Bradley, *et al.*, “Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber part i: arc curvature effect on confinement loss,” *Optics Express*, vol. 21, no. 23, pp. 28 597–28 608, 2013 (cit. on p. 37).
- [33] M. Maurel, M. Chafer, A. Amsanpally, *et al.*, “Optimized inhibited-coupling kagome fibers at yb-nd: yag (8.5 db/km) and ti: sa (30 db/km) ranges,” *Optics Letters*, vol. 43, no. 7, pp. 1598–1601, 2018 (cit. on p. 37).
- [34] A. D. Pryamikov, A. S. Biriukov, A. F. Kosolapov, V. G. Plotnichenko, S. L. Semjonov, and E. M. Dianov, “Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow-core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region $> 3.5 \mu\text{m}$,” *Optics express*, vol. 19, no. 2, pp. 1441–1448, 2011 (cit. on p. 37).
- [35] B. Debord, A. Amsanpally, M. Chafer, *et al.*, “7.7 db/km transmission loss at 750 nm inhibited-coupling guiding hollow-core photonic crystal fibers,” in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*, Optica Publishing Group, 2017, CJ_8_4 (cit. on p. 38).

- [36] S.-f. Gao, Y.-y. Wang, W. Ding, *et al.*, “Hollow-core conjoined-tube negative-curvature fibre with ultralow loss,” *Nature communications*, vol. 9, no. 1, pp. 1–6, 2018 (cit. on pp. 38, 113).
- [37] H. Sakr, T. D. Bradley, G. T. Jasion, *et al.*, “Hollow core nanfs with five nested tubes and record low loss at 850, 1060, 1300 and 1625nm,” in *Optical Fiber Communication Conference*, Optica Publishing Group, 2021, F3A–4 (cit. on p. 38).
- [38] F. Amrani, J. H. Osório, F. Delahaye, *et al.*, “Low-loss single-mode hybrid-lattice hollow-core photonic-crystal fibre,” *Light: Science & Applications*, vol. 10, no. 1, pp. 1–12, 2021 (cit. on p. 38).
- [39] G. T. Jasion, H. Sakr, J. R. Hayes, *et al.*, “0.174 db/km hollow core double nested antiresonant nodeless fiber (dnanf),” in *2022 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, IEEE, 2022, pp. 1–3 (cit. on p. 38).
- [40] Y. Honma, K. Sohma, T. Fujii, and T. Hasegawa, “Lowest-ever 0.1419-db/km loss optical fiber,” in *Optical Fiber Communication Conference*, Optical Society of America, 2017, Th5D–1 (cit. on pp. 38, 117).
- [41] T. Imiya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyoshita, “Ultimate low-loss single-mode fiber at 1.55 μ m,” *Electronics Letters*, vol. 15, no. 4, pp. 106–108, 1979 (cit. on p. 38).
- [42] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, and P. S. Light, “Fresnel zone imaging of bloch-modes from a hollow-core photonic crystal fiber cladding,” in *Proceedings of the 2007 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, IEEE, Baltimore, MD, USA, May 2007, pp. 1–2 (cit. on p. 39).
- [43] O. Heckl, C. Baer, C. Kränkel, *et al.*, “High harmonic generation in a gas-filled hollow-core photonic crystal fiber,” *Applied Physics B*, vol. 97, pp. 369–373, 2009 (cit. on p. 39).
- [44] F. Belli, A. Abdolvand, W. Chang, J. C. Travers, and P. S. J. Russell, “Vacuum-ultraviolet to infrared supercontinuum in hydrogen-filled photonic crystal fiber,” *Optica*, vol. 2, pp. 292–300, 2015 (cit. on p. 39).
- [45] A. Knebl, D. Yan, J. Popp, and T. Frosch, “Fiber enhanced raman gas spectroscopy,” *TrAC Trends in Analytical Chemistry*, vol. 103, pp. 230–238, 2018 (cit. on p. 39).
- [46] G. Epple, K. Kleinbach, T. Euser, *et al.*, “Rydberg atoms in hollow-core photonic crystal fibres,” *Nature communications*, vol. 5, no. 1, p. 4132, 2014 (cit. on p. 39).
- [47] P. Light, F. Benabid, M. Maric, A. Luiten, and F. Couny, “Electromagnetically induced transparency in rubidium-filled kagome hc-pcf,” in *Quantum Electronics*

