

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'Information, Mathématiques

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Institut de recherche Xlim

Année : 2013

Thèse N° 51-2013

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Spécialité : Photonique

présentée et soutenue par

Benoît DEBORD

le 03 Décembre 2013

Génération et micro-confinement de plasmas microondes dans des fibres optiques creuses microstructurées

Thèse dirigée par Fetah BENABID, Frédéric GÉRÔME, Raphaël JAMIER

JURY :

Rapporteurs

M. T. SÜDMEYER

Professeur, Institut de Physique, Neuchâtel

M. T. SYLVESTRE

Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST, Besançon

Examineurs

Mme A. LACOSTE

Professeur, LPSC, Grenoble

M. O. LEROY

Chargé de recherche CNRS, LPGP, Orsay

M. A. BARTHELEMY

Directeur de recherche CNRS, Xlim, Limoges

M. D. BAILLARGEAT

Professeur, Xlim, Limoges

M. F. BENABID

Directeur de recherche CNRS, Xlim, Limoges

M. F. GÉRÔME

Chargé de recherche CNRS, Xlim, Limoges

Invités

M. P. ADAM

Responsable du Domaine Scientifique Photonique - DGA/MRIS, Bagnex

M. R. JAMIER

Maître de Conférences, Xlim, Limoges

Remerciements

Les travaux de cette thèse et présentés dans ce manuscrit ont été effectués au sein de l'institut de recherche Xlim. Je remercie premièrement les deux directeurs successifs de cet institut, Dominique Cros et Dominique Baillargeat. Merci à ce dernier d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Je tiens à remercier vivement Thomas Südmeyer, Professeur à l'Institut de Physique de Neuchâtel et Thibault Sylvestre, Chargé de recherche CNRS à l'Institut FEMTO-ST de Besançon d'avoir accepté de rapporter ce travail. Merci à Alain Barthelemy d'avoir assuré la présidence de ce jury de thèse. Mes remerciements vont également aux autres membres du jury, Ana Lacoste, Olivier Leroy et Philippe Adam, pour avoir jugé le résultat de ces trois années de travail et d'avoir fait de cette journée de soutenance un beau moment d'échanges.

"Trois ans...c'est long, mais tu verras ça peut être aussi très court...". Cette phrase d'un de mes encadrants de stage de Master (par la suite encadrant de thèse) a pris de plus en plus de sens au cours de ces années. Incontestablement, ces 3 ans sont passés très vite... car j'ai pris plaisir, plaisir à travailler de manière directe sur mon sujet mais aussi plaisir à travailler aux côtés de mes (co)directeurs de thèse. Je remercie profondément Fetah Benabid, Frédéric Gérôme et Raphaël Jamier de m'avoir donné cette opportunité, de l'entière confiance que vous m'avez portée. Merci également d'avoir été présents dans les moments les plus difficiles. Ces années ont été marquées de moments partagés que je n'oublierai pas. Merci Fred, Raph, Fetah !

Je tiens également à présenter mes vifs remerciements à Jean-Marc Blondy d'avoir aussi dirigé mes travaux. Merci Jean-Marc pour nos échanges et discussions.

Je présente ma reconnaissance à Caroline-Boisse Laporte, Philippe Leprince, Olivier Leroy et Luis Alves pour leur expertise sur les plasmas. Merci pour votre aide depuis 3 ans, pour cette collaboration donnant lieu à des échanges fructueux.

Je remercie vivement tous les membres du groupe GPPMM (actuels membres et ceux déjà partis) au sein duquel j'ai effectué mes travaux de doctorat pour la bonne ambiance de travail et d'équipe. Je ne les cite pas tous...*vous êtes nombreux*.

Merci à vous deux, Katell et Florian, collègues plasmiciens, pour votre soutien et aide, particulièrement lors de ces derniers mois... Merci au "grand" Ben.

Merci à l'équipe Photonique fibre pour l'aide reçue. Mes deux camarades de route Zazou et Djodjo, je vous souhaite de bonnes choses pour l'avenir. Je suis heureux d'avoir partagé cette aventure avec vous.

Enfin je remercie du fond du cœur mes proches :

Tous mes amis, Célia, Sophie ;

ma famille ;

mon frère, Steph, Justine. Vous avez été au top lors de ces derniers mois, vous avez réussi à me supporter dans les deux sens du terme ! ;

mes parents, vous m'avez toujours soutenu et fait confiance...

Papa, tu auras été auprès de moi tout au long...

À mes parents,

À mon frère.

Sommaire

Introduction générale	17
------------------------------------	----

Chapitre I

<i>Vers la rencontre de deux domaines majeurs : la photonique et la physique du plasma</i>	23
---------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

I. Introduction.....	25
II. La technologie des fibres à cristal photonique à cœur creux : outil de confinement et d'exacerbation de l'interaction gaz/lumière.....	27
II.1 Introduction de la technologie des fibres optiques à cœur creux.....	27
II.2 Figure de mérite.....	28
III. Confinement gaz/lumière dans les guides optiques à cœur creux.....	30
III.1 La "Photonic MicroCell" (PMC).....	30
III.2 Exemples d'application des PMC.....	31
III.2.a Laser à gaz fibré Raman en régime continu.....	31
III.2.b Génération d'un peigne de fréquence.....	32
III.2.c Transparence induite électromagnétiquement (EIT).....	32
IV. Le quatrième état de la matière : le plasma.....	34
IV.1 Qu'est-ce que le plasma ?.....	34
IV.2 Applications utilisant le plasma vers une application laser.....	35
V. Excitation électrique d'un gaz dans un guide d'onde par voie DC.....	39
V.1 Méthode d'excitation classique par voie DC.....	39
V.2 Microplasmas DC dans des guides d'onde capillaires.....	40
VI. Excitation électrique d'un gaz dans un guide d'onde par la technologie RF.....	43
VII. Excitation électrique d'un gaz dans un guide d'onde par énergie microonde.....	45
VII.1 Plasmas microondes à onde de surface.....	46
VII.1.a Excitateurs de plasmas microondes à onde de surface.....	46
VII.1.b Plasmas à onde de surface.....	47
VII.1.c Décharges à onde de surface dans des guides à cœur creux.....	50
VII.1.d Décharges à onde de surface comme milieu laser.....	51
VII.2 Microdécharges microondes basées sur la technologie des lignes microstrips.....	52

VII.2.a Technologie des lignes microstrip pour des microdécharges microondes créées dans un gap.....	52
VII.2.b Technologie des lignes microstrip pour des microdécharges microondes créées dans un capillaire.....	53
VIII. Conclusion.....	55
Références bibliographiques	56
Table des figures	61

Chapitre II

<i>Guidance optique dans les fibres à cristal photonique à cœur creux</i>	63
I. Introduction.....	65
II. Les fibres à cristal photonique à cœur creux	66
II.1 Les fibres à cœur creux à bande interdite photonique (maille triangulaire).....	66
II.1.a Principe de guidage des fibres à cœur creux à bande interdite photonique	66
II.1.b Etat de l'art des pertes de propagation des fibres à cœur creux à maille triangulaire.....	73
II.2 Les fibres à cœur creux à maille de Kagomé.....	74
II.2.a Principe de guidage des fibres à cœur creux à maille de Kagomé.....	74
II.2.b Etat de l'art des pertes de propagation des fibres à cœur creux à maille Kagomé	78
III. Comparatif entre les fibres à cœur creux à BIP (leurs limites) et les fibres Kagomé	79
Références bibliographiques	83
Table des figures	87

Chapitre III

<i>Exacerbation du couplage inhibé dans les fibres à maille de Kagomé par contrôle de la courbure du contour hypocycloïdal du cœur</i>	89
I. Introduction.....	91
II. Définition de la forme de cœur hypocycloïdale et des paramètres géométriques clés....	95
III. Résultats de simulations	97
III.1 Pertes de transmission	97
III.2 Indice effectif et comparaison avec un guide capillaire.....	99

III.3 Recouvrement spatial de la puissance optique avec la silice	102
III.4 Intégrale de recouvrement entre mode de cœur et mode de gaine	104
III.5 Pertes de confinement des modes d'ordre supérieur.....	107
IV. Fabrication de fibres à cœur creux à maille Kagomé hypocycloïdales.....	110
IV.1 Méthode de fabrication des fibres par "Stack and draw"	110
IV.2 Fabrication de fibres Kagomé 7 cell / Comparaison avec les simulations des caractéristiques optiques.....	112
IV.2.a Démonstration expérimentale de l'influence de la courbure des arches de l'interface de silice cœur/gaine.....	112
IV.2.b Nouveau design de fibre Kagomé hypocycloïdale.....	115
IV.2.c Fabrication et caractérisation de fibres basées sur le nouveau design proposé	117
IV.2.d Potentiel du nouveau design de fibre Kagomé proposé par rapport aux fibres à BIP.....	123
IV.2.e Rôle de la gaine des fibres à maille Kagomé sur les pertes de confinement...	125
V. Conclusion.....	129
Références bibliographiques	130
Table des figures	132

Chapitre IV

<i>Fibres à maille de Kagomé à gros cœur à contour de cœur hypocycloïdal</i>	135
I. Introduction.....	137
II. Premières fabrications de fibres Kagomé 19-cell.....	138
III. Optimisation des fibres 19-cell pour un guidage spécifique des raies d'émission d'un plasma d'Ar.....	141
IV. Caractérisation des fibres Kagomé hypocycloïdales pour le transport de forte énergie	143
IV.1 Introduction.....	143
IV.2 Propriétés du transport d'énergie le long des fibres Kagomé.....	145
IV.3 Micro-usinage	147
V. Conclusion.....	148
Références bibliographiques	149
Table des figures	151

Chapitre V

<i>Amorçage expérimental de microplasmas microondes d'argon par onde de surface dans des guides d'onde capillaires</i>	155
I. Introduction.....	157
II. Micro-décharges microondes par onde de surface dans des guides d'onde capillaires.	158
II.1 Présentation du banc expérimental	158
II.2 Excitateur utilisé : le Surfatron	160
II.3 Etude expérimentale	163
II.3.a Longueur de plasma en fonction de la puissance microonde	163
II.3.b Longueur de plasma en fonction de la pression du gaz	165
II.3.c Longueur de plasma en fonction du diamètre de cœur	167
II.3.d Puissance minimale d'amorçage	167
II.3.e Puissance minimale d'amorçage avec des plasmas d'Hélium-Néon	172
II.4 Spectroscopie d'émission de plasmas microondes d'argon à onde de surface dans des capillaires, à pression atmosphérique	174
III. Conclusion.....	177
Références bibliographiques	178
Table des figures	180

Chapitre VI

<i>Amorçage expérimental de microplasmas microondes d'argon par onde de surface dans des fibres Kagomé à large cœur creux</i>	183
I. Introduction.....	185
II. Amorçage de microplasmas microondes dans une fibre à cœur creux à maille kagomé	186
II.1 Optimisation du banc expérimental	186
II.1.a Pour une étude avec de faibles pressions	186
II.1.b Nouveau coupleur Surfatron.....	187
II.2 Résultats expérimentaux sur l'amorçage de microplasmas microondes dans une fibre à maille kagomé.....	191
II.2.a Test du nouveau banc avec un capillaire fibré.....	191

II.2.b Amorçage d'un microplasma dans une fibre Kagomé	193
II.2.b.i Représentation schématique 3D de l'ensemble Surfatron, Fibre Kagomé et Plasma	193
II.2.b.ii 1 ^{er} amorçage d'un plasma dans une fibre à cristal photonique	195
II.2.b.iii Fibre 19 cell utilisée pour la décharge.....	195
II.2.b.iv Paramètres d'amorçage	196
II.2.b.v Caractéristiques de l'onde de surface (simulations).....	197
II.2.b.vi Spectroscopie d'émission / Spectre de raies guidé par la fibre	200
II.2.b.vii Contenu modal.....	201
II.2.b.viii Température du gaz	202
II.3 Gestion de l'endommagement de la microstructure de la fibre Kagomé.....	206
II.4 Guidage optimisé autour de 488 nm du spectre de raies émis par la plasma	207
III. Conclusion.....	211
Références bibliographiques	212
Table des figures	214

Chapitre VII

<i>Confinement d'un microplasma microonde dans le cœur d'une fibre à cœur creux à maille de Kagomé</i>	217
I. Introduction.....	219
II. Approche des forces et distributions caractéristiques radiales au sein d'un plasma microonde à onde de surface dans une fibre à cœur creux.....	220
III. Caractéristiques et paramètres physiques d'une colonne plasma microonde	223
III.1 Equation de dispersion	224
III.2 Bilan de puissance	228
III.2.a Puissance de l'onde de surface.....	228
III.2.b Puissance utile au maintien d'un électron dans la décharge	228
III.3 Fréquence de collisions électrons-neutres	229
IV. Simulation des différentes caractéristiques longitudinales du plasma confiné à l'échelle micrométrique dans un capillaire	230
IV.1 Utilisation du code de résolution numérique du LPGP.....	230
IV.2 Structure étudiée : Capillaire fibré	230
IV.3 Constantes de propagation et d'atténuation en fonction de la densité électronique.....	231

IV.3.a Détermination de la fréquence de collision ν	231
IV.3.b Courbes $\alpha(n_e)$ et $\beta(n_e)$	232
IV.4 Densité électronique le long de la colonne du plasma	233
IV.5 Influence de la fréquence de collision électrons-neutres ν	234
V. Simulation des caractéristiques longitudinales du microplasma confiné dans une fibre à cristal photonique à maille de Kagomé	236
V.1 Structure de la fibre simulée.....	236
V.2 Constantes de propagation et d'atténuation	237
V.3 Estimation de la densité électronique le long de la colonne de plasma.....	238
V.4 Densité électronique le long de la colonne de plasma pour différentes fréquences de collision électrons-neutres.....	239
V.5 Longueur d'onde de l'onde de surface le long du microplasma.....	240
V.6 Estimation expérimentale de la fréquence de collision électrons-neutres et de la densité électronique par diagnostics microondes	241
V.7 Profil de puissance de l'onde de surface le long de la colonne plasma	243
VI. Simulation des caractéristiques radiales du microplasma confiné dans une fibre à cristal photonique à maille de Kagomé à l'aide d'un modèle fluide.....	245
VI.1 Modèle utilisé.....	245
VI.1.a Description du modèle utilisé.....	245
VI.1.b Validité du modèle utilisé	248
VI.2 Résultats de simulations	249
VI.2.a Structure de fibre simulée.....	249
VI.2.b Affinement de l'estimation de la densité électronique moyenne au niveau du gap	249
VI.2.c Profils radiaux	251
VI.2.c.i Energie moyenne électronique et potentiel du plasma.....	251
VI.2.c.ii Densité des électrons et des ions.....	252
VI.2.c.iii Température du gaz.....	253
VI.2.c.iv Densité de puissance du gaz.....	254
VI.2.c.v Libre parcours moyen des électrons et des ions	256
VII. Conclusion	257
Références bibliographiques	258
Table des figures	260

Conclusion générale	263
Liste des publications	271

Introduction générale

Depuis ces dernières années, des domaines aussi variés que le domaine militaire, la médecine ou dans un cadre plus large le monde de la recherche montrent un besoin très fort et de plus en plus pressant pour le développement de sources ultraviolettes compactes et à faible coût. Pour ne citer que quelques exemples, des applications telles que la détection de polluants ou la photolithographie pourraient ainsi bénéficier d'une telle avancée. Le développement de ces sources a jusqu'ici été dominé par la technologie des lasers à gaz à base d'excimères dont les premières démonstrations remontent aux années 70. Or ces derniers ne permettent pas de répondre à ces nouveaux enjeux, notamment à cause de leur encombrement et de leur coût.

Plus récemment, des fibres à base de microstructures air-silice 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 et continuent toujours de faire l'objet d'un engouement scientifique important. Cependant, cette technologie, de par sa nature solide même, possède un impact limité en-dessous du domaine visible du fait de son émission électromagnétique restreinte par la bande d'énergie interdite à des longueurs d'onde inférieures à 200 nm.

Pour cela, la solution proposée sera de mettre à profit le potentiel important émergent des fibres à cristal photonique à cœur creux guidant la lumière dans l'air et ouvrant ainsi la possibilité d'insérer dans ce cœur un mélange gazeux. L'objectif ambitieux à plus long terme sera de transposer pour la première fois les sources conventionnelles à gaz au monde des fibres optiques.

Les travaux de cette thèse devraient permettre de proposer une avancée sur le développement des lasers à gaz fibrés en étendant le domaine spectral effectif, notamment dans le domaine ultra-violet. En effet, sont présentés dans ce manuscrit des résultats sur le confinement, au sein d'une fibre à cristal photonique à cœur creux, du quatrième état de la matière : un gaz ionisé ou autrement dit un plasma. La lumière émise par l'excitation microonde de ce gaz se trouve ainsi directement générée au sein du cœur creux de la fibre et ensuite guidée le long de celle-ci. Le rayonnement lumineux émis par le plasma peut-être mis à profit pour tendre vers la conception de la tant attendue source laser fibrée ultra-violette.

Nous verrons dans le premier chapitre une étude bibliographique présentant le potentiel de la matière sous phase gazeuse pour des applications optiques. Un détail sera porté plus

précisément sur les résultats précédemment obtenus sur le confinement de la lumière et l'interaction gaz/lumière au sein de la technologie des fibres à cristal photonique à cœur creux remplies de gaz. L'importance cette fois de passer au confinement dans ces fibres d'un gaz ionisé sera montrée, menant ainsi à un état de l'art dressé sur les principaux types de décharges de gaz dans des tubes de verre et sur les limites de celles-ci.

Le second chapitre fera l'objet d'une présentation et d'une comparaison entre les deux types de fibres à cristal photonique à cœur creux existants et principalement sur leur mécanisme de guidage différent. Ce descriptif mettra en évidence que les fibres dites à maille Kagomé seront les meilleures candidates pour notre projet.

Ces fibres Kagomé ont connu ces derniers temps d'importantes optimisations portant notamment sur des travaux de fabrication de fibres à contour de cœur hypocycloïdal permettant de diminuer drastiquement les pertes de propagation. Une partie importante du troisième chapitre portera sur la compréhension du mécanisme de guidage de ces fibres et de l'importance des différents paramètres, principalement structurels et géométriques, sur l'efficacité de ce guidage. Une campagne de fabrication de telles fibres, et leur caractérisation seront exposées, démontrant des pertes de transmission record avec notamment une valeur de 17 dB/km obtenues à 1 μm .

Une partie de cette phase de fabrication sera consacrée à l'obtention de fibres efficaces et pouvant constituer une structure photonique soutenant le confinement d'un microplasma, c'est à dire en tendant vers des fibres à gros cœur basées sur une configuration à 19 défauts. Le quatrième chapitre fera alors état des résultats de ces fibres avec des pertes record de 100 dB/km. Nous verrons également, s'inscrivant dans un projet plus large d'interaction laser/plasma préformé, une application très importante de ces fibres pour le déport d'impulsions laser ultra-puissances et ultra-courtes où le seuil du mJ a pu être démontré pour la première fois.

Une étude expérimentale (basée sur un dispositif original mettant en jeu de l'énergie microonde) sur l'amorçage de microplasmas dans des capillaires de silice sera présentée au cours du cinquième chapitre, montrant ainsi le potentiel de cette technologie à l'échelle micrométrique. L'influence de différents paramètres d'amorçage sera détaillée. Pour finir, le confinement d'un microplasma dans le cœur creux d'une fibre microstructurée air/silice, ainsi

que le guidage de la lumière émise par l'excitation du gaz seront démontrés expérimentalement lors du sixième chapitre.

Enfin, le dernier chapitre portera sur la compréhension physique du confinement de ce plasma microonde dans la fibre. Des simulations viendront décrire la dynamique du plasma à ces échelles micrométriques. Elles montreront comment il est possible de confiner sans dommage ce plasma qui présente une température proche de la température de transformation de la silice constituant la très fine microstructure de la fibre qui entoure le gaz ionisé.

Chapitre I

Vers la rencontre de deux domaines majeurs : la photonique et la physique du plasma

Ce premier chapitre dresse l'état de l'art des travaux majeurs obtenus sur l'interaction exacerbée gaz/lumière par confinement dans des fibres à cristal photonique et à cœur creux. L'intérêt d'un confinement de la phase plasma dans des structures photoniques sera montré menant à la présentation des techniques d'excitation de gaz dans des tubes de décharges par voie DC. Une technique d'excitation alternative par énergie microonde est étudiée pour pallier aux limites des techniques DC.

I. Introduction

Ce premier chapitre vient ici présenter un état de l'art de ce que la matière sous phase gazeuse ou de vapeur atomique peut être utilisée en tant que milieu actif d'interaction très efficace avec la lumière. Cette interaction sera d'autant plus exacerbée que la structure confinant le milieu actif présentera de faibles dimensions transverses et des longueurs d'interaction importantes. Auparavant, l'exacerbation de l'interaction entre la lumière et le milieu gazeux se faisait principalement à l'aide de capillaires diélectriques présentant des diamètres de l'ordre du millimètre, servant à contenir le gaz et à guider la lumière. Le capillaire n'étant pas proprement un guide d'onde, la longueur d'interaction se trouve fortement limitée. Récemment, avec le développement des fibres à cristal photonique à cœur creux, un confinement à l'échelle micrométrique et une guidance optique sur plusieurs mètres sont devenus envisageables. Les différentes fibres optiques à cristal photonique à cœur creux existantes ont alors permis d'atteindre de nombreux résultats sur le confinement simultané de différents gaz et de lumière, tout en offrant une exacerbation de plusieurs ordres de grandeur au niveau de l'interaction non linéaire lumière-gaz. Nous verrons ici quelques exemples des travaux majeurs obtenus, tels ceux ayant pour application un laser à gaz Raman, un peigne de fréquence ou encore la transparence induite électromagnétiquement. Comme présentés en introduction générale, les travaux de cette thèse ont eu pour but, et ce pour la première fois à notre connaissance, le confinement au sein de fibres à cœur creux du quatrième état de la matière (directement émetteur de rayonnements lumineux) : un gaz ionisé *i.e.* un milieu plasma.

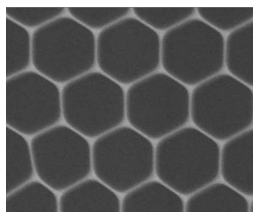
Une présentation sommaire de ce qu'est un plasma sera faite menant ainsi à montrer le potentiel de celui-ci en tant que milieu amplificateur optique et à l'utilisation qui en est faite pour les applications lasers, lasers à gaz qui sont jusqu'à présent constitués de tubes de décharge de grandes dimensions (échelle centimétrique). Il sera montré que classiquement ces décharges sont obtenues par l'utilisation d'une excitation électrique DC (pour l'anglicisme Direct Current). Nous verrons plus en détails les caractéristiques et les différents confinements de ce type de plasmas (également les plasmas RF) dans des tubes de verre allant de l'échelle centi/millimétrique à l'échelle micrométrique, montrant les limites de cette technique pour l'amorçage de tels microplasmas dans des fibres optiques de très faibles diamètres transverses. Ceci amènera à étudier une technique d'excitation de gaz alternative utilisant une excitation microonde. Cette dernière a aussi été mise à profit pour des décharges de gaz dans des tubes de verre, cela grâce à différents excitateurs. Parmi ces derniers, certains

permettent de générer des plasmas dits « à onde de surface ». Une étude plus détaillée sera portée sur ces principaux excitateurs, sur les excitations "à onde de surface" et sur les plus petits tubes de décharge utilisés qui ont été reportés (ceux-ci n'ayant pas été explorés jusqu'à une limite physique).

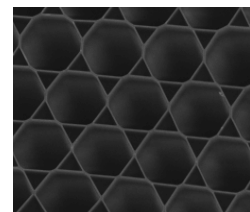
II. La technologie des fibres à cristal photonique à cœur creux : outil de confinement et d'exacerbation de l'interaction gaz/lumière

II.1 Introduction de la technologie des fibres optiques à cœur creux

L'avènement au milieu des années 90 des fibres à cristal photonique a révolutionné le monde de la photonique et plus particulièrement le développement des sources lasers fibrées. Une fibre optique à cristal photonique est une structure optiquement guidante dont la coupe transverse est caractérisée par une structuration en deux dimensions d'un cristal photonique. Au sein de ce cristal est créé un défaut qui va constituer le cœur guidant de la fibre, entouré par une gaine microstructurée qui formera la structure photonique "cristalline". Cette gaine peut être soit toute solide soit comme dans la plupart des cas composée de trous d'air courant le long de la fibre en étant entourés et "maintenus" par une fine matrice de silice. Le défaut de cœur peut être constitué de matière (silice pure ou silice dopée). Aussi, et c'est ici ce qui fait l'objet de cette étude, le cœur peut être simplement creux et constitué d'air, portant alors le nom de "fibre à cristal photonique à cœur creux". Le guidage de la lumière dans ce type de fibre s'opère donc dans l'air avec un mécanisme autre que celui de la réflexion totale interne. C'est en 1999 que la première démonstration d'un guidage de lumière dans une fibre à cristal photonique à cœur creux a été conduite à l'université de Bath [1]. Depuis cette date, deux familles de fibres à cœur creux ont alors été développées, et se distinguent aussi bien par leurs structures de gaine microstructurée que par les mécanismes de guidage. La figure I.1 permet de voir un zoom, à partir d'images prises au microscope électronique à balayage (MEB), sur la différence structurelle de la gaine entre ces deux types de fibres.



(a)



(b)

Figure I.1 : Structure de gaine des deux familles de fibres optiques à cœur creux : (a) Fibre à BIP, (b) Fibre à maille Kagomé. Dans les deux cas, les régions noires représentent l'air et les régions grises représentent la silice.

La première famille de fibres qui a fait l'objet du premier guidage expérimental repose sur le principe de guidage par bande interdite photonique (BIP) et a permis de démontrer des pertes record, fixant l'état de l'art à 1,2 dB/km autour de 1550 nm avec un faisceau guidé présentant un profil transverse quasi monomode.

La seconde famille de fibres à cœur creux repose sur une microstructure dite à maille de Kagomé. Dans ce cas, aucune bande interdite n'est présente mais à l'inverse un continuum de modes. Le guidage est alors basé sur un mécanisme de couplage inhibé entre les modes de gaine et ceux du cœur.

On verra au cours du chapitre II une comparaison et une compréhension plus approfondies de ces mécanismes de guidage.

De façon générale, un des avantages majeurs de ces fibres réside dans la présence du cœur creux qui va ainsi pouvoir être rempli par un matériau en phase liquide, gazeuse, ou encore sous la forme de vapeur atomique. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement aux applications mettant en jeu l'interaction entre des faisceaux laser et la matière en phase gazeuse. En effet, nous verrons que l'utilisation de fibres optiques comme milieu de confinement engendre une augmentation très significative de cette interaction. Enfin, une rapide présentation des effets optiques cohérents, non linéaires, ou encore des effets quantiques sera donnée dans la suite de ce manuscrit.

II.2 Facteur de mérite

Une façon simple de représenter et de quantifier cette interaction est d'établir un "facteur de mérite" en déterminant le paramètre noté Fom défini par :

$$\frac{L_{eff}}{A_{eff}} \times \lambda \quad (I.1)$$

où L_{eff} est la longueur effective d'interaction entre le gaz et la lumière, A_{eff} est l'aire effective d'interaction et λ la longueur d'onde du rayonnement considéré. L'interaction sera donc d'autant plus forte qu'elle s'opère sur une aire modale très faible et sur une longueur effective très longue. Celle-ci est lié aux pertes de transmission linéique de la fibre α et sa longueur L par :

$$L_{eff} = \alpha^{-1}(1 - e^{-\alpha L}) \quad (I.2)$$

La figure I.2 représente un tel facteur de mérite en fonction du rayon de cœur du guide d'onde utilisé et ce pour différents types de guide d'onde. On voit très bien que pour une interaction en espace libre, Fom reste très faible (autour de 20) pour des rayons compris entre 0 et 50 μm .

L'utilisation d'un simple capillaire permet d'améliorer Fom , mais cette augmentation reste toutefois peu significative. De plus, on peut voir que pour des rayons de cœur inférieurs à $15 \mu\text{m}$, ce facteur de mérite est très faible à cause des pertes de confinement très importantes dans ce type de guide d'onde. En revanche, la technologie des fibres à cœur creux (aussi bien les fibres à BIP que les fibres Kagomé) permet de couvrir d'importantes valeurs de Fom , jusqu'à une augmentation d'un facteur 10^7 . Suivant les valeurs de pertes de propagation de la fibre, ce facteur de mérite varie mais reste à un niveau très important, même pour une fibre ayant des pertes de l'ordre du dB/m. Aussi, on voit que les fibres à cœur creux ont un Fom qui augmente très fortement quand le rayon du guide diminue avec un comportement donné par la formule :

$$Fom = \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha} \quad (I.3)$$

où a représente le rayon du cœur de la fibre et α sont les pertes de la fibre. Sont reportées sur ce graphique, par des zones colorées, les plages de facteur de mérite obtenues pour les différentes familles de fibres à cœur creux (à BIP et à maille de Kagomé) existantes. Les facteurs de mérite maximaux sont obtenus avec les fibres à BIP 7-cell et 19-cell, avec une valeur de 10^7 . On peut remarquer des facteurs plus faibles mais néanmoins très attractifs pour toutes les fibres Kagomé (1-cell, 7-cell, 19-cell), d'environ 10^4 .

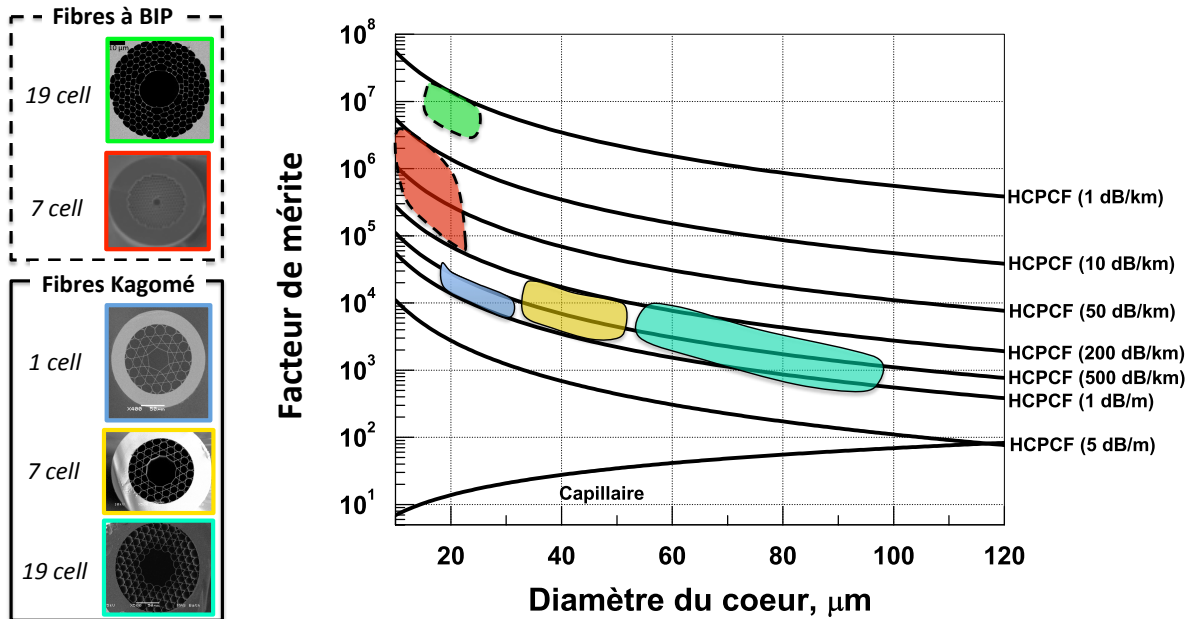
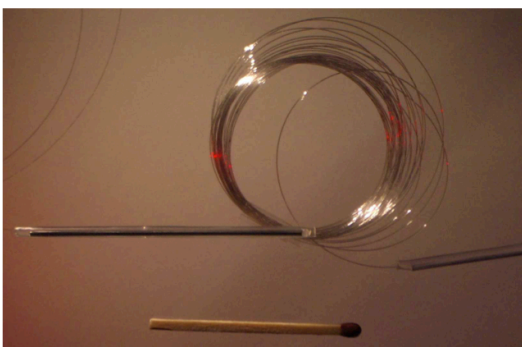


Figure I.2 : Représentation du facteur de mérite pour les capillaires et pour les fibres optiques à cœur creux.

III. Confinement gaz/lumière dans les guides optiques à cœur creux

III.1 La "Photonic MicroCell" (PMC)

Une grande majorité des expériences et résultats sur l'interaction gaz/lumière dans les fibres à cœur creux ont été obtenus grâce à un système extrêmement compact et stable où la fibre est remplie de gaz (le descriptif du dispositif est détaillé dans le chapitre V), et est scellée à chaque extrémité de la fibre creuse par des fibres conventionnelles toute solide. Cette opération consistant à réaliser des soudures faites entre la fibre à cœur creux et les fibres solides engendrent très peu de pertes [2] allant typiquement de 1 à 2 dB selon la fibre choisie. Grâce à un protocole bien spécifique, ces cellules photoniques peuvent être remplies avec de nombreux gaz jusqu'à des pressions de l'ordre de 100 bar. La maîtrise de cette technique au sein du groupe GPPMM-Xlim, détaillée en [3], permet aussi de maintenir des gaz dans le cœur de ces cellules à de plus faibles pressions, inférieures à la pression atmosphérique, en utilisant un pré-remplissage avec de l'Helium. On peut voir sur la figure I.3 ce à quoi ressemble physiquement une telle cellule à gaz photonique appelée plus communément PMC (pour l'anglicisme Photonic MicroCell) et en particulier sa compacité. Pour gérer les très faibles pressions de gaz dans ces fibres (allant jusqu'à 10^{-5} mbar), c'est un système plus complexe qui est utilisé avec des chambres en métal faites pour "l'ultravide" (composées de joints d'étanchéité). Une version commerciale utilisant de petites chambres avec des fenêtres optiques à chaque bout de la fibre permet de remplir la fibre à cœur creux avec le gaz et la pression souhaités.



(a)



(b)

Figure I.3 : (a) Photographie de la PMC originale (Photonic Microcell). Ses dimensions sont ici comparées à celle d'une allumette (photo issue de [4]). (b) Photographie d'une PMC commerciale adaptée au dépôt de lasers à haute puissance.

III.2 Exemples d'application des PMC

Nous montrons ici à partir de trois exemples le potentiel des PMC pour l'obtention de phénomènes optiques cohérents ou non linéaires très efficaces.

III.2.a Laser à gaz fibré Raman en régime continu

En 2002, la diffusion Raman stimulée a été utilisée et mise à profit, pour la première fois, dans une fibre à cristal photonique à cœur creux rempli d'un gaz actif Raman (H_2) avec un très bas seuil de puissance [5]. Ici la diffusion Raman stimulée a été réalisée dans une fibre à maille Kagomé remplie de gaz, avec l'observation par pompage à 532 nm des raies vibrationnelles Raman de la molécule de H_2 . Cette première a donné suite à plusieurs résultats illustrant des effets optiques non-linéaires avec des niveaux de puissances laser très bas. Parmi ceux-ci, on compte une conversion de longueur d'onde Raman qui a pu être obtenue en pompant avec un faisceau laser continu à 1064 nm exhibant une puissance optique de quelques Watt [6]. La conversion générée sur la longueur d'onde Stokes (1134 nm) a été très efficace, approchant la limite quantique, avec un taux de 99,99 %. La figure I.4 montre l'évolution des spectres de puissance de la raie de pompe et de la raie Stokes en fonction de la puissance de l'onde de pompe et de la pression du gaz.

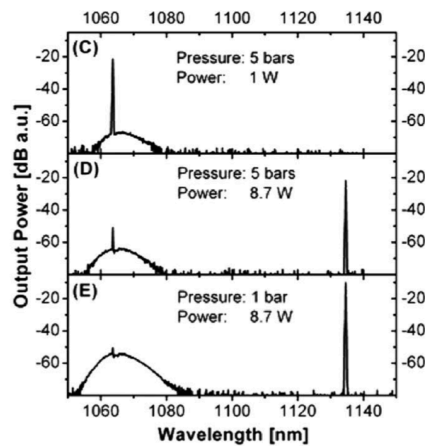


Figure I.4 : Spectres de puissance montrant l'évolution des raies Stokes et de pompe (extraits de la référence

[6])

III.2.b Génération d'un peigne de fréquence

Un autre exemple d'utilisation d'une PMC porte sur la génération de peigne de fréquence par diffusion Raman stimulée.

Un peigne de fréquence allant de 325 à 2300 nm a été observé en pompant une fibre Kagomé remplie de H_2 (longueur $L \sim 1$ m) en régime nanoseconde à 1064 nm. Jusqu'à 45 raies couvrant 1000 THz (plusieurs octaves) ont pu être générées et guidées le long de la fibre par un effet Raman en cascade, comme le montre le spectre mesuré sur la figure I.5 [7]. On peut voir ici l'intérêt majeur de la fibre Kagomé qui permet de couvrir et d'assurer sur des bandes de transmission très larges la création en cascade et le guidage des raies Raman.

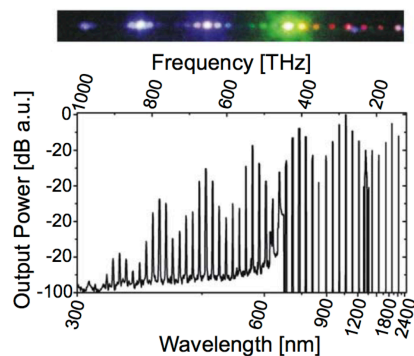


Figure I.5 : Spectre d'un peigne de fréquences (issu de [7])

III.2.c Transparence induite électromagnétiquement (EIT)

Enfin, les phénomènes de transparence induite électromagnétiquement (EIT) ont aussi pu être démontrés dans des fibres à cœur creux remplies d'acétylène (C_2H_2) [8] ou de vapeur atomique de rubidium [9, 10]. À noter qu'une molécule telle que C_2H_2 possède des moments dipolaires de transitions optiques plus faibles de plusieurs ordres de grandeur par rapport à ceux des vapeurs atomiques des métaux alcalins, qui sont historiquement le milieu de choix pour l'obtention d'effets optiques cohérents. Ceci démontre une fois de plus que les fibres creuses sont une excellente plateforme pour générer des effets optiques non linéaires avec des excitations optiques à très bas niveau de puissance. Aussi ces cellules de gaz fibrées permettent d'obtenir une absorption saturable [11]. Des études ont été et sont toujours menées pour réduire le fort déphasage de cohérence causé par les collisions des différents atomes métalliques très réactifs qui peuvent être incorporés sous forme de vapeur atomique. Une méthode très efficace actuellement à l'étude au GPPMM est de venir recouvrir la surface interne en silice du cœur par une couche de polymère [9].

On vient de voir en ce début de chapitre en quoi les fibres optiques à cœur creux ont un formidable potentiel pour créer des structures photoniques efficaces à base de gaz, ou encore de vapeur atomique. De nombreuses applications en découlent. Il reste cependant un état de la matière qui n'a jamais encore été confiné dans le cœur de ces fibres : la phase plasma, qui présente des potentialités très importantes tant au niveau de la recherche académique que du monde industriel. Voyons maintenant un bref état de l'art sur cette phase plasma et l'intérêt de réussir à confiner cette phase dans une structure photonique.

IV. Le quatrième état de la matière : le plasma

IV.1 Qu'est-ce que le plasma ?