- and Laser Science Conference*, Optica Publishing Group, 2008, QThB7 (cit. on p. 39).
- [48] B. Debord, F. Gérôme, C. Honninger, E. Mottay, A. Husakou, and F. Benabid, “Milli-joule energy-level comb and supercontinuum generation in atmospheric air-filled inhibited coupling kagome fiber,” in *2015 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, IEEE, 2015, pp. 1–2 (cit. on p. 39).
- [49] A. M. Jones, A. V. Nampoothiri, A. Ratanavis, *et al.*, “Mid-infrared gas filled photonic crystal fiber laser based on population inversion,” *Optics express*, vol. 19, no. 3, pp. 2309–2316, 2011 (cit. on p. 39).
- [50] S. Ghosh, A. R. Bhagwat, C. K. Renshaw, S. Goh, A. L. Gaeta, and B. J. Kirby, “Low-light-level optical interactions with rubidium vapor in a photonic band-gap fiber,” *Physical review letters*, vol. 97, no. 2, p. 023 603, 2006 (cit. on p. 39).
- [51] L. Vincetti, “Empirical formulas for calculating loss in hollow core tube lattice fibers,” *Optics express*, vol. 24, no. 10, pp. 10 313–10 325, 2016 (cit. on pp. 39, 46, 53, 109).
- [52] B. Debord, A. Amsanpally, M. Chafer, *et al.*, “Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers,” *Optica*, vol. 4, no. 2, pp. 209–217, 2017 (cit. on pp. 41, 113).
- [53] E. N. Fokoua, Y. Chen, D. J. Richardson, and F. Poletti, “Microbending effects in hollow-core photonic bandgap fibers,” in *ECOC 2016; 42nd European Conference on Optical Communication*, VDE, 2016, pp. 1–3 (cit. on p. 42).
- [54] K. Petermann and R. Kuhne, “Upper and lower limits for the microbending loss in arbitrary single-mode fibers,” *Journal of lightwave technology*, vol. 4, no. 1, pp. 2–7, 1986 (cit. on p. 43).
- [55] F. Melli, L. Rosa, and L. Vincetti, “Analytical formulas for micro-bending and surface scattering loss estimation in tube lattice fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, 2023 (cit. on p. 43).
- [56] J. Jackle and K. Kawasaki, “Intrinsic roughness of glass surfaces,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 7, no. 23, pp. 4351–4358, 1995 (cit. on pp. 43, 98, 100).
- [57] X. Buet, C. Brun, J. Gâteau, *et al.*, “Nondestructive measurement of the roughness of the inner surface of hollow core-photonic bandgap fibers,” *Optics Letters*, vol. 41, no. 21, pp. 5086–5089, 2016 (cit. on pp. 45, 53, 88, 106, 107).
- [58] B. Bresson, C. Brun, X. Buet, *et al.*, “Anisotropic superattenuation of capillary waves on driven glass interfaces,” *Physical Review Letters*, vol. 119, no. 23, p. 235 501, 2017 (cit. on pp. 45, 46, 101).