Un plasma est communément appelé le "quatrième état de la matière". C'est un gaz partiellement ionisé constitué alors de particules neutres, d'électrons et d'ions. On distingue principalement deux types de plasma, les plasmas dits "chauds" et les "plasmas froids". Une manière de les distinguer repose sur la comparaison de la température des électrons par rapport à celle des ions. Au sein des plasmas chauds, la température des ions est très élevée et est de l'ordre de celle des électrons. Pour ces plasmas, le milieu est très fortement ionisé. Dans le cas des plasmas froids, le milieu est beaucoup plus faiblement ionisé (de l'ordre d'un électron pour 1000 atomes neutres), avec une température électronique bien plus importante que celle des ions. Ce milieu énergétique ionisé est globalement neutre avec une conductivité électrique non nulle.

La création d'un plasma est obtenue quand un gaz est soumis par exemple à un fort champ électrique ou magnétique. Cette énergie extérieure peut alors permettre, via des collisions entre particules, à certains électrons d'être arrachés de leur atome d'appartenance. Lorsque cette ionisation devient "suffisante" on aboutit à la création d'un plasma. Ce plasma froid est alors une source très efficace de lumière avec l'émission de rayonnements due à la désexcitation d'ions se trouvant dans un état excité, émettant dans des bandes spectrales des plus variées et exotiques. Ces propriétés ont été mises à profit dans les lasers à gaz tels que le laser He-Ne, ou encore celui à base d'excimères qui émettent dans l'ultra-violet [12]. Cette particularité d'émettre la lumière à des plages spectrales hors de portée des autres milieux dans une phase solide, liquide ou gazeuse, a motivé les travaux menés lors de cette thèse, et a été mise à profit.

Pour obtenir l'excitation du gaz différentes sources d'énergie peuvent être appliquées. Les principales ionisations de gaz créées reposent sur des décharges à base d'énergie "direct current", des décharges radio-fréquences (RF) ou encore des décharges microondes. Ces décharges peuvent être créées aussi bien dans des milieux "non confinés" qu'obtenues dans des structures de décharge finies donnant à l'inverse des plasmas "confinés".

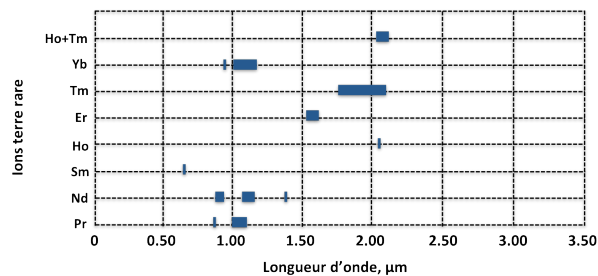
IV.2 Applications utilisant le plasma vers une application laser

Le plasma est utilisé dans de très nombreux domaines, pour des applications médicales, de recherche, pour la décontamination des eaux polluées pour ne citer que quelques exemples. Plus récemment, l'obtention de plasma "jets" à la sortie d'un capillaire où un flux de gaz est appliqué permet de venir traiter efficacement des maladies de peau [13, 14].

Une des utilisations majeures des plasmas qui intéresse plus particulièrement la communauté de la photonique est le laser à gaz. Le plasma est alors utilisé comme milieu amplificateur, à savoir un milieu à gain optique. Différents types de lasers à gaz existent. Ils diffèrent principalement par le mélange gazeux utilisé pour venir amplifier et faire laser une longueur d'onde particulière (ou quelquefois, dans le cas par exemple de l'argon, un ensemble des raies ioniques) [15], et à un degré moindre par l'architecture de l'excitation pour générer le plasma [16]. Des gaz monoatomiques ou des mélanges bien connus sont utilisés comme l'argon, l'hélium-néon, le CO₂ pour cibler respectivement les longueurs d'onde 488 nm, 632 nm et 10,6 μm. D'autres lasers aussi intéressants sont ceux dits "excimères" (basés sur des molécules avec deux atomes identiques) ou "exciplexes" (principalement des halogénures de gaz rares). Ils sont basés par exemple sur des mélanges de type Ar₂, Kr₂, Xe₂ pour les excimères et de type ArF, XeCl, KrF pour les exciplexes. Ces lasers sont parmi les seuls à pouvoir émettre un rayonnement direct (c'est à dire sans conversion de fréquence tel que le triplage ou quadruplage de fréquence de lasers de fortes puissances à l'état solide tels que les lasers Nd :YAG ou Ti :Sa) dans le domaine ultraviolet. En effet, ils permettent d'obtenir une émission laser allant de l'UV proche (308 nm pour la longueur d'onde la plus répandue) jusqu'à l'UV profond (longueur d'onde de 108 nm). Ces dispositifs émettent des rayonnements UV cohérents et sont très utiles pour des applications de microélectronique ou des traitements médicaux (en particulier la chirurgie de l'œil et la dermatologie). Cependant cette ancienne technologie, dont le développement remonte aux années 70 avec la première démonstration par Basov *et al.* [17] de l'effet laser à base d'excimères, reste limitée par plusieurs points bloquants et plusieurs inconvénients. En effet, ces lasers sont des dispositifs massifs très encombrants (avec de nombreux composants optiques en espace libre et d'importants réservoirs de gaz). Ils nécessitent une maintenance importante et continuent de présenter des coûts élevés à l'achat et d'entretiens. Tous ces aspects témoignent de la nécessité de trouver une solution alternative de sources lasers compactes et efficaces à bas coût opérant dans l'UV. La technologie fibrée peut venir répondre à ces besoins de compacité. En revanche, la technologie des fibres toute solide démontre ses limites par la restriction de

l'émission des différents ions de terres rares (utilisés comme dopants actifs) à un domaine spectral situé au-dessus du domaine UV. Ceci est d'ailleurs vrai pour tous les matériaux solides dont l'émission électromagnétique est nécessairement limitée par leur bande d'énergie interdite à des longueurs d'onde inférieures à 200 nm. La figure I.6.a montre les différentes longueurs d'onde d'émission des ions de terres rares utilisés classiquement en optique qui recouvrent une bonne partie du spectre visible et du proche infrarouge mais ne descendent pas en dessous de 500 nm. De plus, ces ions de terres rares sont insérés au sein d'une matrice qui est habituellement de la silice. Le spectre d'absorption de la silice, représenté également sur la figure I.6.b, permet de voir que des niveaux de pertes extrêmement forts (atteignant plusieurs dB/cm) sont présents dans le domaine UV. Ces derniers sont de fait préjudiciables pour espérer un quelconque effet laser à des longueurs d'onde UV. La technologie des fibres optiques à cristal photonique à cœur creux apparaît alors comme une solution prometteuse. En effet, la lumière étant guidée dans l'air ou dans un gaz déterminé, comme cela a été mentionné précédemment, il n'y a plus de problème lié à l'absorption de la matière composant la zone guidante. Enfin, l'obtention d'un rayonnement spécifique est possible en choisissant convenablement un mélange gazeux remplissant le cœur creux et en venant l'exciter.

(a)



(b)

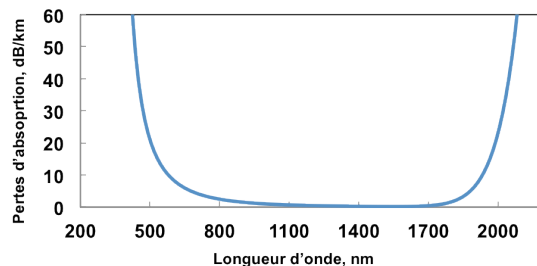


Figure I.6 : (a) Transition des ions de terres rares communément utilisés. (b) Pertes d'absorption théoriques de la silice en fonction de la longueur d'onde.

On vient de voir comment les fibres à cœur creux permettent d'exacerber l'interaction de la lumière avec le gaz. Il est aussi très important pour l'obtention d'un effet laser que le gain

optique soit suffisamment important. Il faut en effet, pour qu'un effet laser puisse se produire, que le gain du milieu actif compense les pertes de ce dernier et les pertes du guide (du contenant du gaz). A titre d'exemple, pour le cas bien connu de l'He-Ne, Marcatili et Schmeltzer ont montré que le gain optique G obtenu dans le cas d'une décharge électrique de ce mélange de gaz peut être donné par l'expression simplifiée exprimée en dB/m :

$$G = \frac{A}{a} \quad (I.4)$$

où A est une constante qui dépend du gaz (dans le cas de l'He-Ne, $A=0,00066$ dB) et a désigne le rayon interne (en m) du tube de décharge. Dans des guides d'onde capillaires, les pertes de confinement théoriques du mode fondamental HE_{11} (mode caractérisé par les plus faibles pertes en comparaison des modes d'ordre élevé) sont inversement proportionnelles à a et peuvent être données par la formule :

$$P = B \times \frac{\lambda^2}{a^3} \quad (I.5)$$

où B est une constante égale à 1,85 dB. Le gain net d'un tel plasma enfermé dans un capillaire correspond donc à la différence entre le gain du milieu actif et les pertes induites par le guide d'onde et peut alors s'exprimer par :

$$G_{net} = \frac{0,00066}{a} - 1,85 \cdot \frac{\lambda^2}{a^3} \quad (I.6)$$

Il y a donc, pour une longueur d'onde de travail fixée, une valeur optimale pour le rayon a du guide d'onde pour laquelle le gain net sera maximal. A titre d'exemple, pour la longueur d'onde utilisée dans les lasers He-Ne, le rayon optimal est alors de 58 μm . On voit ici de nouveau l'intérêt de passer à un confinement du plasma dans des guides d'onde de faibles diamètres internes et de passer également au confinement dans des structures photoniques guidantes, *i.e.* dans des fibres microstructurées à cœur creux. Cependant, ce niveau de gain optimal n'a jamais pu être atteint du fait des dimensions trop importantes des tubes de décharges couramment utilisés (mis à part les lasers excimères). En effet, dans la littérature, le plus petit diamètre de capillaire (correspondant au diamètre interne de la zone enfermant le mélange gazeux) utilisé pour créer un laser à gaz à base d'un mélange He-Ne est de 430 μm [18] avec un laser conçu par Smith en 1971. Mais ce diamètre constitue aussi le diamètre minimal pour tous les types de lasers à gaz basés sur l'utilisation d'un tube de décharge.

Les différents lasers présentés dans ce paragraphe ont tous la caractéristique d'avoir une excitation du gaz sous forme électrique à courant continu. Le gaz/plasma est contenu dans un

"tube de décharge" de grand diamètre (de l'ordre du centimètre pour les lasers commerciaux). Voyons plus en détails cette excitation DC et les différentes méthodes d'excitation de gaz alternatives dans des guides d'onde en verre.

V. Excitation électrique d'un gaz dans un guide d'onde par voie DC

V.1 Méthode d'excitation classique par voie DC

Classiquement, pour obtenir une excitation d'un mélange gazeux, on utilise un jeu de deux électrodes (anode et cathode) alimentées par un courant électrique DC haute tension placées autour du gaz ou alors de part et d'autre du tube de décharge lorsque le gaz est confiné dans un capillaire. Cette excitation correspond à la méthode d'excitation conventionnelle des tubes néons d'éclairage. La physique de ces décharges DC est bien connue avec les différents fonctionnements, systèmes de décharges établis en fonction de la tension et du courant de décharge [19] pour différentes gammes de pression de gaz. Plusieurs structures de décharges existent en fonction de la géométrie des électrodes. Au claquage du gaz, défini par le potentiel d'amorçage V_B , le courant augmente et si la résistance de la source de puissance est faible, on obtient alors une décharge électroluminescente.

Une particularité de ces décharges haute-tension est que leur tension de claquage V_B dépend du produit entre la pression du gaz et la distance entre les deux électrodes, répondant à la loi de Paschen. Il est ainsi possible de tracer des abaques, appelés "courbes de Paschen", permettant de déterminer la tension minimale de claquage qui doit être appliquée aux bornes des électrodes pour que le plasma luminescent puisse être créé. Ces courbes sont données par la formule suivante :

$$V_B = \frac{C \cdot p \cdot d}{D + \ln(p \cdot d)} \text{ avec } D = \frac{E}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \quad (I.7)$$

où $\gamma = 0,01$ représente la probabilité d'extraction d'un électron secondaire de la cathode, d la distance inter-électrodes (correspondant à la distance de diffusion des électrons), p la pression du gaz et E, C des constantes. La figure I.7 illustre une représentation classique des courbes de Paschen pour différents gaz [19] et pour différentes distances inter-électrodes [20]. Cette loi montre qu'il y a pour une distance inter-électrodes donnée, une pression optimale du gaz pour amorcer le plasma avec la plus petite "haute"-tension possible. De même, pour une pression fixe, la distance inter-électrodes doit être judicieusement fixée pour un amorçage optimisé. Nous verrons plus tard que l'on peut faire une analogie pour le cas d'une excitation différente à base de décharges microondes.

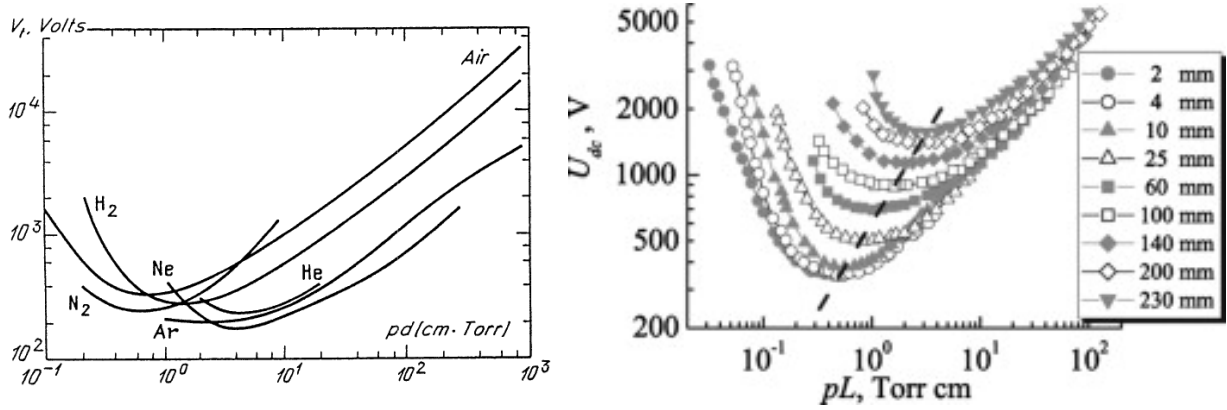


Figure I.7 : Exemples de courbes de Paschen pour différents gaz et distance inter-électrodes (issu de [19] et [20])

V.2 Microplasmas DC dans des guides d'onde capillaires

De nombreux travaux ont été menés ces dernières années pour tenter de créer des microplasmas dans des capillaires présentant des diamètres internes de plus en plus petits, en utilisant un dispositif à base d'électrodes.

La figure I.8 montre un graphique qui reporte en fonction du temps les principales valeurs des diamètres internes des tubes de décharge dans lesquels ont été amorcés et maintenus des plasmas par excitation classique DC dont la longueur de colonne dépasse 3 cm. On voit que ces diamètres ont chuté considérablement passant d'un diamètre de 3000 μm à une valeur de 100 μm en 2008, étant jusqu'au début de ce travail de thèse le plus petit tube dans lequel un plasma DC a été amorcé et stabilisé.

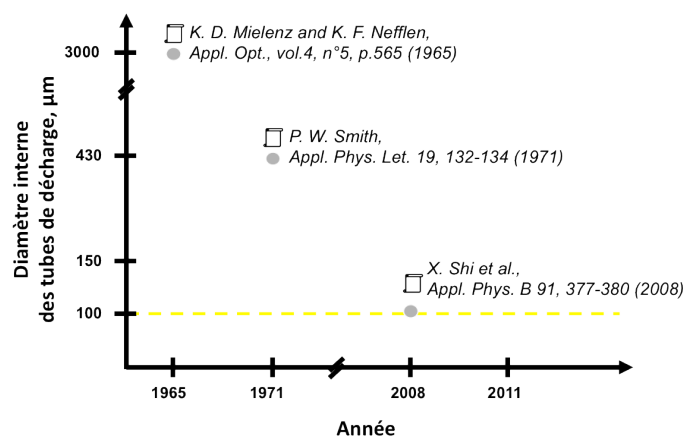


Figure I.8 : Evolution du diamètre interne minimal des tubes de décharge DC au cours des dernières années. La ligne jaune représente la limite de l'état de l'art.

Shi *et al.* ont réalisé des décharges microplasmas (avec différents gaz : Ar, CO₂, He) dans des capillaires de taille micrométrique en utilisant le montage expérimental présenté sur

la figure I.9 et basé sur une excitation à courant direct longitudinal [21]. L'image présentée sur cette même figure montre le plasma généré dans un capillaire de "large" diamètre interne égal à 250 μm . Les auteurs ont cherché à amorcer ces décharges dans des capillaires de plus en plus petits avec pour but affiché de construire de nouveaux lasers à gaz à base de structures fibrées à cœur creux en utilisant des pressions de gaz autour de 20 Torr (*i.e.* environ 26,6 mbar). Il ressort de ces expériences que plus le diamètre interne du capillaire décroît, plus la tension qu'il faut appliquer aux bornes des électrodes pour obtenir le claquage du gaz augmente. Aussi la diminution du diamètre entraîne une diminution importante de la distance séparant les deux électrodes pour que le claquage puisse s'opérer et donc indéniablement une réduction de la longueur du microplasma obtenu. Par exemple, pour un capillaire de 150 μm de diamètre interne, la longueur de plasma (distance inter-électrodes) est de 13,7 cm alors que pour un capillaire de 50 μm , cette longueur chute drastiquement à 2,9 cm. Shi *et al.* ont montré une divergence importante dans les tendances entre leurs résultats expérimentaux et les courbes théoriques des caractéristiques courant-tension (I-V) pour ces dimensions de capillaires. Ils ont aussi mené des expériences concernant l'influence de la pression du gaz sur la tension de claquage du milieu gazeux, montrant des tendances différentes principalement aux faibles pressions (inférieures à 15 Torr) [22] avec la théorie.

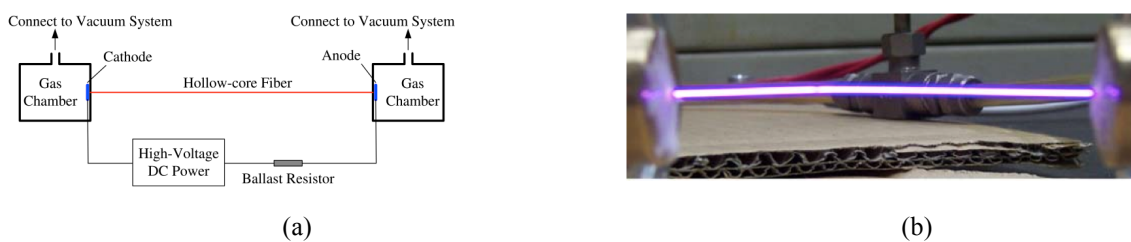


Figure I.9 : (a) Schéma du banc expérimental pour l'amorçage de plasma DC dans des capillaires de décharge utilisé par Shi *et al.*. (b) Photographie d'un plasma maintenu dans un tube de verre de 250 μm de diamètre interne (issue de [21]).

Il est à noter que les auteurs donnent peu de renseignements sur la dynamique de leur décharge et surtout sur le niveau d'ionisation atteint ou sur une valeur de densité électronique obtenue. Cependant, on peut déduire quelques grandeurs en terme de densité de puissance de gaz et de taux d'ionisation. Prenons le cas d'un tube de diamètre interne valant 150 μm et de 13,7 cm de long. Les fortes valeurs de tensions appliquées (entre 5 et 10 kV) sont associées à de très faibles valeurs de courant (entre 0,5 et 2 mA). Si l'on considère une tension de 10 kV et un courant de 2 mA, on obtient alors une densité de puissance autour de $10 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-3}$. Cette valeur de densité reste assez importante. Nous verrons plus tard une comparaison avec

d'autres types de décharges confinées dans des guides d'onde. On peut cependant déduire ici un très faible taux d'ionisation, défini comme le rapport entre la densité électronique n_e et la densité de particules neutres : $\frac{n_e}{N}$, autour de 10^{-6} . Aussi le manque de relevés spectroscopiques ne permet pas de savoir si un degré supérieur d'ionisation a été atteint (*i.e.* par exemple avec la présence de raies Ar II et non plus seulement des raies Ar I).