- [59] C. Brun, X. Buet, B. Bresson, *et al.*, “Picometer-scale surface roughness measurements inside hollow glass fibres,” *Optics express*, vol. 22, no. 24, pp. 29 554–29 567, 2014 (cit. on pp. 45, 88, 107).
- [60] P. Gleyzes and A. Boccarra, “Interferometric polarization picometric profile. i. single detector approach,” *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, vol. 107, pp. 221–232, 1994 (cit. on pp. 45, 63).
- [61] F. Poletti, “Nested antiresonant nodeless hollow core fiber,” *Optics express*, vol. 22, no. 20, pp. 23 807–23 828, 2014 (cit. on p. 46).
- [62] J. Elson, J. Rahn, and J. Bennett, “Relationship of the total integrated scattering from multilayer-coated optics to angle of incidence, polarization, correlation length, and roughness cross-correlation properties,” *Applied Optics*, vol. 22, no. 20, pp. 3207–3219, 1983 (cit. on p. 53).
- [63] C. R. Fludger, “Electrical measurements of multipath interference in distributed raman amplifiers,” *Journal of lightwave technology*, vol. 19, no. 4, p. 536, 2001 (cit. on p. 54).
- [64] B. RAPHET, *États de surface*. Ed. Techniques Ingénieur, 2008 (cit. on p. 55).
- [65] Anonymous, *Surface Texture (Surface Roughness, Waviness and Lay)*. ANSI/ASME B46.1, ASME, New York, 1985 (cit. on p. 56).
- [66] B. Bhushan, “Handbook of micro/nano tribology,” *Micro/Nanotribology and Micro/Nanomechanics of Magnetic Storage Devices and MEMS*, pp. 443–503, 1995 (cit. on pp. 56, 63–65).
- [67] J. A. Bendat and A. G. Piersol, *Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis*, 2nd. New York: Wiley, 1986 (cit. on p. 58).
- [68] A. G. C. C. D. McGillem, *Continuous and Discrete Signal and System Analysis*. New York: Holt, Rinehart & Winston, 1984 (cit. on p. 58).
- [69] E. Lloyd, *Long-term storage: an experimental study*, 1966 (cit. on p. 61).
- [70] I. Giaever, “Energy gap in superconductors measured by electron tunneling,” *Physical Review Letters*, vol. 5, no. 4, p. 147, 1960 (cit. on pp. 63, 65).
- [71] G. Binnig and H. Rohrer, “Scanning tunneling microscopy,” *Surface Science*, vol. 126, no. 1, pp. 236–244, 1983 (cit. on pp. 63, 65).
- [72] G. Binnig and H. Rohrer, “Surface imaging by scanning tunneling microscopy,” *Ultramicroscopy*, vol. 11, no. 2, pp. 157–160, 1983 (cit. on pp. 63, 65).
- [73] C. Bai, *Scanning tunneling microscopy and its application*. Springer Science & Business Media, 2000, vol. 32 (cit. on pp. 63, 65).

- [74] “Sem: jeol prime,” Histach Ltd., Tech. Rep. [Online]. Available: <https://www.chalmers.se/en/infrastructure/cmali/instruments/electron-microscopy/sem-jeol-prime/> (cit. on pp. 63, 65).
- [75] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber, “Atomic force microscope,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 930–933, 9 Mar. 1986 (cit. on pp. 63, 64).
- [76] E. Abbott and F. Firestone, “Specifying surface quality,” *Mechanical Engineering*, vol. 55, pp. 569–572, 1933 (cit. on pp. 63, 64).
- [77] B. Bhushan, *Tribology and Mechanics of Magnetic Storage Devices*, 2nd. New York: Springer, 1996 (cit. on pp. 63, 64).
- [78] Anonymous, “Dektak 800 surface profile measuring system,” *Veeco/Sloan Technology*, 1996 (cit. on pp. 63, 64).
- [79] T. Thomas, *Rough Surfaces*, 2nd. London, U.K.: Imperial College Press, 1999 (cit. on pp. 63, 64).
- [80] M. M. P. A. Vermeulen, P. Rosielle, and P. Schellekens, “Design of a high-precision 3d-coordinate measuring machine,” *Cirp Annals*, vol. 47, no. 1, pp. 447–450, 1998 (cit. on pp. 63, 64).
- [81] C. W. Oatley, *The Scanning Electron Microscope. Pt 1, The instrument*. London: Cambridge University Press, 1972 (cit. on pp. 63, 65).
- [82] J. Ltd., *Jeol jsm-7800f prime scanning electron microscope*, JEOL Ltd. (cit. on pp. 63, 65).
- [83] Hitachi High-Tech Corporation, *Hitachi su3500 scanning electron microscope*, Hitachi High-Tech Corporation (cit. on pp. 63, 65).
- [84] A. Boyde, “Practical problems and methods in the three-dimensional analysis of scanning electron microscope images,” in *Scanning Electron Microscopy, Proc. of the Third Annual SEM Symposium, IITRI, Chicago, IL, 1970*, pp. 105–112 (cit. on pp. 63, 65).
- [85] H. SATO, “Surface roughness measurement by scanning electron microscope,” *CIRP Annals*, vol. 31, no. 1, pp. 457–462, 1982 (cit. on pp. 63, 65).
- [86] J. Halliday, “Surface examination by reflection electron microscopy,” 1955. [Online]. Available: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:137063481> (cit. on pp. 63, 65).
- [87] M. Minsky, “Microscopy apparatus,” Dec. 1961 (cit. on pp. 63, 65).
- [88] M. J. Nasse, J. C. Woehl, and S. Huant, “High-resolution mapping of the three-dimensional point spread function in the near-focus region of a confocal microscope,” *Applied physics letters*, vol. 90, no. 3, 2007 (cit. on pp. 63, 65).

- [89] A. En Naciri, "Ellipsométrie spectroscopique conventionnelle et généralisée de milieux anisotropes: application à l'étude des propriétés optiques de l'iodure mercurique (hgi2)," Ph.D. dissertation, Metz, 1999 (cit. on pp. 63, 65).
- [90] J. M. Bennett, "Measurement of the rms roughness, autocovariance function and other statistical properties of optical surfaces using a feco scanning interferometer," *Applied Optics*, vol. 15, pp. 2705–2721, 1976 (cit. on pp. 63, 65).
- [91] S. Tolansky, *An Introduction to Interferometry*, 2nd. Wiley, 1973 (cit. on pp. 63, 65).
- [92] M. Francon, *Optical Interferometry*. San Diego, CA: Academic Press, 1966 (cit. on pp. 63, 65).
- [93] T. C. Bristow and K. Arackellian, "Surface roughness measurements using a nomarski type scanning instrument," in *Metrology: Figure and Finish*, SPIE, vol. 749, 1987, pp. 114–118 (cit. on pp. 63, 65).
- [94] M. Francon and S. Mallick, *Polarization Interferometers*. New York: Wiley Interscience, 1971 (cit. on pp. 63, 65).
- [95] R. d. Pecora, "Doppler shifts in light scattering from pure liquids and polymer solutions," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 40, no. 6, pp. 1604–1614, 1964 (cit. on p. 63).
- [96] B. Chu, "Laser light scattering," *Annual review of physical chemistry*, vol. 21, no. 1, pp. 145–174, 1970 (cit. on p. 63).
- [97] F. Malsch, "Erzeugung stark vergrößerter röntgen-schattenbilder," *Naturwissenschaften*, vol. 27, no. 51, pp. 854–855, 1939 (cit. on p. 63).
- [98] "Transmission electron microscope ht7800 series," Histach Ltd., Tech. Rep. [Online]. Available: <https://www.hitachi-hightech.com/global/en/products/microscopes/sem-tem-stem/tem-stem/ht7800.html> (cit. on p. 64).
- [99] "Field emission transmission electron microscope hf5000," Histach Ltd., Tech. Rep. [Online]. Available: <https://www.hitachi-hightech.com/global/en/products/microscopes/sem-tem-stem/tem-stem/hf5000.html> (cit. on p. 64).
- [100] "Tem: titan 80-300," JEOL Ltd, Tech. Rep. [Online]. Available: <https://www.chalmers.se/en/infrastructure/cmali/instruments/electron-microscopy/tem-titan-80-300/> (cit. on p. 64).
- [101] J. Rodenburg, *A record-breaking microscope*, 2018 (cit. on p. 64).
- [102] "Vk-x250k/x260k: keyence," Tech. Rep. [Online]. Available: <https://www.keyence.com/landing/lpc/3d-surface-profiler-vkx3000.jsp> (cit. on p. 65).