Les auteurs spécifient qu'ils ont essayé de réaliser ce type de décharge microplasma dans une fibre à cœur creux à BIP avec un diamètre de cœur de 20 μm . Cependant, le résultat n'est pas concluant car la décharge initiée n'est pas stable. Elle ne dure que quelques secondes, qualifiée de décharge lumineuse "flash". En effet, quand le diamètre du tube de décharge devient vraiment très faible (de l'ordre de ces dimensions micrométriques), il se produit une accumulation de porteurs de charge sur la paroi interne du tube avec la création d'une gaine de charge d'espace. La présence de cette dernière réduit encore plus la zone où le plasma peut se créer et l'empêche alors de s'établir. De plus, les décharges plasmas à base de claquage DC sont toujours liées au développement de courants électriques forts [19]. Aussi, comme on l'a vu, ce système d'excitation répondant à la loi de Paschen nécessite de fortes densités de puissance pour obtenir la génération d'un plasma, engendrant de fait une augmentation de la température au sein du plasma.

D'un point de vue expérimental, l'utilisation d'électrodes peut apparaître comme un handicap. En effet, celles-ci sont dans certains cas placées aux extrémités du tube de décharge et viennent ainsi obstruer les accès aux tubes, rendant difficile l'extraction du signal lumineux par exemple. En outre, le contact de ces électrodes avec le milieu gazeux peut également induire des problèmes de contamination du gaz par érosion de celles-ci. Nous voyons ici quelles sont les limites physiques et pratiques de ce type d'excitation pour des échelles micrométriques et pour être utile à la réalisation de décharges plasmas dans les fibres à cœur creux à cristal photonique. Il est d'ailleurs à noter que ce qui ressort de cette étude bibliographique est qu'à ce jour aucun plasma DC n'a été créé dans une fibre optique à cristal photonique.

VI. Excitation électrique d'un gaz dans un guide d'onde par la technologie RF

Un autre système d'excitation utilisé pour l'amorçage de microplasmas est basé sur la technologie Radio-Fréquence (RF). Pour contrecarrer les problèmes d'accumulation de charge sur la surface interne du tube de décharge, l'excitation RF avec une tension non plus constante mais sinusoïdale est une des pistes explorées.

Ji *et al.* ont en 2008 mis à profit cette excitation RF pour créer des microdécharges dans des capillaires avec des diamètres internes compris entre 300 et 30 μm . L'objet de cette étude était de venir utiliser le plasma comme milieu réactif en vue de déposer un revêtement polymère sur la paroi interne du tube en le remplissant d'un mélange gazeux (octafluorocyclobutane-hélium). Le dispositif expérimental est présenté sur la figure I.10.a. Il consiste en l'utilisation de plusieurs électrodes se présentant sous la forme de mini-bobines de taille micrométrique, entourant le capillaire de décharge, et réparties périodiquement sur sa longueur. Dans ce cas, les électrodes ne sont donc plus en contact direct avec le gaz (ici à une pression atmosphérique).

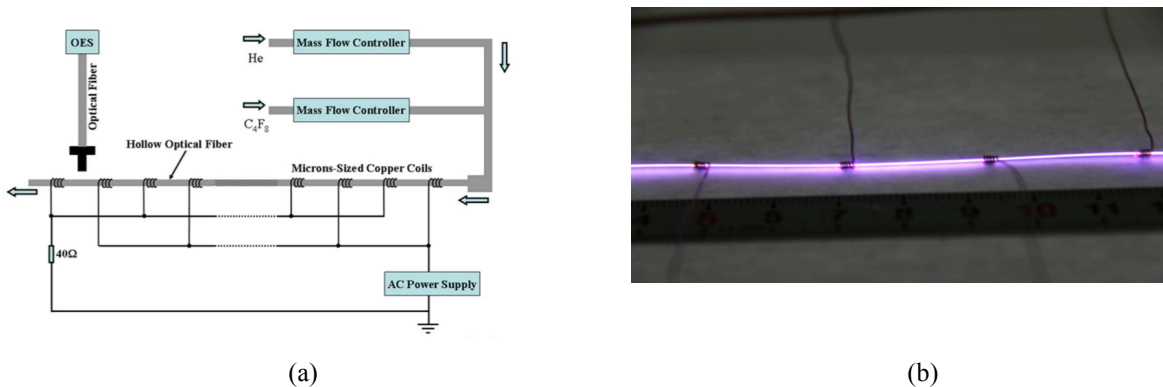


Figure I.10 : (a) Schéma du banc expérimental utilisé par Ji *et al.* Et (b) photographie du plasma à barrière diélectrique de surface amorcé dans un capillaire (issu de [23]).

Le système d'excitation utilisé est une source de puissance haute-tension à courant alternatif caractérisée par une fréquence de 5 kHz (*i.e.* une excitation RF très basse fréquence) et une tension crête de 5 kV appliquée entre les électrodes dont une sur deux est reliée à la masse. Elles sont réparties le long du capillaire de manière équidistante et l'influence de cet écart est étudiée sur la tension à appliquer pour obtenir un claquage du gaz. Il est montré, de manière similaire au cas d'un jeu de deux électrodes, que plus la distance entre celles-ci augmente plus

la tension de claquage augmente. Cette tension augmente de manière quasi-linéaire allant de 3 à 12 kV pour une distance inter-électrodes allant respectivement de 1 à 8 cm.

La nature de cette décharge diffère de celle détaillée précédemment. En effet, la décharge est ici une décharge à barrière diélectrique de surface [23]. Le matériau diélectrique est du quartz. Le plasma est caractérisé par des impulsions de courant avec une largeur de quelques microsecondes.

Dans ce type de décharge il apparaît difficile de contrôler le profil de densité du plasma que ce soit transversalement ou longitudinalement (avec un plasma près des microélectrodes plus fort/dense par rapport à la partie du plasma située entre deux électrodes consécutives). Aussi, le maintien en bon état (pas de destruction ou modification de l'état de surface) de la structure interne du capillaire ne semble pas garanti. Finalement, une longueur de plasma de 1 m "non continue" a pu être obtenue mais avec l'utilisation de plusieurs électrodes à la suite. Avec une seule paire d'électrodes, la longueur du plasma n'excède pas 8 cm. De plus, l'excitation est facilitée ici par le faible niveau d'énergie d'ionisation requis pour des polymères, classiquement entre 0 et 6 eV, tandis que pour des gaz rares tels que l'argon, les énergies d'ionisation sont bien plus élevées (de 16 eV pour l'ArI et de 29 eV pour l'ArII).

Ce système d'excitation n'apparaît pas idéal pour amorcer et maintenir un plasma dans une structure photonique microstructurée. En effet, le tube diélectrique vient collecter et dégager des charges négatives pour créer un courant transverse, favorisant un transfert d'énergie du plasma vers le gaz plus fort. Celui-ci peut venir, principalement à de fortes pressions, détériorer la structure photonique à cœur creux.

Dans la publication de Ji *et al.*, la puissance couplée au plasma n'est pas spécifiée mais on peut estimer qu'elle est très faible (d'après les valeurs de courant et tension données) et égale approximativement à $25 \cdot \cos(\phi)$ Watt (ϕ est ici la différence de phase entre les deux signaux de tension V et de courant I) où ϕ est à peu près égal à $\pi/2$. Dans ce cas, il est donc à noter que la densité de puissance du gaz n'atteint pas les mêmes valeurs que dans le cas des décharges capillaires par voie DC présentées précédemment, c'est à dire que la décharge utilisée par Ji *et al.* a des densités de puissance bien inférieures au kW/cm^3 .

Pour finir, le taux d'ionisation dans les décharges de gaz de type à barrière diélectrique demeure assez faible pour les conditions expérimentales de [23]. On peut estimer ce taux n_e/N à environ 10^{-5} (en considérant une densité électronique $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour un gaz à la pression atmosphérique) [24].

VII. Excitation électrique d'un gaz dans un guide d'onde par énergie microonde

Nous venons de voir que les techniques d'excitation RF ne semblent pas répondre à des besoins de fort taux d'ionisation et à l'obtention de décharges plasmas avec des profils de densités électronique et lumineuse connus et contrôlables. Une autre source d'excitation est depuis longtemps utilisée : l'excitation microonde. Cette excitation classée dans les décharges Hautes-Fréquences (HF) utilise le plus fréquemment dans la littérature une fréquence de 2,45 GHz. Le fait de passer à une excitation à une fréquence supérieure à la RF (et d'autant plus à l'excitation DC) devient bénéfique pour diminuer les effets de charge sur les parois internes du tube de décharge. En effet, quand la fréquence d'excitation (notée ω) augmente et atteint une certaine valeur, les particules chargées (les électrons mais aussi les ions) deviennent très peu sensibles aux variations du champ électrique E oscillant rapidement. La charge d'espace ne varie quasiment pas au cours du temps. Peu d'électrons arrivent à la paroi sur une période de l'onde micro-onde. Un avantage très intéressant avec ce type de décharge est qu'elle ne nécessite pas d'électrodes, éliminant tout problème de contact avec le gaz.

Les décharges de gaz microondes sont très utilisées avec une gamme étendue de pressions (allant de 10^{-5} mbar à la pression atmosphérique). Ces décharges présentent de très bons taux de couplage d'énergie pouvant aller jusqu'à 90 %. Les régimes d'excitation peuvent être pulsés ou bien continus. Ce système d'excitation microonde permet d'offrir une large variété d'excitateurs, ceux-ci étant les outils nécessaires pour coupler l'énergie microonde (fournie par un générateur de puissance pouvant aller de quelques Watt au kW) vers le milieu gazeux.

On distingue majoritairement trois familles d'excitateurs : les guides d'onde microondes, les différents types de cavités résonnantes et enfin les dispositifs permettant de créer un plasma dit "à onde de surface".

Dans la suite, on va s'intéresser uniquement au cas de la famille des coupleurs à onde de surface et plus particulièrement à une technologie qui a permis d'initier des microplasmas dans des guides d'onde de type capillaire en utilisant une énergie microonde.

VII.1 Plasmas microondes à onde de surface

VII.1.a Excitateurs de plasmas microondes à onde de surface

Les décharges microondes dans des tubes créées par une onde de surface ont fait l'objet de très nombreux travaux expérimentaux depuis les années 70. Ce qui est caractéristique dans ce type de décharge est que l'onde de surface crée son propre milieu de propagation, c'est à dire le plasma lui-même. C'est donc un système auto-cohérent entre le plasma et l'onde de surface. La création de ce type de décharge est faite grâce à des excitateurs particuliers. Des colonnes plasmas jusqu'à des longueurs de plus d'un mètre peuvent être générées. Les deux excitateurs majeurs sont appelés "surfaguide" et "surfatron". Les fréquences d'utilisation de ces coupleurs peuvent aller du MHz à 10 GHz. La figure I.11 représente une image d'un surfaguide standard. Le surfaguide correspond à un guide d'onde rectangulaire dont les dimensions de hauteur diminuent de manière symétrique au centre du dispositif. Au milieu du surfaguide, à l'endroit de la section réduite du guide, est créé un trou qui permet de loger des tubes de décharge de grandes dimensions (allant du mm à une dizaine de centimètres) de manière perpendiculaire au guide d'onde. Ainsi, un couplage de l'énergie microonde s'établit vers le milieu gazeux contenu dans le tube de décharge.

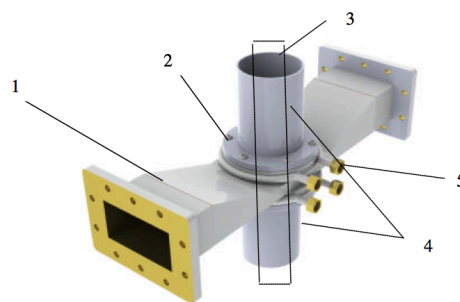


Figure I.11 : Image d'un surfaguide commercialisé (SAIREM)

http://www.sairem.com/fiches_techniques/produits/applicateursMO/SURFAGUIDE_WR340_EN.pdf.

Le deuxième exciteur couramment utilisé et commercialisé est le surfatron. Il diffère du premier type de coupleur en ce qu'il est une cavité résonnante électromagnétique et non plus un simple guide. Il n'est pas non plus qu'une simple cavité car il est constitué à l'avant d'un défaut, une zone de fuite que l'on appelle "gap". Au niveau de cette zone, l'intensité du champ électromagnétique va être plus importante. C'est au niveau de ce gap que le tube de décharge est placé (comme le montre la figure I.12 avec une coupe transverse d'un coupleur surfatron). L'intérieur de la cavité est excité par une antenne qui peut être de type électrique mais aussi

sous forme de boucle magnétique. L'énergie, quand elle est suffisante, va provoquer le claquage du gaz au sein du tube, à l'endroit du gap, générant ainsi une colonne plasma par onde de surface. La figure 13.b montre la distribution schématisée des lignes de champ électrique au niveau de ce gap.

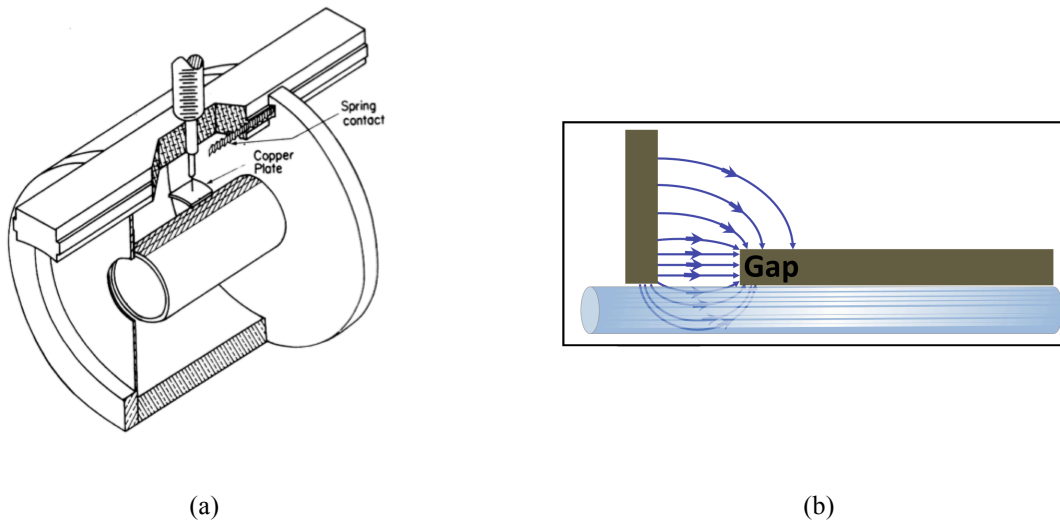


Figure I.12 : Représentations schématiques : d'une coupe transverse d'un surfatron (issu de [25]) (a) et de la distribution des lignes de champ électrique au niveau du gap (b).

VII.1.b Plasmas à onde de surface

L'onde excitatrice la plus efficace qui fournit l'énergie nécessaire à la formation du plasma microonde est appelée onde de surface car le maximum d'intensité de cette onde est localisé à l'interface entre le plasma et la paroi interne du tube de décharge. Dans le cas simplifié d'une structure à symétrie cylindrique, les champs électrique et magnétique décroissent de manière exponentielle dans le tube de verre entourant le plasma. L'onde d'excitation repose sur un mode transverse magnétique à symétrie azimutale, noté TM_{00} . Cette onde fournit son énergie de proche en proche au gaz/plasma le long de la propagation. Elle cède donc sa propre énergie qui, quand elle devient trop faible, ne permet plus d'engendrer une densité électronique suffisante. Cette densité chute intensément en bout de la colonne du plasma pour passer en-dessous d'une densité électronique dite de coupure, notée n_0 . Un profil classique longitudinal de densité électronique, $n_e(z)$, est représenté sur la figure I.13, partant d'une forte densité électronique au niveau du gap du surfatron avec une décroissance de manière homogène jusqu'à n_0 .

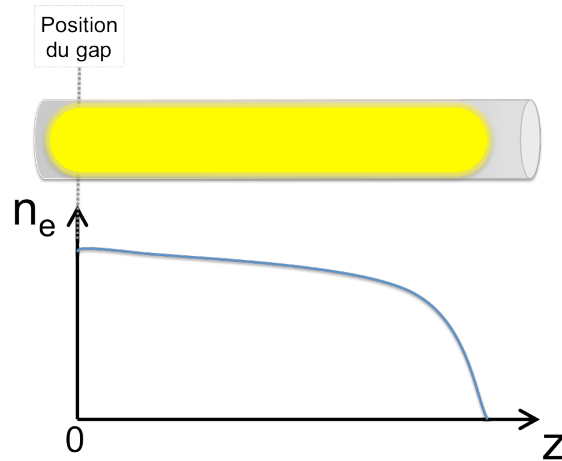


Figure I.13 : Evolution schématique et représentative de la densité électronique le long de la colonne plasma créée dans le tube de décharge rempli de gaz. Arbitrairement, l'origine de l'axe z est prise au niveau du gap du surfatron. La colonne de plasma s'étend alors d'une part vers les z positifs, d'autre part vers les z négatifs. La colonne s'étend toutefois préférentiellement vers les z positifs du fait de la forte atténuation de la partie métallique sur le bout de colonne s'étendant à l'intérieur de la cavité résonnante (*i. e.* vers les z négatifs).

Il est à noter que n_0 est défini comme étant la densité électronique de coupure apparaissant quand la fréquence plasma électronique est égale à la fréquence d'excitation ($\omega = \omega_p$) et peut s'estimer simplement par la formule suivante :

$$n_0 = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (\text{I.8})$$

où ϵ_0 est la permittivité absolue du vide, m_e la masse électronique, ω est la pulsation de l'onde d'excitation ($\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence de l'onde d'excitation) et e désigne la charge électronique élémentaire.

A titre d'exemple, pour la fréquence d'excitation microonde usuelle de 2,45 GHz, la densité électronique de coupure est de $7,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Les densités électroniques générées par ce type d'excitation sont donc bien supérieures à celles obtenues avec les excitations DC ou RF (où à titre de comparaison, pour une fréquence d'excitation de 13,56 MHz, la densité de coupure correspondante est égale à $2,3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, avec des densités électroniques générées typiquement de l'ordre de $10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour des pressions de gaz typiques de $1 \times 10^{-3} - 1 \text{ mbar}$).

Deux régimes se distinguent par rapport à cette densité électronique de coupure où l'on va considérer deux familles de modes électromagnétiques (les modes dits de gaine et le mode plasma) quand :

- $n_e \leq n_0$: des modes peuvent se propager au sein du guide d'onde sans la présence de plasma et sont appelés des modes de guide. Parmi ces modes, ceux étant à symétrie azimutale (purement TE ou purement TM) sont faiblement perturbés par l'existence du plasma.

- $n_e > n_0$: le plasma est dit "sur-critique". Il correspond alors à un milieu diélectrique à pertes caractérisé par une permittivité diélectrique relative, notée ϵ_p ,

$$\epsilon_p = \Re(\epsilon_p) + \Im(\epsilon_p) = 1 + \frac{\sigma_p}{j\omega\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_{eff}^2 + \omega^2} - j \frac{\nu_{eff}}{\omega} \times \frac{\omega_p^2}{\nu_{eff}^2 + \omega^2} \quad (I.9)$$

où σ_p est la conductivité électrique du plasma, ν_{eff} est la fréquence de collisions effective entre électrons-neutre.

C'est pour cette gamme de densités électroniques ($n_e > n_0$) que de nouveaux modes peuvent être supportés par le système plasma et sont appelés "modes plasma". Le premier mode étant le mode plasma TM_{00} .

Ces commentaires sur l'existence et le comportement des différents modes électromagnétiques du système en fonction de la densité électronique sont résumés et représentés sur la figure I.14. On peut y voir de manière schématique trois graphiques de dispersion, correspondant au tracé de la constante de propagation $\beta=2\pi/\lambda$ en fonction de la fréquence f . Les conditions associées à ces courbes sont une fréquence de collisions ν nulle et trois niveaux de densités électronique : $n_e = 0$, $n_e > n_0$ et $n_e \gg n_0$.