- [103] G. Nomarski, "Microinterféromètre différentiel à ondes polarisées," *Journal de Physique et le Radium*, vol. 16, no. 9, pp. 745–746, 1955 (cit. on p. 67).
- [104] J. Canit and J. Badoz, "Photoelastic modulator for polarimetry and ellipsometry," *Applied optics*, vol. 23, no. 17, pp. 2861–2862, 1984 (cit. on p. 77).
- [105] O. Arteaga, J. Freudenthal, B. Wang, and B. Kahr, "Mueller matrix polarimetry with four photoelastic modulators: theory and calibration," *Applied optics*, vol. 51, no. 28, pp. 6805–6817, 2012 (cit. on p. 77).
- [106] R. Larson, S. Khan, and V. Raju, "Relaxation of stress and birefringence in polymers of high molecular weight," *Journal of Rheology*, vol. 32, no. 2, pp. 145–161, 1988 (cit. on p. 77).
- [107] J. C. Kemp and M. S. Barbour, "A photoelastic-modulator polarimeter at pine mountain observatory," *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 93, no. 554, p. 521, 1981 (cit. on p. 77).
- [108] J. C. Kemp and R. D. Wolstencroft, "Interstellar circular polarization: data for six stars and the wavelength dependence," *The Astrophysical Journal*, vol. 176, p. L115, 1972 (cit. on p. 77).
- [109] C.-Y. Han and Y.-F. Chao, "Photoelastic modulated imaging ellipsometry by stroboscopic illumination technique," *Review of scientific instruments*, vol. 77, no. 2, 2006 (cit. on p. 77).
- [110] D. Derks, D. G. Aarts, D. Bonn, H. N. Lekkerkerker, and A. Imhof, "Suppression of thermally excited capillary waves by shear flow," *Physical review letters*, vol. 97, no. 3, p. 038 301, 2006 (cit. on pp. 95, 99, 100, 106).
- [111] T. Marine, "Quelques aspects de la physique des interfaces cisillées:hydrodynamique et fluctuations," Ph.D. dissertation, Université Bordeaux 1, 2011 (cit. on p. 95).
- [112] C. Chindam, N. Nama, M. Ian Lapsley, F. Costanzo, and T. Jun Huang, "Theory and experiment on resonant frequencies of liquid-air interfaces trapped in microfluidic devices," *Journal of applied physics*, vol. 114, no. 19, 2013 (cit. on p. 97).
- [113] F. Élie, "Ondes de surface des liquides," 2009 (cit. on p. 97).
- [114] M. Rieutord, *Une introduction à la dynamique des fluides: cours avec exercices corrigés*. Masson, 1997 (cit. on p. 97).
- [115] T. Sarlat, A. Lelarge, E. Søndergård, and D. Vandembroucq, "Frozen capillary waves on glass surfaces: an afm study," *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, vol. 54, no. 1, pp. 121–126, 2006 (cit. on pp. 98, 99).

- [116] K. Vasko, F. Melli, L. Rosa, L. Vincetti, and F. Benabid, “Modal content and confinement loss evolution with surface roughness profile in hollow-core inhibited coupling tube lattice fibers,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Optica Publishing Group, 2022, JW3B.40 (cit. on p. 99).
- [117] F. BENABID, F. Gérôme, F. ARMANI, and F. OSORIO Jonas DELAHAYE, “Method and device for manufacturing a hollow-core optical fibre,” FR1912283, WO2021083973A1 (cit. on pp. 99, 101).
- [118] F. BENABID, “Method and device for manufacturing an optical fibre,” FR1902656, WO2020187595A1 (cit. on pp. 99, 137–139).
- [119] M. Thiébaud and T. Bickel, “Nonequilibrium fluctuations of an interface under shear,” *Physical Review E*, vol. 81, no. 3, p. 031 602, 2010 (cit. on p. 101).
- [120] T. H. Smith, O. Vasilyev, D. B. Abraham, A. Maciołek, and M. Schmidt, “Interfaces in driven ising models: shear enhances confinement,” *Physical review letters*, vol. 101, no. 6, p. 067 203, 2008 (cit. on p. 101).
- [121] T. H. Smith, O. Vasilyev, A. Maciołek, and M. Schmidt, “Laterally driven interfaces in the three-dimensional ising lattice gas,” *Physical Review E*, vol. 82, no. 2, p. 021 126, 2010 (cit. on p. 101).
- [122] G. Batchelor, *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press, 1967 (cit. on p. 101).
- [123] S. C. Xue, R. Tanner, G. Barton, R. Lwin, M. Large, and L. Poladian, “Fabrication of microstructured optical fibers-part i: problem formulation and numerical modeling of transient draw process,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 7, p. 2245, 2005 (cit. on p. 103).
- [124] Y. Chen and T. Birks, “Predicting hole sizes after fibre drawing without knowing the viscosity,” *Optical Materials Express*, vol. 3, no. 3, pp. 346–356, 2013 (cit. on p. 103).
- [125] F. Yu, M. Cann, A. Brunton, W. Wadsworth, and J. Knight, “Single-mode solarization-free hollow-core fiber for ultraviolet pulse delivery,” *Optics express*, vol. 26, no. 8, pp. 10 879–10 887, 2018 (cit. on p. 113).
- [126] M. Chafer, J. H. Osório, F. Amrani, *et al.*, “1-km hollow-core fiber with loss at the silica rayleigh limit in the green spectral region,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 9, pp. 685–688, 2019 (cit. on p. 113).
- [127] S.-f. Gao, Y.-y. Wang, W. Ding, Y.-f. Hong, and P. Wang, “Conquering the rayleigh scattering limit of silica glass fiber at visible wavelengths with a hollow-core fiber approach,” *Laser & Photonics Reviews*, vol. 14, no. 1, p. 1 900 241, 2020 (cit. on p. 113).

- [128] H. Sakr, Y. Chen, G. T. Jasion, *et al.*, “Hollow core optical fibres with comparable attenuation to silica fibres between 600 and 1100 nm,” *Nature communications*, vol. 11, no. 1, pp. 1–10, 2020 (cit. on p. 113).
- [129] P. Gysel and R. K. Staubli, “Statistical properties of rayleigh backscattering in single-mode fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, no. 4, pp. 561–567, 1990 (cit. on pp. 117, 124).
- [130] T. Hasegawa, Y. Tamura, H. Sakuma, Y. Kawaguchi, Y. Yamamoto, and Y. Koyano, “The first 0.14-dB/km ultra-low loss optical fiber,” *SEI Tech. Rev*, vol. 86, pp. 18–22, 2018 (cit. on p. 117).
- [131] Y. Ueno and M. Shimizu, “Optical fiber fault location method,” *Applied Optics*, vol. 15, no. 6, pp. 1385–1388, 1976 (cit. on p. 117).
- [132] M. Barnoski and S. Jensen, “Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics,” *Applied optics*, vol. 15, no. 9, pp. 2112–2115, 1976 (cit. on p. 117).
- [133] S. Personick, “Photon probe—an optical-fiber time-domain reflectometer,” *The bell system technical journal*, vol. 56, no. 3, pp. 355–366, 1977 (cit. on p. 117).
- [134] M. Wegmuller, M. Legré, N. Gisin, T. P. Hansen, C. Jakobsen, and J. Broeng, “Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550 nm,” *Optics Express*, vol. 13, no. 5, pp. 1457–1467, 2005 (cit. on p. 118).
- [135] A. Ravaille, G. Feugnet, I. Fsaifes, *et al.*, “In-situ measurement of backscattering in hollow-core fiber based resonant cavities,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 4, pp. 1–7, 2017 (cit. on pp. 118, 129, 135, 164).
- [136] I. Fsaifes, G. Feugnet, A. Ravaille, *et al.*, “A test resonator for kagome hollow-core photonic crystal fibers for resonant rotation sensing,” *Optics Communications*, vol. 383, pp. 485–490, 2017 (cit. on p. 118).
- [137] A. Ravaille, “Gyromètre optique basé sur une cavité résonante passive en fibre à cœur creux,” Ph.D. dissertation, Université Paris-Saclay, 2017 (cit. on pp. 118, 123).
- [138] E. N. Fokoua, F. Poletti, and D. J. Richardson, “Analysis of light scattering from surface roughness in hollow-core photonic bandgap fibers,” *Optics express*, vol. 20, no. 19, pp. 20 980–20 991, 2012 (cit. on pp. 124, 125).
- [139] O. Jonas H., A. Foued, D. Frédéric, *et al.*, “Hollow-core fibers with reduced surface roughness and ultralow loss in the short-wavelength range,” *Nature Communications*, vol. 14, no. 1146, 2023 (cit. on p. 137).