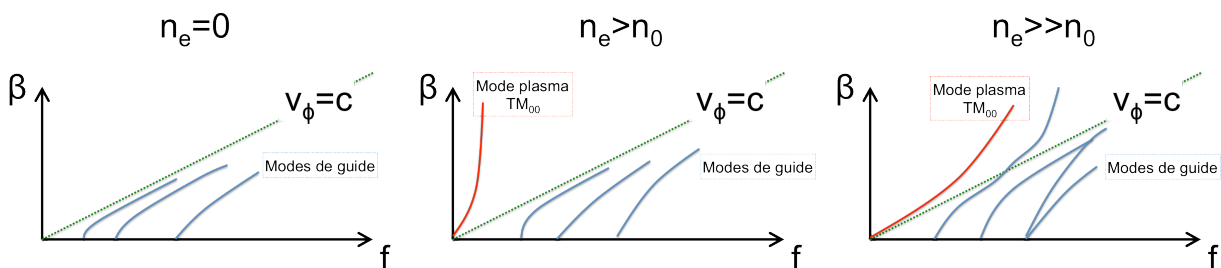


Figure I.14 : Evolution schématique des courbes de dispersion du mode plasma et des modes de guide en fonction de la densité électronique.

La puissance cédée par l'onde électromagnétique au plasma dépend du mode considéré. Si on suppose une certaine colonne de plasma, à son extrémité les modes de guide garderont un niveau de puissance non nul, tandis que l'onde de surface, elle, aura une puissance quasi-nulle. Ceci montre que ce mode dit "onde de surface" est le mode qui permet de générer le plasma avec le plus d'efficacité.

VII.1.c Décharges à onde de surface dans des guides à cœur creux

Dans les années 60, diverses décharges à onde de surface utilisant un surfatron ont été amorcées dans des guides (tubes de verre) creux et ont fait l'objet de nombreuses publications. Ces décharges ont été caractérisées de différentes manières. Beaucoup d'études théoriques et expérimentales viennent décrire les colonnes de plasma générées : la dispersion de l'onde, la distribution longitudinale (ou axiale) [26] et radiale [27] de la densité électronique, l'influence de la fréquence d'excitation [28], l'influence de la fréquence de collisions électrons-neutres (plasma faiblement collisionnel ou non), la spectroscopie d'émission du plasma [29, 30, 31, 32].... Aussi des plasmas ont été créés dans des structures capillaires présentant des formes plus exotiques comme par exemple dans des tubes de verre en forme de T où l'onde de surface continue à exister malgré la séparation du plasma en deux [33].

Les colonnes de plasma à onde de surface établies dans des tubes capillaires peuvent présenter de très grandes longueurs. Cette longueur dépend de trois paramètres principaux : la puissance microonde apportée au système, la pression du gaz, et enfin le diamètre interne du tube de décharge. De manière intuitive, plus la puissance microonde couplée au surfatron puis couplée au gaz est grande, plus l'onde de surface a une puissance importante et peut s'étendre dans le tube de décharge. Il en résulte une longueur de colonne de plasma plus importante [34]. Concernant la pression du gaz, on retrouve dans la littérature des plasmas microondes à onde de surface générés avec des gammes de pression très variées allant de faibles pressions (10^{-5} Torr) vers de plus fortes pressions autour de la pression atmosphérique [35]. Enfin, les dimensions radiales du tube de décharge enfermant le mélange gazeux ont une importance capitale due au fait que cette fois, et contrairement aux décharges DC, la diffusion des particules chargées va se faire de manière radiale. Ce n'est donc plus ici la distance inter-électrodes qui est le paramètre clé pour le phénomène de claquage mais le rayon du tube.

La plupart des décharges à onde de surface ont été générées dans des tubes de décharge de "grandes" dimensions transverses comparées aux échelles usuelles de la photonique. Les tubes présentent généralement des diamètres internes et externes allant d'une quinzaine de centimètres au millimètre. Ces dimensions sont adaptées aux dimensions physiques du coupleur surfatron sous sa forme "commerciale" (notamment le diamètre du trou central de la cavité où est placé le tube) pour apporter un maximum de couplage d'énergie de l'onde électromagnétique excitatrice vers le milieu gazeux. Il est à noter ici que le plus petit diamètre interne du tube de décharge dans lequel un plasma à onde de surface a été maintenu est de 500 μm [27].

Les décharges à onde de surface contenues dans des tubes ont trouvé de nombreuses applications comme le traitement de surface, le dépôt de film mince sur la paroi interne du tube de décharge ou comme étant une simple source de particules ou encore en tant qu'analyseurs d'éléments chimiques via des études spectroscopiques. Pour rappel, dans notre cas, l'application qui nous intéresse principalement concerne l'utilisation de cette colonne de plasma comme milieu amplificateur laser.

VII.1.d Décharges à onde de surface comme milieu laser

De nombreuses études ont été menées pour étudier les décharges dans des mélanges de gaz à usage "laser" pompés par un signal microonde. Les principaux types de mélange de gaz étudiés sont les mélanges excimères pour répondre à des applications nécessitant un rayonnement UV. Les avantages des lasers à gaz pompés par énergie microonde viennent majoritairement du fait que la décharge se produit en l'absence d'électrodes. Ceci évite les problèmes d'usure des électrodes principalement quand elles sont en contact direct avec des gaz corrosifs. De plus, le gaz est contenu dans un tube de verre ou parfois de céramique qui est complètement scellé. Comparé aux décharges pouvant être réalisées dans ces gaz avec une technique DC, le pompage microonde permet de générer des plasmas plus stables notamment pendant l'utilisation de forts niveaux de puissance. Des études théoriques sont venues appuyer les diverses expériences faites sur l'obtention d'effet laser grâce à l'excitation microonde de gaz excimères, pour mieux appréhender le comportement de la phase plasma pendant ce phénomène laser [36].

La plupart des expériences de développement de lasers à gaz pompés par voie microonde que l'on retrouve dans la littérature utilisent les gaz excimères. Le mélange XeCl (permettant une émission à une longueur d'onde de 308 nm) a beaucoup été utilisé. En outre, le pompage microonde est lui souvent trouvé en mode pulsé.

Le premier laser à gaz microonde (basé sur un mélange XeCl) a été développé en 1981 par Mendelsohn *et al.* en utilisant un signal pulsé avec une durée de 2 μ s et une puissance de 600 kW couplé au mélange gazeux grâce à un transmetteur bande X [37]. Des impulsions optiques à 308 nm de 100 ns de durée et de 20 W de puissance crête ont pu être générées avec une faible efficacité de l'ordre de 0,01%. En 1991, une amélioration notable est publiée [38] utilisant le même mélange gazeux, avec un faisceau laser généré présentant une énergie de 1,3 mJ (impulsion de 16 ns avec une fréquence de répétition de 10 Hz).

Toutes ces réalisations de lasers microondes ont été faites avec des dispositifs ne permettant pas d'exciter le plasma sous forme de plasma à onde de surface. Peu de lasers semblent avoir été fait avec ce type d'excitation à onde de surface, pourtant celle-ci permet d'injecter des puissances (avec un très bon couplage) qui peuvent engendrer des densités de puissance jusqu'à 40 fois plus importantes que celles obtenues avec les décharges DC.

C'est en 1984 que Moutoulas *et al.* ont développé pour la première fois un laser à gaz à onde de surface [33]. Le mélange gazeux utilisé est l'He-Ne. Les auteurs ont démontré que le niveau de puissance laser obtenu dépendait du rapport de quantité entre les deux atomes He-Ne (avec une valeur optimale de 7:1 et une pression de gaz de 0,7 Torr). La fréquence d'excitation ici n'a pas excédée 915 MHz.

VII.2 Microdécharges microondes basées sur la technologie des lignes microstrip

Une nouvelle technologie de transmission de signaux microondes basée sur des lignes de transmission microstrip a été utilisée par la communauté des plasmiciens à partir des années 2000 pour s'en servir dans des applications par exemple de dépôt très localisé. Ces systèmes par leur petite taille permettent d'être très facilement intégrés dans des environnements plus complexes. Des excitateurs avec des structures variantes ont été fabriqués pour amorcer des plasmas avec des pressions et des longueurs différentes. Un point commun à tous les excitateurs utilisés est la très faible puissance microonde apportée pour amorcer le plasma. Ce qui distingue principalement ces coupleurs est leur nature à créer soit des microdécharges plasmas dans un très petit gap, soit à créer des microdécharges plus distribuées.

Les très faibles puissances mises en jeu dans ces systèmes constituent un élément essentiel qui pourra être mis à profit dans les travaux expérimentaux autour de ce projet de thèse tant le succès du confinement d'un plasma dans le cœur creux d'une fibre microstructurée est lié à un contrôle drastique du facteur thermique pour ne pas engendrer de destruction des ponts de silice à l'échelle de la centaine de nanomètres.

VII.2.a Technologie des lignes microstrip pour des microdécharges microondes créées dans un gap

La première démonstration d'un amorçage d'un microplasma microonde dans un gap de quelques microns en utilisant une ligne microstrip remonte à 2003. Iza *et al.* ont proposé

un système original qui n'est pas uniquement basé sur une simple ligne de transmission mais sur un résonateur microstrip [39]. Cet excitateur résonnant se présente sous la forme d'une ligne microstrip en forme d'anneau qui possède une coupure, *i.e.* un gap avec une épaisseur variant autour de 100 μm . Cet anneau est relié à une ligne de transmission qui permet d'amener le signal microonde. C'est au sein de ce gap, quand il est bien dimensionné et correctement placé sur l'anneau (à un angle particulier par rapport à la ligne d'entrée afin d'optimiser l'impédance d'entrée du système), que l'énergie microonde ainsi concentrée est suffisante pour permettre le claquage du gaz présent (très souvent de l'air). En 2005, Iza propose deux autres designs de résonateurs. La figure I.15 présente les trois types d'excitateurs imaginés et testés expérimentalement. Il est à noter que ces résultats ont été confrontés à un modèle [40].

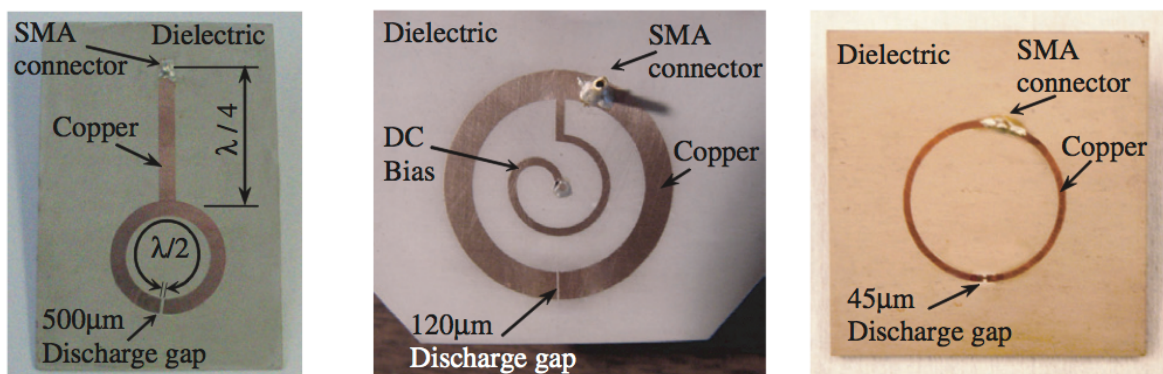


Figure I.15 : Photographies des 3 types d'excitateurs basés sur des résonateurs microstrip permettant l'amorçage et le maintien de plasmas microondes dans le gaz présent dans un gap de quelques centaines de micromètres.

D'autres plasmas localisés dans un gap ont été étudiés cette fois en utilisant des résonateurs planaires et linéaires avec deux courts-circuits permettant d'optimiser la puissance couplée au système [41]. Les plasmas ont pu être générés dans des gaps (entre deux électrodes métalliques) compris entre 50 et 200 μm . Ce système d'excitation a révélé de fortes densités électroniques ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) pour des puissances microondes (à une fréquence d'excitation de 2,45 GHz) relativement faibles (10-50 W).

VII.2.b Technologie des lignes microstrip pour des microdécharges microondes créées dans un capillaire

Toutes les techniques d'excitation présentées dans le paragraphe ci-dessus ont été mises à profit pour initier des plasmas dans un endroit très localisé mais non confiné de

manière homogène. On trouve cependant un certain nombre de travaux menés ces dernières années avec cette technologie pour créer des plasmas dans des guides capillaires de faibles dimensions transverses.

A titre d'exemple, Bilgic *et al.* ont été les premiers à proposer en 2000 l'utilisation de lignes microstrip comme excitateur d'un plasma maintenu dans un canal circulaire situé au sein d'un wafer diélectrique [42]. Ce canal est placé le long de la ligne entre le ruban métallique supérieur de transmission et le plan de masse. La puissance utilisée est faible (autour de 15 W).

Ensuite des capillaires de verre ont été placés au milieu de ces lignes microstrip de manière parallèle avec pour objectif de réaliser de plus longues colonnes de plasma [43]. De nombreux designs ont été présentés pour réaliser cela. Enfin en 2008, Narendra *et al.* ont proposé de réaliser également ces décharges plasmas dans des tubes capillaires mais avec pour différence de placer le capillaire de manière perpendiculaire à la ligne en étant très proche de la partie inférieure du ruban métallique, dans un creux créé dans le substrat. On peut voir sur la figure I.16 deux exemples de représentation schématique de ce type d'excitateur [44].

Il est à noter que c'est avec ce type de design d'excitateur que Narendra *et al.* ont amorcé un plasma microonde dans un capillaire avec le plus petit diamètre interne de 450 μm . Ce plasma est généré de manière localisée et ne peut dépasser une longueur fixée par la largeur du ruban métallique de transmission.

Il est à souligner qu'aucun des excitateurs à base de technologie microstrip n'a démontré jusqu'à présent l'amorçage d'un plasma sous forme d'une onde de surface.

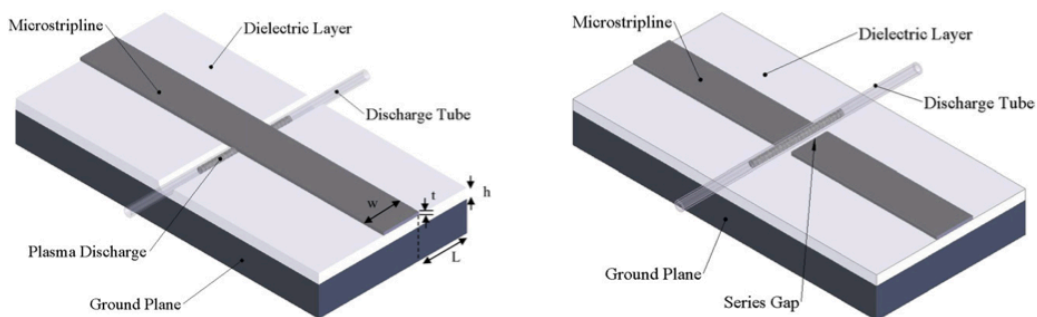


Figure I.16 : Représentation schématique de deux configurations d'excitateurs de microplasmas microondes dans un capillaire basées sur une technologie de lignes microstrip (issu de [44]).

VIII. Conclusion

Ce premier chapitre est venu présenter comment l'utilisation de la matière sous sa phase gazeuse ionisée peut être un formidable outil pour des applications liées à l'optique. L'utilisation de gaz comme milieu actif a démontré des résultats de tout premier plan avec un fort potentiel en terme de précision pour des applications de métrologie ou encore en terme d'efficacité. Ces gaz en tant que milieu amplificateur ont surtout depuis longtemps été utilisés dans des milieux peu confinants (simples tubes de larges diamètres internes). Nous avons vu comment l'émergence de la fibre à cristal photonique à cœur creux a révolutionné, en dehors des très bonnes performances de guidage de faisceaux lumineux dans l'air, le confinement et l'interaction entre le gaz et la lumière par une augmentation très importante du facteur de mérite. Ces structures photoniques remplies de gaz ont fait l'objet de nombreux travaux. Cependant, on a pu remarquer que ces fibres à cœur creux ont été remplies par la matière sous toutes ses formes sauf celle sous forme ionisée. Nous avons montré ici les avantages de la phase plasma pour de nombreuses applications, mais plus particulièrement pour des dispositifs lasers opérant dans des domaines spectraux exotiques tels que le domaine UV. Ces domaines spectraux sont non conventionnels pour la technologie des lasers à base de fibres toute solides de par la nature même du milieu à gain (matrice de silice absorbante dans l'UV avec des dopants n'émettant pas directement dans ce domaine spectral).

La rencontre entre ces deux domaines, que sont d'une part les fibres à cristal photonique à cœur creux et d'autre part le plasma, paraît alors comme une voie des plus attrayantes. En se basant sur ce constat, et ayant démontré le potentiel des décharges microondes à onde de surface par rapport aux techniques d'excitation plus classiques (DC), nous avons proposé pour ces travaux de thèse d'amorcer et de maintenir un plasma microonde dans une fibre à cristal photonique à cœur creux et cela en utilisant un coupleur microonde à onde de surface (Surfatron) du fait de son efficacité. A noter qu'un tel dispositif n'avait jamais été utilisé avant ces travaux pour initier des décharges de gaz à l'échelle micrométrique.

Références bibliographiques

- [1] R. F. Cregan, “Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air,” *Science*, vol. **285**, no. 5433, pp. 1537–1539, 1999.
- [2] C. Wang, T. Bradley, Y. Wang, K. L. Corwin, F. Gérôme, and F. Benabid, “Angle splice of large-core kagome hollow-core photonic crystal fiber for gas-filled microcells - OSA Technical Digest (online),” in *CLEO 2013*, 2013, p. CM31.1
- [3] P. S. Light, F. Couny, and F. Benabid, “Low optical insertion-loss and vacuum-pressure all-fiber acetylene cell based on hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics letters*, vol. **31**, no. 17, pp. 2538–40, 2006.
- [4] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. Birks, and P. S. J. Russell, “Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres,” *Nature*, vol. **434**, no. 7032, pp. 488–91, 2005.
- [5] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. S. J. Russell, “Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. **298**, no. 5592, pp. 399–402, 2002.
- [6] F. Couny, F. Benabid, and P. Light, “Subwatt Threshold cw Raman Fiber-Gas Laser Based on H₂-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber,” *Physical Review Letters*, vol. **99**, no. 14, p. 143903, 2007.
- [7] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer, “Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. **318**, no. 5853, pp. 1118–21, 2007.
- [8] F. Benabid, P. Light, F. Couny, and P. Russell, “Electromagnetically-induced transparency grid in acetylene-filled hollow-core PCF,” *Optics express*, vol. **13**, no. 15, pp. 5694–703, 2005.
- [9] P. S. Light, F. Benabid, F. Couny, M. Maric, and A. N. Luiten, “Electromagnetically induced transparency in Rb-filled coated hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics Letters*, vol. **32**, no. 10, p. 1323, 2007.
- [10] S. Ghosh, A. R. Bhagwat, C. K. Renshaw, S. Goh, B. J. Kirby, and A. L. Gaeta, “Low-light-level optical interactions with rubidium vapor in a photonic band-gap fiber,” *Physical Review Letters*, vol. **97**, p. 023603, 2006.
- [11] F. Couny, P. S. Light, F. Benabid, and P. S. J. Russell, “Electromagnetically induced transparency and saturable absorption in all-fiber devices based on ¹²C₂H₂-filled hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics Communications*, vol. **263**, no. 1, pp. 28–31, 2006.
- [12] D. Basting, G. Marowsky, "Excimer laser technology," D. Basting, G. Marowsky, Eds. (Springer, 2005; <http://books.google.com/books?id=hXYe7gSA27UC&pgis=1>), p. 433.