- [140] F. Hindle, E. Fertein, C. Przygodzki, *et al.*, “Inscription of long-period gratings in pure silica and germano-silicate fiber cores by femtosecond laser irradiation,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 8, pp. 1861–1863, 2004 (cit. on p. 137).

Contributions scientifiques

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- J. H. Osório, F. Amrani, F. Delahaye, A. Dhaybi, K. Vasko, F. Melli, F. Giovanardi, D. Vandembroucq, G. Tessier, L. Vincetti, *et al.*, “Hollow-core fibers with reduced surface roughness and ultralow loss in the short-wavelength range,” *Nature Communications*, vol. 14, no. 1, p. 1146, 2023.
- M. Chafer, J. Osório, A. Dhaybi, F. Ravetta, F. Amrani, F. Delahaye, B. Debord, C. Cailteau-Fischbach, G. Ancellet, F. Gérôme, *et al.*, “Near-and middle-ultraviolet reconfigurable raman source using a record-low uv/visible transmission loss inhibited-coupling hollow-core fiber,” *Optics & Laser Technology*, vol. 147, p. 107 678, 2022.

Communications à des conférences internationales à comité de lecture

- A. Dhaybi, J. Osório, K. Vasko, F. Amrani, G. Tessier, B. Debord, F. Gérôme, and F. Benabid, “Picometer-resolution and high dynamic-range profilometer for hollow-core fiber surface roughness characterization,” in *2023 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, IEEE, 2023, pp. 1–1.
- J. H. Osório, F. Amrani, F. Delahaye, A. Dhaybi, K. Vasko, G. Tessier, F. Giovanardi, L. Vincetti, B. Debord, F. Gérôme, *et al.*, “Hollow-core fibers with ultralow loss in the ultraviolet range and sub-thermodynamic equilibrium surface-roughness,” in *2022 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, IEEE, 2022, pp. 1–2.
- M. Chafer, J. Osório, A. Dhaybi, F. Ravetta, F. Amrani, B. Debord, C. Cailteau-Fischbach, F. Gérôme, G. Ancellet, and F. Benabid, “Ultra-compact 266-289 nm pair source for dial lidar based on hollow-core photonic crystal fiber,” in *CLEO: Applications and Technology*, Optica Publishing Group, 2021, JTh3A–79.
- J. Osório, F. Amrani, F. Delahaye, A. Dhaybi, and K. e. a. Vasko, “Sub-thermodynamic equilibrium surface roughness in hollowcore fibers for the ultraviolet range,” p. 462, Sep. 2021.