- [13] E. Robert, E. Barbosa, S. Dozias, M. Vandamme, C. Cachoncinlle, R. Viladrosa, and J. M. Pouvesle, “Experimental Study of a Compact Nanosecond Plasma Gun,” *Plasma Processes and Polymers*, p. 795–802, 2009.
- [14] K.-D. Weltmann, E. Kindel, R. Brandenburg, C. Meyer, R. Bussiahn, C. Wilke, and T. von Woedtke, “Atmospheric Pressure Plasma Jet for Medical Therapy: Plasma Parameters and Risk Estimation,” *Contributions to Plasma Physics*, vol. **49**, no. 9, pp. 631–640, 2009.
- [15] J. Hecht, “History of Gas Lasers, Part 1 - Continuous Wave Gas Lasers,” *Optics and Photonics News*, vol. **21**, no. 1, p. 16, 2010.
- [16] R. F. W. Masamori Endo, *Gas lasers*, Optical Sc. CRC Press (December 26, 2006), 2006.
- [17] P. Y. and K. D. D. Basov N. G., Danilychev V. A., *Zh. Eksp. Fiz. i Tekh. Pis'ma*, vol. **12**, p. 473, 1970.
- [18] P. W. Smith, “A Waveguide Gas Laser,” *Applied Physics Letters*, vol. **19**, no. 5, p. 132, 1971.
- [19] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Springer, 1991.
- [20] V. a. Lisovskiy, V. a. Koval, and V. D. Yegorenkov, “Dc breakdown of low pressure gas in long tubes,” *Physics Letters A*, vol. 375, no. **19**, pp. 1986–1989, 2011.
- [21] X. Shi, X. B. Wang, W. Jin, and M. S. Demokan, “Investigation of glow discharge of gas in hollow-core fibers,” *Applied Physics B*, vol. **91**, no. 2, pp. 377–380, 2008.
- [22] X. Shi, X. B. Wang, W. Jin, and M. S. Demokan, “Characteristics of Gas Breakdown in Hollow-Core Fibers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. **20**, p. 70042E–70042E–4, 2008.
- [23] L. Ji, D. Liu, Y. Song, and J. Niu, “Atmospheric pressure dielectric barrier microplasmas inside hollow-core optical fibers,” *Journal of Applied Physics*, vol. **111**, no. 7, p. 073304, 2012.
- [24] H.-E. Wagner, R. Brandenburg, K. V. Kozlov, A. Sonnenfeld, P. Michel, and J. F. Behnke, “The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment,” *Vacuum*, vol. **71**, no. 3, pp. 417–436, 2003.
- [25] M. Moisan, C. Beaudry, and P. Leprince, “A Small Microwave Plasma Source for Long Column Production without Magnetic Field,” no. **2**, pp. 55–59, 1975.
- [26] V. Glaude and M. Moisan, “Axial electron density and wave power distributions along a plasma column sustained by the propagation of a surface microwave,” *Journal of Applied Physics*, vol. **51**, no.11, pp. 5693–5698, 1980.

- [27] M. Moisan and R. Pantel, “Distribution radiale de la densité électronique et de la densité des atomes excités dans une colonne de plasma produite par une onde de surface,” *Revue de Physique Appliquée*, vol. **15**, pp. 1383–1397, 1980.
- [28] C. Boisse-Laporte and A. Granier, “Influence of the excitation frequency on surface wave argon discharges : Study of the light emission,” *Journal of applied physics*, vol. **61**, pp.1740, 1987.
- [29] A. Sáinz and M. C. García, “Spectroscopic characterization of a neon surface-wave sustained (2.45 GHz) discharge at atmospheric pressure,” *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. **63**, no. 9, pp. 948–956, 2008.
- [30] D. L. Crintea, U. Czarnetzki, S. Iordanova, I. Koleva, and D. Luggenhölscher, “Plasma diagnostics by optical emission spectroscopy on argon and comparison with Thomson scattering,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **42**, no. 4, p. 045208, 2009.
- [31] M. Calzada, “Spectroscopy of the discharges created and maintained by a surface-wave,” *Memorie della Società Astronomica Italiana Supplement*, vol. **7**, pp. 198–208, 2005.
- [32] M. Böke, G. Himmel, I. Koleva, and M. Schlüter, “Axial variation of line emission from surface wave sustained discharges,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **32**, no. 18, pp. 2426–2432, Sep. 1999.
- [33] C. Moutoulas, M. Moisan, L. Bertrand, J. Hubert, J. L. Lachambre, and a. Ricard, “A high-frequency surface wave pumped He-Ne laser,” *Applied Physics Letters*, vol. **46**, no. 4, p. 323, 1985.
- [34] M. Chaker, M. Moisan, and Z. Zakrzewski, “Microwave and RF surface wave sustained discharges as plasma sources for plasma chemistry and plasma processing,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. **6**, no. 1, pp. 79–96, 1986.
- [35] Z. Kiss’ovski, M. Kolev, a Ivanov, S. Lishev, and I. Koleva, “Small surface wave discharge at atmospheric pressure,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **42**, no. 18, p. 182004, Sep. 2009.
- [36] T. Ishihara and S.-C. Lin, “Theoretical modeling of microwave-pumped high-pressure gas lasers,” *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, vol. **48**, no. 4, pp. 315–326, 1989.
- [37] A. J. Mendelsohn *et al.*, “A microwave-pumped XeCl* laser,” *Applied Physics Letters*, vol. **38**, no. 8, p. 603, 1981.
- [38] H. H. Klingenberg and F. Gekat, “1.3 mJ XeCl laser pumped by microwaves,” *Applied Physics Letters*, vol. **58**, no. 16, p. 1707, 1991.
- [39] F. Iza, S. Member, and J. A. Hopwood, “Low-Power Microwave Plasma Source Based on a Microstrip Split-Ring Resonator,” vol. **31**, no. 4, pp. 782–787, 2003.

- [40] F. Iza and J. Hopwood, “Split-ring resonator microplasma: microwave model, plasma impedance and power efficiency,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **14**, no. 2, pp. 397–406, 2005.
- [41] J. Gregório, L. L. Alves, O. Leroy, P. Leprince, and C. Boisse-Laporte, “Microwave microplasma sources based on microstrip-like transmission lines,” *The European Physical Journal D*, vol. **60**, no. 3, pp. 627–635, 2010.
- [42] A. M. Bilgic, U. Engel, E. Voges, M. Kückelheim, and J. A. C. Broekaert, “A new low-power microwave plasma source using microstrip technology for atomic emission spectrometry,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **9**, no. 1, pp. 1–4, 2000.
- [43] J. Pollak, M. Moisan, and Z. Zakrzewski, “Long and uniform plasma columns generated by linear field-applicators based on stripline technology,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **16**, no. 2, pp. 310–323, 2007.
- [44] J. J. Narendra, T. A. Grotjohn, and J. Asmussen, “Microstripline applicators for creating microplasma discharges with microwave energy,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **17**, no. 3, p. 035027, 2008.

Table des figures

Figure I.1 : Structure de gaine des deux familles de fibres optiques à cœur creux : (a) Fibre à BIP, (b) Fibre à maille Kagomé. Dans les deux cas, les régions noires représentent l'air et les régions grises représentent la silice.	27
Figure I.2 : Représentation du facteur de mérite pour les capillaires et pour les fibres optiques à cœur creux.	29
Figure I.3 : (a) Photographie de la PMC originale (Photonic Microcell). Ses dimensions sont ici comparées à celle d'une allumette (photo issue de [4]). (b) Photographie d'une PMC commerciale adaptée au dépôt de lasers à haute puissance.	30
Figure I.4 : Spectres de puissance montrant l'évolution des raies Stokes et de pompe (extraits de la référence [6])	31
Figure I.5 : Spectre d'un peigne de fréquences (issu de [7]).....	32
Figure I.6 : (a) Transition des ions de terres rares communément utilisés. (b) Pertes d'absorption théoriques de la silice en fonction de la longueur d'onde.	36
Figure I.7 : Exemples de courbes de Paschen pour différents gaz et distance inter-électrodes (issu de [19] et [20]).....	40
Figure I.8 : Evolution du diamètre interne minimal des tubes de décharge DC au cours des dernières années. La ligne jaune représente la limite de l'état de l'art.....	40
Figure I.9 : (a) Schéma du banc expérimental pour l'amorçage de plasma DC dans des capillaires de décharge utilisé par Shi <i>et al.</i> . (b) Photographie d'un plasma maintenu dans un tube de verre de 250 μm de diamètre interne (issue de [21])......	41
Figure I.10 : (a) Schéma du banc expérimental utilisé par Ji <i>et al.</i> Et (b) photographie du plasma à barrière diélectrique de surface amorcé dans un capillaire (issu de [23])......	43
Figure I.11 : Image d'un surfaguide commercialisé (SAIREM http://www.sairem.com/fiches_techniques/produits/applicateursMO/SURFAGUIDE_WR340_EN.pdf).	46
Figure I.12 : Représentations schématiques : d'une coupe transverse d'un surfatron (issu de [25]) (a) et de la distribution des lignes de champ électrique au niveau du gap (b).....	47
Figure I.13 : Evolution schématique et représentative de la densité électronique le long de la colonne plasma créée dans le tube de décharge rempli de gaz. Arbitrairement, l'origine de l'axe z est prise au niveau du gap du surfatron. La colonne de plasma s'étend alors d'une part vers les z positifs, d'autre part vers les z négatifs. La colonne s'étend toutefois préférentiellement vers les z positifs du fait de la forte atténuation de la partie métallique sur le bout de colonne s'étendant à l'intérieur de la cavité résonnante (<i>i. e.</i> vers les z négatifs)...	48
Figure I.14 : Evolution schématique des courbes de dispersion du mode plasma et des modes de guide en fonction de la densité électronique.	49
Figure I.15 : Photographies des 3 types d'excitateurs basés sur des résonateurs microstrip permettant l'amorçage et le maintien de plasmas microondes dans le gaz présent dans un gap de quelques centaines de micromètres.	53
Figure I.16 : Représentation schématique de deux configurations d'excitateurs de microplasmas microondes dans un capillaire basées sur une technologie de lignes microstrip (issu de [44])......	54

Chapitre II

Guidance optique dans les fibres à cristal photonique à cœur creux

Les principes de guidage des deux familles de fibres à cristal photonique à cœur creux sont présentés dans ce chapitre. La fibre Kagomé et son guidage par "couplage inhibé" sont mis en avant pour répondre aux besoins de création dans une fibre optique creuse de microplasmas émettant dans l'UV.

I. Introduction

Nous verrons tout d'abord dans ce second chapitre un rapide exposé des deux familles de fibres à cristal photonique à cœur creux. Leur mécanisme de guidage sera détaillé. Celui de la fibre à maille Kagomé fera suite au mécanisme de guidage maintenant bien établi des fibres à bande interdite photonique. Cette étude comparative entre les deux types de fibres nous permettra de voir le potentiel démontré mais néanmoins toujours émergent de la famille des fibres dites à maille Kagomé et qu'elle seule, grâce à ses propriétés, peut répondre à nos objectifs de vouloir créer un plasma dans une fibre à cristal photonique, dans le but à plus long terme d'observer un guidage et d'obtenir un effet laser dans le domaine UV. Nous verrons donc par la suite tout au long de ce manuscrit que cette fibre Kagomé a été une pièce maitresse des travaux menés (tant expérimentaux que théoriques). C'est pour cela tout d'abord que durant ces travaux de thèse, nous nous sommes efforcés de mieux comprendre le mécanisme de guidage par "couplage inhibé" dans les fibres à maille Kagomé pour tendre à la fabrication d'une fibre à cœur creux efficace pour une gamme spectrale comprise entre 400 et 500 nm (ou encore dans l'UV) et présentant de très faibles pertes de propagation.

II. Les fibres à cristal photonique à cœur creux

II.1 Les fibres à cœur creux à bande interdite photonique (maille triangulaire)

II.1.a Principe de guidage des fibres à cœur creux à bande interdite photonique

Le principe de la bande interdite photonique (BIP) a été présenté pour la première fois par Yablonovitch en 1987 [1]. Ce principe intervenant dans des structures périodiques se trouve être un équivalent à celui des bandes interdites électroniques dans la physique du solide. Jusqu'en 1995, cette notion était limitée à une configuration où le vecteur d'onde de l'onde est perpendiculaire au plan de périodicité (configuration dite "in-plane"). A partir de cette date, le principe de la BIP a été étendu à une configuration hors-plan ("out-of plane"), et pour laquelle, le vecteur d'onde est rasant avec le plan de périodicité. La BIP hors-plan a été démontrée théoriquement [2] par Philip Russell et ses collègues, en proposant une fibre optique avec une gaine consistant en un agencement périodique de trous d'air dans une matrice de verre ; la "fibre à cristal photonique" (ou PCF) est alors née [3]. Enfin, la structure proposée montre un mode de guidage par BIP hors plan (que l'on notera BIP tout court dans la suite du manuscrit) même pour des indices effectifs en dessous de 1 ; la possibilité de guidance optique par BIP dans un cœur creux est théoriquement confirmée. Ainsi, après que Birks *et al.* [3] ont démontré théoriquement qu'un guidage de modes optiques par bande interdite photonique (et non plus par réflexion totale interne) était possible dans une PCF à cœur solide [4] en 1997, deux années plus tard, Cregan *et al.* ont observé expérimentalement un guidage de lumière dans le cœur d'air d'une fibre à cristal photonique [5]. Cependant, les très fortes pertes observées ne représentaient pas une preuve suffisante d'un guidage par BIP. Il a fallu attendre la fin de 2002 pour la confirmation univoque d'un guidage par BIP dans une PCF à cœur creux, avec la fabrication par la société américaine Corning d'une fibre creuse ayant des pertes de transmission aussi faibles que 13 dB/km [6].

Les modes optiques se propageant au sein du cœur d'une fibre optique sont caractérisés par une constante de propagation β correspondant à la projection sur l'axe de propagation du vecteur d'onde avec une magnitude k (figure II.1). Ces deux constantes sont

liées par l'expression $\beta = n_{eff} \cdot k$ qui introduit l'indice effectif du mode considéré n_{eff} . Cet indice effectif pour la ligne d'air est égal à 1.



Figure II.1 : Représentation schématique de la constante de propagation β et du vecteur d'onde k dans une fibre à BIP à cœur creux.

Cette relation entre β et k pour chaque mode existant peut être représentée sous forme d'un diagramme de dispersion. Ce diagramme est habituellement normalisé par la valeur Λ du pitch de la gaine microstructurée définie comme l'espacement entre deux plots de silice. On parlera alors de constante de propagation normalisée $\beta\Lambda$, et de magnitude de vecteur d'onde normalisé $k\Lambda$ (aussi appelé fréquence normalisée). La relation entre l'indice effectif, la constante de propagation et la magnitude du vecteur d'onde devient $\beta\Lambda = n_{eff} \cdot k\Lambda$.

Des méthodes numériques basées sur la résolution de l'équation de Maxwell-Helmholtz permettent de calculer ces courbes de dispersion pour chaque $\beta(\omega, k)$ ou de manière similaire pour chaque fréquence angulaire $\omega(\beta, k)$, *i.e.* toutes les fréquences propres pour toutes les constantes de propagation β étudiées et cela pour une structure photonique particulière. L'approche consiste à résoudre l'équation en tant que problème à valeurs et vecteurs propres où il est question de trouver le couple (β, k) ou (n_{eff}, k) des ondes électromagnétiques qui ne sont pas solution de l'équation. Le résultat de cette opération est un diagramme mettant en évidence les couples (β, k) pour lesquels aucun mode ne peut s'installer dans le cristal photonique considéré. Ces régions constituent les "bandes interdites photoniques" pour lesquelles il est possible de guider une onde optique en créant un défaut dans le cristal photonique (ici dans le cas étudié, dans un cœur creux d'air).

Une représentation plus détaillée de la résolution de l'équation Maxwell-Helmholtz s'appuie sur le calcul de la densité d'états photonique $\rho(k, n_{eff})$ (DOPS en anglais, Density Of Photonic States) qui est définie comme le nombre de modes électromagnétiques par cellule élémentaire et par unité de longueur axiale sur une plage infinitésimale de nombre d'onde et une plage infinitésimale d'indice effectif. Un exemple de diagramme DOPS est représenté sur la figure II.2. Les bandes interdites photoniques sont les régions dans le plan (k, n_{eff}) où la densité d'états photoniques est nulle.

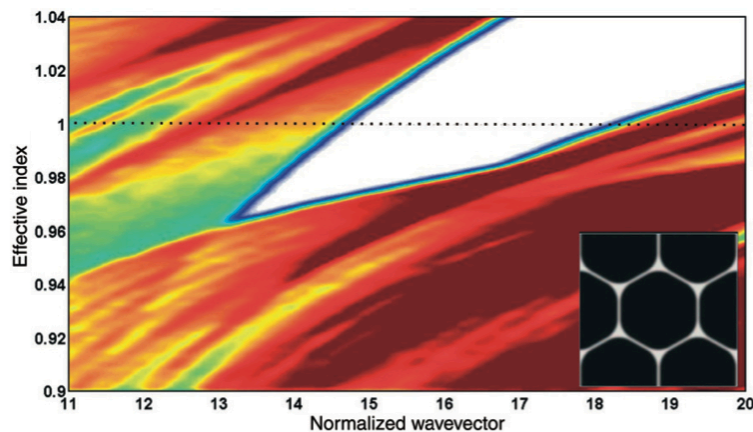


Figure II.2 : Exemple d'un diagramme de densité d'états photonique pour un réseau (montré en insert) comportant une fraction d'air de 92% (issu de [7]).

Les couleurs représentent la densité d'états des modes supportés par la structure : les couleurs foncées correspondent aux zones de forte densité et inversement celles en clair aux zones de faible densité. Cette cartographie permet de délimiter précisément la BIP qui sera donc représentée sur la figure II.2 par la zone blanche. Aussi, les zones colorées correspondent aux modes de gaine, cette dernière étant formée par une structure périodique. Enfin, ces modes sont des modes de Bloch étendus sur tout le réseau périodique formant la gaine [8]. L'identité et la nature de ces modes ne sont pas déduites des calculs numériques utilisés, qui permettent de déterminer ces diagrammes de dispersion et de densités d'états mais ne fournissent aucune explication claire sur le mode d'opération du guidage. Une meilleure compréhension du mécanisme de guidage par bande interdite photonique est réalisable en dressant un parallèle avec le modèle des liaisons fortes utilisé dans la physique du solide, celui-ci ayant permis de décrire l'origine de la formation des bandes électroniques [8]. Voyons ici un descriptif de cette analogie simple et intuitive avec une considération à 1 seule dimension. Dans un cristal, les bandes électroniques sont le résultat d'une hybridation due à une proximité suffisante entre les atomes isolés identiques qui constituent le cristal. Si on considère un atome isolé, il possède de manière bien définie ses propres niveaux d'énergie et de fonctions d'onde qui correspondent aux possibles états qu'un électron de cet atome peut occuper dans le puits de potentiel créé par le noyau de l'atome. Maintenant, le fait de ne plus considérer cet atome isolé mais entouré d'atomes voisins identiques sur les sites du cristal va venir modifier de manière forte l'état électronique de chaque atome et venir former une bande de niveaux d'énergie dont les fonctions d'onde sont une superposition linéaire des fonctions d'onde délocalisées des atomes isolés. L'analogie avec la photonique peut commencer en considérant

un cristal photonique exhibant une structure périodique. En effet, alors que les électrons des atomes sont piégés dans des puits de potentiel créés par l'attraction électrostatique des noyaux, les photons sont piégés/guidés dans des puits de potentiel situés dans le milieu de haut indice de la structure photonique. Dans le cas des fibres microstructurées à BIP à cœur creux, ces sites photoniques sont des constituants structurels de silice. La figure II.3 présente de manière schématique l'analogie entre les deux modèles "état solide" et "photonique", en précisant comment se forment les bandes autorisées par le cristal (constitué de plusieurs sites identiques d'atomes alignés pour le modèle "état solide" et de plusieurs guides d'onde optiques de haut indice de réfraction pour le modèle "photonique") en fonction de l'espacement entre eux-ci.

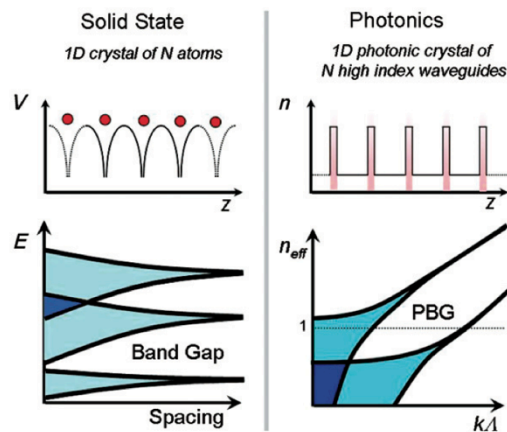


Figure II.3 : Représentation schématique de l'analogie entre les modèles de la physique de l'état solide et de la photonique (issu de [7]).

La répartition d'énergie des électrons tracée en fonction de l'espacement entre les atomes du cristal trouve comme équivalent le tracé de l'indice effectif des modes électromagnétiques pouvant se propager dans le cristal de la gaine microstructurée de la fibre en fonction de la fréquence spatiale normalisée $k\Lambda$. La figure II.4 montre, cette fois de manière simulée en utilisant la théorie des modes couplés, un tel diagramme de dispersion (pour le mode fondamental et le premier mode d'ordre élevé) dans le cas d'une tige de silice isolée dans l'air, et pour le cas d'un réseau 1D de plots placés périodiquement dans une matrice d'air.

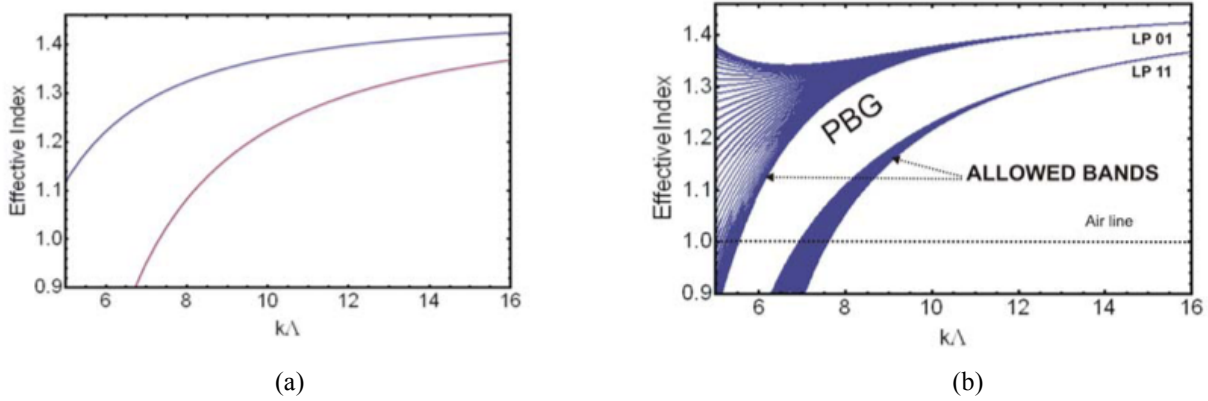


Figure II.4 : Courbes de dispersion du mode fondamental et du premier mode d'ordre élevé pour une tige de silice isolée (a) et pour un réseau à une dimension de tiges de silice (b) (issues de [9]).

On peut voir clairement ici l'influence de l'espacement entre ces plots et donc du couplage résultant. En effet, quand l'espacement est important les modes autorisés dans ces tiges sont peu ou pas couplés entre eux (avec par conséquent la présentation d'un diagramme de bande discrétisé), tandis que quand cet espacement diminue, un couplage apparaît entre les modes élargissant la plage d'indice effectif des bandes photoniques "permises". L'interaction et la modification des modes pouvant se propager seront d'autant plus importantes que les tiges de silice sont de plus en plus proches. Le mode avec le plus haut indice effectif correspond au mode fondamental de la structure et correspond au mode SFM "Space-Filling Mode" du modèle de guidage par saut d'indice modifié (en anglais : Modified Step-Index (MSI)) proposé pour expliquer les propriétés de guidage des PCF guidant par réflexion totale interne. Aussi, le mode fondamental de la structure est l'analogue de l'état lié dans un cristal. Sur ce graphique apparaît l'existence d'une bande interdite photonique pour une plage d'indice effectif inférieure à la ligne d'air (*i.e.* $n_{eff}=1$). Il est donc possible de confiner et guider la lumière pour les fréquences correspondantes à cette plage à l'intérieur d'un défaut, c'est à dire dans notre cas au sein d'un cœur creux constitué d'air. A noter, que ce modèle est un modèle qualitatif ayant pour but l'illustration de la formation des BIP et la nature des états photoniques permis de la structure. Dans ce contexte, le modèle ne tient délibérément pas compte des modes du milieu de bas indice (ici l'air) et qui existent pour $n_{eff}<1$.

Ce modèle a pu être validé de manière théorique mais aussi expérimentale en démontrant le confinement de la lumière dans une véritable structure photonique constituant la gaine d'une fibre à cristal photonique à cœur creux (la cellule unitaire de la structure est montrée dans l'insert de la figure II.2). Dans le cas de cette fibre, la cellule élémentaire classique du cristal photonique est constituée de 6 plots de silice répartis de manière

hexagonale, reliés entre eux par de fins ponts de silice pour des considérations pratiques de fabrication. La figure II.5 représente un diagramme de densité d'états calculé pour le cas d'une fibre à cœur creux présentant une gaine avec la cellule élémentaire présentée en insert. La bande interdite identifiée va être délimitée par la trajectoire de différents modes de gaine. Ces modes de gaine peuvent être de trois natures : les modes se propageant dans les plots de silice et délimitant la limite basse-fréquence de la bande de transmission de la fibre creuse, ceux se propageant dans les ponts de silice et enfin ceux se propageant dans les trous d'air. Les deux derniers modes se superposent pour délimiter aussi bien la limite haute-fréquence de la transmission de la fibre que la profondeur de la BIP. En insert, les images en champ proche viennent illustrer les différents modes pouvant s'installer dans la structure dus aux trois types de résonateurs.

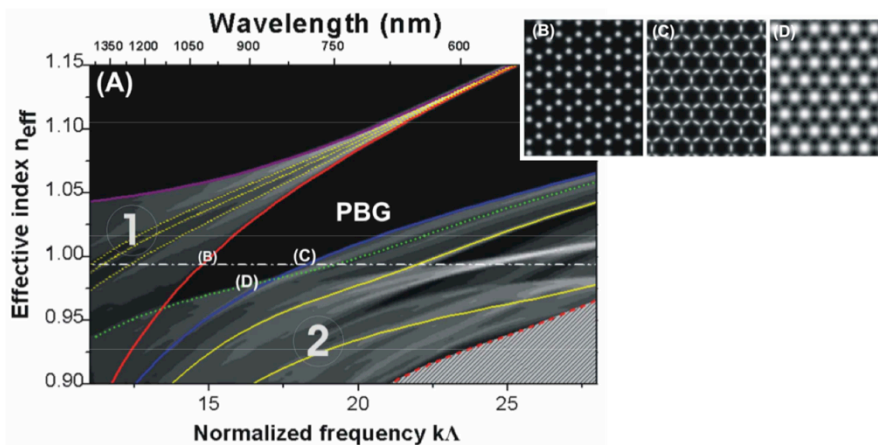


Figure II.5 : Diagramme de densité d'états simulé d'une fibre à cœur creux à maille triangulaire (en insert : cellule élémentaire prise en compte avec différentes images en champ proche des modes présents dans les trois types de résonateurs (issu de [8])).

L'influence des paramètres géométriques de ces trois résonateurs sera présentée par la suite mais on peut déjà observer que ce sont principalement les ponts de silice qui délimitent la plus grande fréquence de la plage de transmission de la fibre considérée. Cette présentation théorique a pu être démontrée expérimentalement par Couny *et al.* [8] par le relevé de la bande de transmission et des différentes images en champ proche des modes mis en jeu après la propagation d'une lumière blanche dans une fibre à cristal photonique à cœur creux. Cela a permis de mettre en évidence le rôle des différents résonateurs dans la formation de la BIP et dans la structuration de ses limites fréquentielles (ou spectrales). Cette BIP présente donc une largeur de bande limitée et quand le mode de cœur se rapproche en limite de la BIP, un fort couplage (dû à une forte intégrale de recouvrement) se produit entre les modes de gaine et du

cœur. Ceci se traduit par une forte augmentation des pertes de transmission du mode de cœur. De nombreux modes de surface viennent aussi participer à l'augmentation du recouvrement entre le mode de cœur et la silice.

Voyons maintenant quelle est l'influence des changements des différents paramètres géométriques de la structure de la gaine microstructurée sur la position de la BIP et sur sa largeur. Un des paramètres clés repose sur la fraction d'air qui compose la microstructure de la fibre. La figure II.6 montre comment la largeur de la BIP (toujours représentée par la zone blanche) évolue en fonction de la fraction d'air définie par le rapport D/Λ (D étant le diamètre interne du trou d'air, ici simplifié avec une forme cylindrique, délimité par les ponts de silice adjacents) sur les diagrammes de bande.

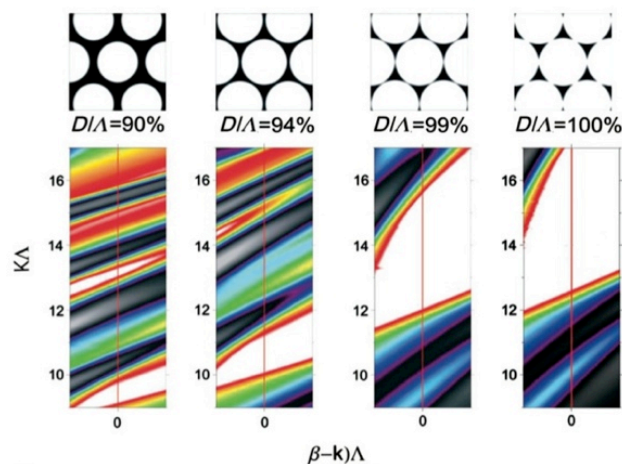


Figure II.6 : Représentation à l'aide de diagrammes de densité d'états de l'influence de la fraction d'air (les différentes fractions d'air considérées sont illustrées) sur la position et la largeur de la BIP (issue de [7]).

Les images associées montrent les différentes structures de la cellule élémentaire triangulaire considérée pour des valeurs de fraction d'air variant de 90 à 100%. Il est à noter que durant le tirage de ces fibres, la cellule élémentaire aura plutôt une forme hexagonale que circulaire due principalement aux forces engendrées par la pressurisation dans la gaine, impliquant des courbures au niveau des plots, mais la tendance sur l'influence de la fraction d'air reste la même pour les deux formes. Ainsi, on peut voir que plus la fraction d'air augmente, plus la bande s'élargit et ceci de manière exponentielle à partir d'une certaine valeur seuil de D/Λ (ici autour de 92% d'air). Aussi, une augmentation de la valeur D/Λ implique un décalage de cette bande interdite vers les plus grandes fréquences. On peut aussi observer que pour certaines conditions une autre bande interdite apparaît. Les deux tendances de l'influence du paramètre D/Λ montrent clairement l'intérêt de tendre vers une microstructure de gaine de la fibre qui

présente une quantité d'air importante pour ouvrir le plus possible la BIP, en essayant d'avoir des épaisseurs de ponts les plus fines possible et des plots de silice moins volumineux (les ponts de silice n'étant là que pour soutenir la structure périodique de plots). Il est cependant très difficile du point de vue de la fabrication de ces fibres d'obtenir ces forts niveaux de fraction d'air tout en gardant une structure correcte.

II.1.b Etat de l'art des pertes de propagation des fibres à cœur creux à maille triangulaire

Comme il vient d'être montré, les fibres à cœur creux à maille triangulaire ont largement été étudiées et ont permis de fixer l'état de l'art en terme de performance de pertes de propagation des fibres creuses avec la valeur record de 1,2 dB/km à 1550 nm [10]. Cependant, comme présenté ci-dessus, ce type de fibre montre aussi des limites inhérentes à sa structure géométrique même. La principale limite concerne la largeur de la BIP au niveau et en dessous de la ligne d'air, limitée autour de 70 THz. Cette limite est inhérente au "spectre modal" de la gaine, où la bande de transmission est nécessairement délimitée par les bords de deux bandes permises de la structure photonique de la gaine. En outre, il est très difficile, voire même impossible, de dimensionner la fibre pour situer cette bande interdite sur une plage spectrale située à de hautes fréquences (ou autrement dit à de courtes longueurs d'onde), c'est à dire en dessous de 500 nm, malgré une alternative expérimentale qui a consisté à ouvrir une deuxième bande interdite à des longueurs d'onde plus courtes (autour de 1064 nm) en visant des paramètres géométriques d'épaisseur de ponts et de pitch particuliers [11]. En effet, cela nécessiterait un pitch $\Lambda = 0.48 \mu\text{m}$ pour un guidage, par exemple, autour de 200 nm avec une fibre telle que celle présentée en figure II.2 où la fréquence normalisée $k\Lambda$ est égale à ~ 15 . Un pitch aussi petit pose des difficultés de fabrication, mais aussi la fibre souffrirait d'atténuation linéique fortes à cause du recouvrement du mode du cœur avec la silice et par conséquent de l'effet de pertes par diffusion Rayleigh de la silice. Nous détaillerons par la suite les restrictions d'un point de vue modal qui sont présentes dans ces fibres.

Il a été primordial à partir de ces constatations, et dans le but de répondre aux besoins de nombreuses applications, d'élargir la largeur de la bande de transmission des fibres à cristal photonique à cœur creux. C'est un nouveau type de fibre à cœur creux, appelée fibre à maille de Kagomé, qui a permis de franchir une nouvelle étape.

II.2 Les fibres à cœur creux à maille de Kagomé

II.2.a Principe de guidage des fibres à cœur creux à maille de Kagomé

La figure II.7 présente différentes réalisations de fibres à cœur creux à maille de Kagomé qui ont été publiées. On peut voir que la structure de ces fibres diffère de celle des fibres à BIP. En effet, le réseau microstructuré n'est plus constitué d'un agencement triangulaire de trous dans une matrice de silice mais est composé d'un réseau périodique et chevauché "d'étoiles de David". Aussi, quand ce type de fibre est éclairé sous un microscope par une lumière blanche, la lumière transmise par le cœur est blanche en opposition aux fibres à maille triangulaire où l'on observe majoritairement "une seule couleur", sous-entendant donc un nombre de longueurs d'onde guidées beaucoup plus faible.

C'est en 2002 que la première fabrication d'une fibre Kagomé a été proposée par Benabid *et al.* dans laquelle un guidage a pu être démontré avec des pertes de transmission autour de 1 dB/m, valeur de pertes typique pour les premières réalisations de ces fibres.

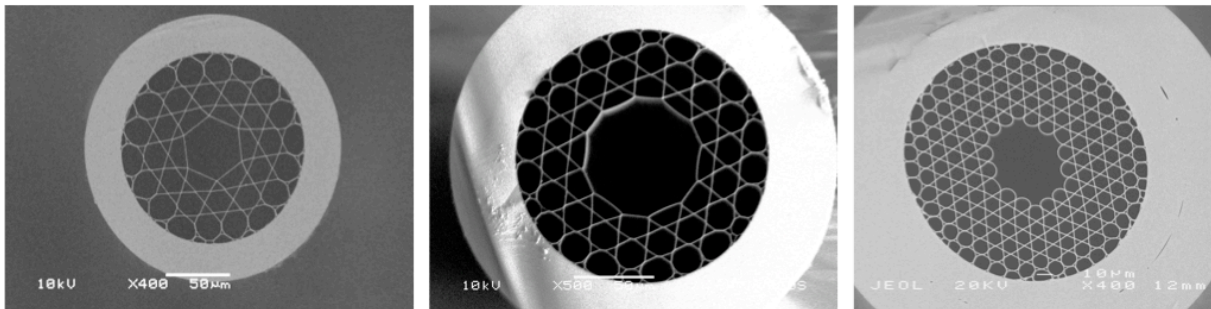


Figure II.7 : Exemples de réalisations de fibres optiques à cœur creux à cristal photonique à maille Kagomé.

La particularité majeure de ce type de fibre réside dans la fenêtre de transmission qui se trouve élargie en comparaison des fibres à BIP à des valeurs pouvant atteindre 1000 THz. De plus, des bandes de transmission d'ordre élevé peuvent apparaître [12]. De part ce changement de performances optiques, le principe de guidage de la fibre Kagomé a suscité beaucoup d'interrogations durant les premières années. Tout d'abord, il a été observé que la bande de transmission correspondait à une très faible densité d'états photoniques de la structure photonique de la gaine [13]. Aussi, une analogie entre le guidage de ces fibres et celui des fibres de Bragg a été faite [14] mais n'a pas apporté d'explications suffisantes sur le phénomène physique mis en jeu. Ce n'est que très récemment que l'explication de ce mécanisme de guidage a pu être présentée. Nous verrons ici les premières études et théories sur ce guidage qui seront ensuite complétées dans le chapitre III par de nouveaux travaux

théoriques et expérimentaux venant détailler et appuyer le concept dit de "couplage inhibé" (Inhibited Coupling en anglais) mis en jeu.

Tout d'abord, nous pouvons voir sur la figure II.8.a un diagramme de densité d'états pour une fibre présentant une cellule élémentaire de maille Kagomé (montrée en insert). Pour rappel et comparaison, ce diagramme est aussi présenté en figure II.8.b pour le cas de la fibre à maille triangulaire caractérisée par une BIP. Ce qui se distingue clairement ici est que dans tout l'espace $n_{\text{eff}}-k\Lambda$ exploré, le diagramme est rempli de modes (d'états). Il ne présente donc aucune zone blanche de densités d'états nulles (ou autrement dit aucune bande interdite) autour de la ligne d'air. Les zones en bleu correspondent aux zones de faibles densités d'états tandis que celles en rouge montrent les zones de fortes densités. Cette fibre exhibe donc un continuum de modes de gaine. On distingue ici deux zones de faible densité entourant une zone de forte densité et qu'une de ces deux bandes est présente sur une plage de grandes fréquences ($k\Lambda$ autour de 100). Les fortes zones rouges correspondent aux courbes de dispersion des modes de trous d'air de la gaine. On peut voir que celles-ci cohabitent avec le reste sans trop de couplage. La présence possible de mode de cœur au milieu de ce continuum de modes de gaine est la partie intrigante du guidage s'opérant dans ces fibres. Cette coexistence d'un état lié au milieu d'un continuum a été proposée par Von Neumann et Wigner concernant la mécanique quantique [15]. Ce concept a pu être étendu à des structures photoniques [16].

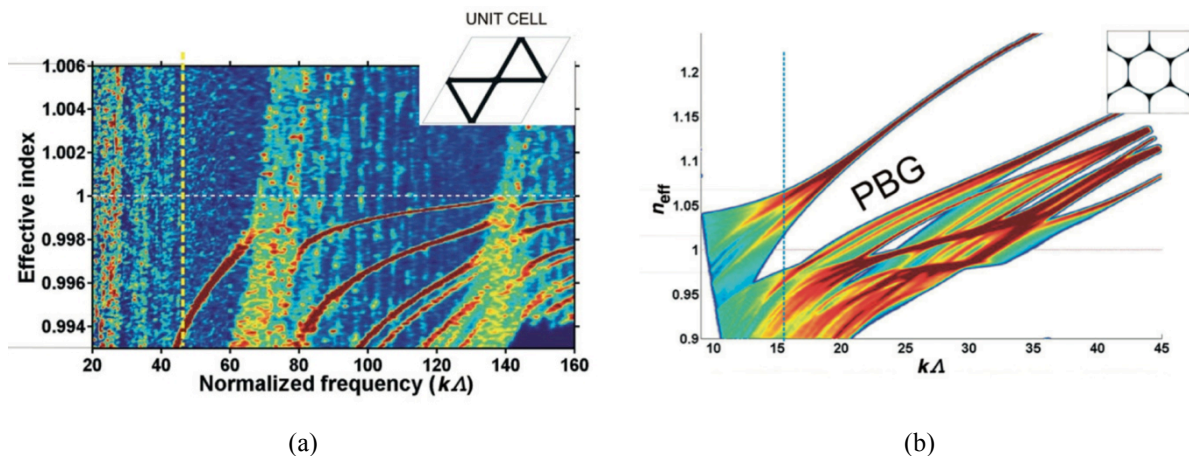


Figure II.8 : Diagramme de densités d'états pour une fibre (a) à maille de Kagomé et (b) à maille triangulaire (BIP).