Communications à des conférences nationales sans comité de lecture

- F. Melli, A. Dhaybi, L. Rosa, F. Benabid, and L. Vincetti, "Backscattering coefficient measurement in hollow core inhibited coupling tube lattice fibers," in *RiNem: National Meeting of Electromagnetics*, Società Italiana di Elettromagnetismo (SIEm), Sep. 2022.
- A. Dhaybi, K. Vasko, J. Osorio, F. Amarni, B. Debord, F. Gérôme, and F. Benabid, "Picometer resolution profilometer for hollow-core fiber surface roughness characterization," *Journées Fibres Optiques - applications et dernières tendances*, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.8375304>.
- K. Vasko, A. Dhaybi, and F. Benabid, "Simulations of HCPCF with Surface Roughness," *Journées Fibres Optiques - applications et dernières tendances*, Poster, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.8198691>.

Caractérisation et contrôle de surface pour une nouvelle génération de fibres creuses

Résumé : Cette thèse de doctorat se focalise sur la problématique des pertes induites par la présence d'une rugosité de surface au sein des fibres optiques à cœur creux (HCPCF). Ce phénomène localisé à l'interface cœur/gaine a pour conséquence de limiter actuellement les performances de ces fibres creuses aussi bien aux courtes longueurs d'onde de l'ultraviolet qu'à l'infrarouge, domaine spectral de référence des télécommunications optiques. Dans ce contexte, mes travaux de thèse se sont déclinés en deux voies de recherche complémentaires. Un premier axe a eu pour objectif de concevoir et réaliser des fibres HCPCF à rugosité de surface réduite par l'implémentation de techniques de fabrication innovantes. Un second axe s'est focalisé sur la caractérisation de cette rugosité de surface et de la diffusion induite au sein des fibres HCPCF par la construction complète d'un profilomètre optique de résolution picométrique et d'une cavité optique résonante. Les résultats obtenus ont alors permis d'améliorer la qualité de surface d'un facteur 3 en appliquant un principe de « cisaillement » à l'interface cœur/gaine qui se sont traduits par un nouvel état de l'art des pertes des fibres HCPCF à couplage inhibé dans la gamme spectrale du visible et de l'ultraviolet : 50 dB/km à 290 nm, 9,7 dB/km à 369 nm, 5,0 dB/km à 480 nm, 0,9 dB/km à 558 nm et 1,8 dB/km à 719 nm. Aussi, en implémentant une seconde technique originale de fabrication dite « opto-thermique », il a été démontré qu'on pouvait agir sur la dynamique des ondes capillaires de surface générée permettant pour la première fois de venir structurer le profil de surface associé. Finalement, l'ensemble de ces avancées témoignent de la réalisation d'une nouvelle génération de fibres creuses.

Mots clés : Fibres creuses, Rugosité de surface, Profilomètre optique, Ultraviolet.

Surface characterization and control for a new generation of hollow-core fiber

Abstract: This PhD thesis focuses on the loss challenges induced by the presence of surface roughness within hollow-core photonic crystal fibers (HCPCF). This phenomenon located at the core/cladding interface currently limits the performance of these hollow-core fibers both at short ultraviolet wavelengths and at the infrared, the reference spectral range for optical telecommunications. In this context, my thesis work was divided into two complementary research strategies. A first axis aimed to design and produce HCPCF fibers with reduced surface roughness by implementing innovative manufacturing techniques. A second axis focused on the characterization of this surface roughness and the diffusion induced within the HCPCF fibers by the complete construction of an optical profilometer with picometric resolution and a resonant optical cavity. The results obtained then made it possible to improve the surface quality by a factor of 3 by applying a “shear” principle to the core/clad interface which resulted in a new state-of-the-art of loss in inhibited coupling HCPCF fibers at the visible and ultraviolet spectral range: 50 dB/km at 290 nm, 9.7 dB/km at 369 nm, 5.0 dB/km at 480 nm, 0.9 dB/km at 558 nm and 1.8 dB/km at 719 nm. Also, by implementing a second original fabrication technique called “opto-thermal”, it was demonstrated that the dynamics of the surface capillary waves generated can be controlled, making possible for the first time to structure the associated surface profile. Finally, all of these advances demonstrate the realization of a new generation of hollow-core fibers.

Keywords: Hollow-core fibers, Surface roughness, Optical profilometer, Ultraviolet.