Pour le cas de la fibre Kagomé, un guidage de modes de cœur (avec des indices effectifs et des fréquences qui résident au sein de ce continuum) est possible malgré un fort accord entre les composantes longitudinales du vecteur d'onde (différence des constantes de propagation

$\Delta\beta \approx 0$) du mode de gaine et de cœur. L'existence de modes de cœur au milieu d'un continuum de modes est due à un fort désaccord entre les composantes transverses du vecteur d'onde des modes de pont et des modes de cœur causé par une oscillation rapide du champ transverse dans ces ponts de silice [16]. En effet, les modes de gaine sont des modes qui présentent un fort nombre azimutal m [17] en comparaison avec les modes de cœur d'air qui varient eux de manière plus lente. 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 :

$$m = n_{eff}(l/\lambda)(1 - \pi \frac{t}{l}) \quad (II.1)$$

La structure de gaine de la fibre Kagomé est alors vue comme une succession d'anneaux [7] où t représente l'épaisseur de ces anneaux et l leur périmètre. La tendance du couplage en puissance en fonction du nombre azimutal décroît fortement avec m et cela de manière exponentielle [17]. Voilà pourquoi le mécanisme de guidage dans les fibres Kagomé porte le nom de "Couplage Inhibé", celui-ci étant dicté et exacerbé par l'obtention et la réduction de l'interaction entre les modes de gaine et de cœur.

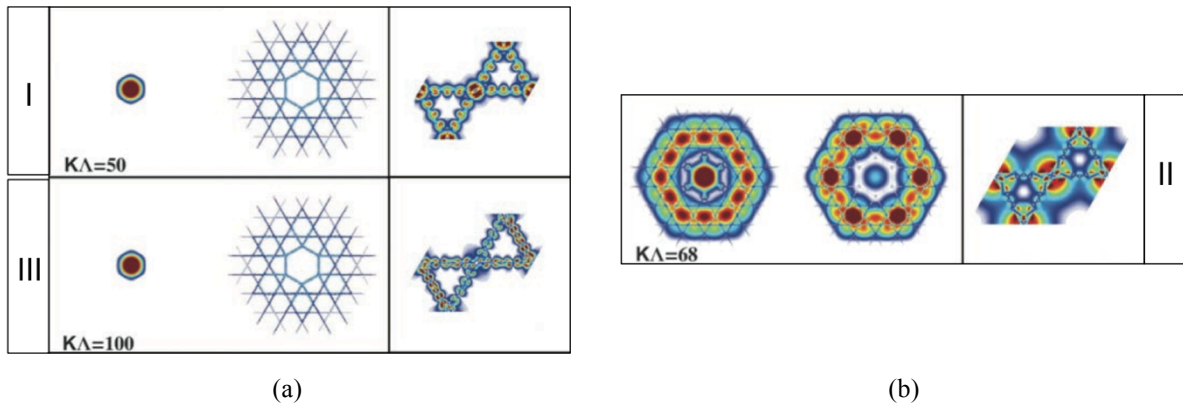


Figure II.9 : Nature des modes d'une fibre Kagomé pour différentes fréquences normalisées du diagramme de densités d'états (issu de [16]).

La figure II.9 présente la nature des différents modes de la fibre Kagomé en fonction des zones de différentes densités (pour les deux zones de faibles pertes de transmission correspondant aux zones de faibles densités d'états sur la figure II.8.a, et pour la zone centrale de faible transmission correspondant à la zone de fortes densités d'états sur la figure II.8.b). Les images représentent la simulation des modes de cœur et de gaine pour la même fréquence normalisée (précisée sur les images) et pour les mêmes indices effectifs. La structure simulée est basée sur une structure finie qui présente un défaut de cœur. On remarque que, pour les

deux parties I et III, le mode de cœur est fortement confiné dans le cœur d'air avec une distribution d'énergie gaussienne, correspondant à une distribution de phase variant très lentement. De plus, les modes de gaine, correspondant au même couple de fréquence et d'indice que le mode de cœur, sont bien localisés dans les ponts de silice et non pas dans les trous d'air autour. A contrario, on peut voir que dans la zone II, un couplage important se produit entre le mode du cœur et ceux de la gaine. Ici, les modes des ponts de silice entrent en fort couplage avec ceux des trous d'air de la microstructure. Celui-ci est dû à un accord de phase des composantes transverses du vecteur d'onde dans la silice et dans l'air s'effectuant aux fréquences suivantes, pour lesquelles le milieu haut-indice (à savoir la silice) cesse d'être anti-résonnant :

$$k\Lambda = \pi i(\Lambda / t) / (\sqrt{n_s^2 - 1}) \quad (\text{II.2})$$

Dans l'équation (II.2), i est un nombre entier positif et n_s l'indice de la silice, et 1 dans la racine est la valeur prise pour l'indice de l'air. Ces fréquences correspondent aux zones de fortes pertes de transmission de la fibre, et viennent délimiter la succession de plusieurs bandes de transmission. Ces fréquences se retrouvent aussi dans le modèle ARROW (Anti-Resonant Reflective Optical Waveguides) [18] où les longueurs d'onde correspondantes (identifiables par les longueurs d'onde dites "de coupure", λ_C) sont estimées par la formule :

$$\lambda_{C,m} = (2t / i) \sqrt{n_s^2 - 1} \quad (\text{II.3})$$

Ainsi, la position et la largeur des bandes de forte transmission sont majoritairement dictées par l'épaisseur des ponts. Plus l'épaisseur sera fine, plus la partie inférieure de la bande fondamentale ($0 < i < 1$) sera repoussée vers les basses longueurs d'onde. On voit donc l'intérêt de couvrir le plus largement possible le spectre optique en réalisant des ponts très fins. Des travaux ont été menés avec la fabrication de différentes fibres pour venir les affiner. Pour ce faire, l'utilisation d'une pressurisation forte de la gaine au moment du fibrage est la méthode la plus couramment utilisée [19]. En parallèle, différents designs ont été étudiés avec notamment la conception d'une maille de gaine avec une forme carrée [20] permettant à la fois de réduire le nombre de nœuds et d'allonger les tiges de silice. Enfin le guidage par "couplage inhibé" a aussi été démontré dans des fibres tout solide [21].

II.2.b Etat de l'art des pertes de propagation des fibres à cœur creux à maille Kagomé

Depuis 2002, avec la première démonstration d'un guidage dans une fibre à maille Kagomé présentant des pertes de l'ordre du dB/m, de nombreuses autres fabrications ont été menées. Un travail sur l'optimisation de la structure de la gaine pour réduire le couplage entre les modes de cœur et de gaine a été mené, comme cité précédemment, en essayant d'affiner les ponts de silice de la gaine ou en diminuant la taille des jonctions (nœuds) entre ces ponts. En dépit de ces nombreux travaux le niveau de pertes de ces fibres est resté relativement haut, supérieur à 500 dB/km. Ce n'est qu'à partir de 2010 que les nouveaux résultats de Wang *et al.* sont venus diminuer drastiquement les pertes. En effet, des valeurs de pertes de l'ordre de 180 dB/km ont été obtenues dans [22], suivi par un nouveau record de 40 dB/km à 1550 nm dans [23] puis de 30 dB/km dans [24] à 1550 nm également. Aussi des pertes de 34 dB/km ont été rapportées dans l'infrarouge plus lointain à 3050 nm [25]. Pour le domaine du proche visible, un minimum de pertes record a été fixé à 70 dB/km [26] pour des longueurs d'onde autour de 750 nm. Cette diminution importante des pertes a été obtenue grâce à une nouvelle optimisation des fibres Kagomé se portant sur la forme du cœur, ne présentant plus une forme classique circulaire ou hexagonale mais une couronne délimitant le cœur de la gaine air/silice avec des corolles ayant une courbure dite "négative". Ce nouveau design de fibre est appelé "fibre hypocycloïdale" ou encore fibre à "courbure négative" dans des articles suivants le papier original de Wang *et al.* [27].

Cette forme particulière de contour de cœur hypocycloïdal a pour conséquence d'accroître "l'inhibition du couplage" entre les modes en réduisant le recouvrement spatial avec les modes de gaine (présents dans la couche de silice qui entoure le cœur) qui possèdent un nombre azimutal important et les modes de cœur avec un profil gaussien d'intensité. Aussi cette forme permet de repousser les nœuds de la couronne de silice vers la gaine et par conséquent de les éloigner du rayon de champ de mode, qui dans le cas d'une forme de cœur circulaire correspond quasiment au rayon géométrique du cœur de la fibre. Ces nœuds portent eux un nombre azimutal qui est faible favorisant un couplage beaucoup plus important avec le mode de cœur. L'influence des différents paramètres physiques sur les pertes de confinement de ce type de fibre Kagomé à cœur hypocycloïdal sera démontrée, pour la première fois, théoriquement et expérimentalement dans le chapitre suivant.

III. Comparatif entre les fibres à cœur creux à BIP (leurs limites) et les fibres Kagomé

Le tableau présenté en figure II.10 dresse une comparaison entre les deux familles de fibres à cœur creux.

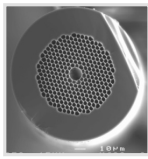
	Fibre à maille triangulaire (BIP)	Fibre à maille Kagomé	
		Non hypocycloïdale	Hypocycloïdale
Largeur de la bande de transmission	- Très étroite (70 THz) - Transmission limitée à l'IR	- Très large avec plusieurs bandes de transmission - Transmission jusqu'à l'UV	- Très large avec plusieurs bandes de transmission - Transmission jusqu'à l'UV
Atténuation	Très faible Record : 1,2 dB/km à 1550 nm	Autour de 1 dB/m	Record : 30 dB/km à 1550 nm 70 dB/km à 780 nm
Recouvrement du mode fondamental avec la silice	Fort	Faible	Très faible
Contenu modal	Modes de surface	Pas de modes de surface	Pas de modes de surface
Dispersion	Forte	Très faible (~ 1 ps/nm/km)	Très faible (~ 1 ps/nm/km)

Figure II.10 : Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des fibres à cristal photonique à cœur creux.

Tout d'abord, les fibres Kagomé ont permis d'étendre très largement le domaine spectral pouvant être "guidé", avec un guidage possible jusqu'à l'ultraviolet (performance des plus importantes pour notre application). La figure II.11 montre que pour guider les longueurs d'onde typiques émises par les différents lasers du marché (633 nm, 800 nm, 1064 nm, 1550 nm) il est nécessaire d'utiliser différentes fibres à BIP tandis qu'une seule fibre Kagomé permet de couvrir l'intégralité de ces 4 longueurs d'onde.

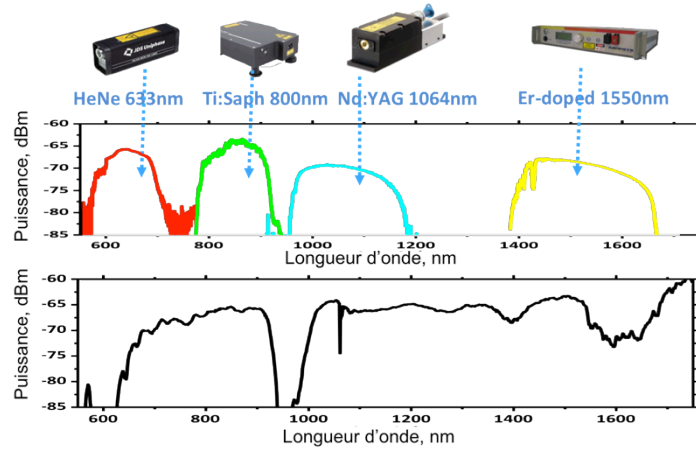


Figure II.11 : Comparaison du guidage des longueurs d'onde des principaux lasers entre des fibres à BIP et une seule fibre Kagomé.

Aussi, on peut voir qu'en terme de performance de guidage, la fibre à BIP détient le record avec les 1,2 dB/km obtenus en 2004. On pourra remarquer que depuis cette date peu ou pas de résultats majeurs ont permis d'aboutir à des avancées significatives avec ce type de fibre. Nous allons voir quelles en sont les raisons et les limites physiques. A l'inverse, depuis 2002, la fibre à maille Kagomé n'a eu de cesse d'être explorée et utilisée. Les travaux, notamment sur la forme de cœur hypocycloïdale, ont permis de démontrer des pertes de transmission proches voire inférieures à l'état de l'art des fibres à BIP selon les longueurs d'onde visées (cf. chapitre III pour les avancées dans ce domaine). Enfin, la fibre Kagomé présente aussi une dispersion chromatique très faible et plate. Cette caractéristique est essentielle pour les applications de transport de forte énergie des lasers ultra-brefs.

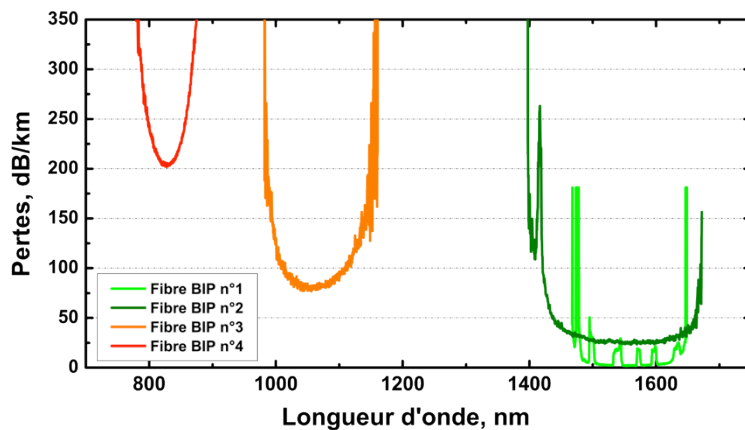


Figure II.12 : Spectres de pertes présentant les pertes record des fibres à BIP autour de 800, 1000 et 1550 nm.

La figure II.12 résume sur un même graphique les meilleures performances en terme de transmission obtenues autour de 800 nm, 1064 nm et 1550 nm avec différentes fibres à BIP. Il ressort clairement que les pertes de transmission de ce type de fibre augmentent très fortement aux courtes longueurs d'onde avec une évolution inversement proportionnelle à λ^3 [10]. Cette dépendance est due aux propriétés modales de ce type de fibres. En effet, de par la nature même de la guidance par BIP, le mode guidé dans le cœur (mode de défaut) présente un profil d'intensité optique ayant un taux de recouvrement avec la silice entourant le cœur non négligeable (typiquement 1% de l'intensité optique réside sur le contour du cœur). Par conséquent, la limitation des pertes de transmission aux faibles longueurs d'onde est principalement due aux phénomènes de diffusion. Ils sont de deux types : la diffusion Rayleigh qui est habituellement observée dans les milieux massifs et la diffusion créée par des inhomogénéités de surface sur la partie interne de la couronne de silice qui entoure le cœur. Ces inhomogénéités sont appelées "ondes de surface capillaire" et sont induites par le procédé de fabrication de ces fibres [10]. Durant le tirage, la matière silice se fige en créant des différences d'épaisseurs sur la couche du cœur le long de la fibre. De nombreux travaux ont été menés, en changeant des paramètres de fibrage ou du matériau, pour tenter de réduire cette rugosité de surface mais avec des résultats insuffisants. Aussi, ce phénomène de pertes par recouvrement avec le contour est exacerbé par la présence de nombreux modes de surface [7] identifiés sur le diagramme de densités de la figure II.13. Ces modes de surface sont présents au sein de la bande interdite et viennent "croiser" le mode fondamental du cœur HE_{11} . En insert, l'image de la répartition d'intensité du mode en champ proche permet de les visualiser autour d'un mode gaussien obtenu grâce aux faibles diamètres de cœur de ces fibres. Ces modes sont présents dans la couche de silice qui entoure le cœur. Des travaux ont été menés pour réduire l'influence de ces modes de surface [28] mais le recouvrement du mode de cœur avec la silice reste important. Le contenu modal d'une fibre à maille Kagomé est plus épuré avec l'absence de ces modes de surface, permettant là aussi de nouvelles perspectives notamment dans le transport de fortes énergies, comme il sera montré par la suite.

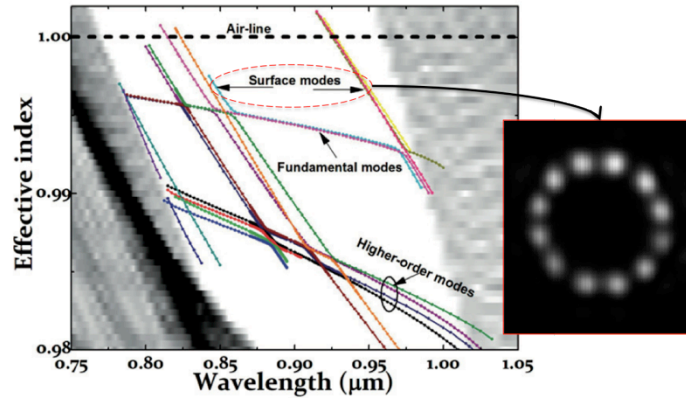


Figure II.13 : Identification des modes de surface d'une fibre à BIP sur le diagramme de densité. En insert : image en champ proche d'un mode de surface (issu de [7]).

Ces limitations inhérentes à la structure de la fibre à maille triangulaire (petits diamètres de cœur, modes de surface, recouvrement spatial avec la silice, forte dispersion chromatique) sont autant d'inconvénients pour répondre par exemple aux besoins grandissants d'applications de transport de puissance de faisceaux lasers à forte cadence.

En conclusion, à la lecture de ces performances et en regard de nos objectifs de réaliser l'amorçage d'un plasma dans une fibre à cristal photonique à cœur creux, seule la fibre à maille Kagomé peut être utile permettant de guider des longueurs d'onde UV tout en ayant des diamètres de cœur suffisamment larges pour réaliser cet amorçage sans souci d'instabilité au cours du temps. Dans le chapitre suivant, nous exposerons l'étude théorique et expérimentale menée pour mieux comprendre l'influence des paramètres géométriques de la structure de la fibre Kagomé sur les pertes de confinement, et l'avancée de l'état de l'art sur les performances de ces fibres lors du présent travail doctoral.

Références bibliographiques

- [1] E. Yablonovitch, “Physical review letters,” vol. **58**, no. 20, pp. 2059–2062, 1987.
- [2] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. **299**, no. 5605, pp. 358–62, 2003.
- [3] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. S. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, “Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures,” *Electronics Letters*, vol. **31**, pp. 1941–1943, 1995.
- [4] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Optics letters*, vol. **22**, no. 7, pp. 484–5, 1997.
- [5] R. F. Cregan, “Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air,” *Science*, vol. **285**, no. 5433, pp. 1537–1539, 1999.
- [6] N. Venkataraman, M. T. Gallagher, C. M. Smith, D. Muller, J. A. West, K. W. Koch, and J. C. Fajardo, “Low Loss (13 dB/km) Air Core Photonic Band-Gap Fibre,” in *ECOC 2002. 28th European Conference on Optical Communication*, 2002, vol. **5**, pp. 1–2.
- [7] 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.
- [8] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, and S. A. Maier, “Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding,” *Optics express*, vol. **15**, no. 2, pp. 325–38, 2007.
- [9] F. Benabid, P. J. Roberts, F. Couny, and P. S. Light, “Light and gas confinement in hollow-core photonic crystal fibre based photonic microcells,” *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*, vol. **4**, pp. 1–9, 2009.
- [10] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, D. Williams, L. Farr, M. Mason, A. Tomlinson, T. Birks, J. Knight, and P. St J Russell, “Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres,” *Optics express*, vol. **13**, no. 1, pp. 236–44, 2005.
- [11] P. S. Light, F. Couny, Y. Y. Wang, N. V Wheeler, P. J. Roberts, and F. Benabid, “Double photonic bandgap hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics express*, vol. **17**, no. 18, pp. 16238–43, 2009.
- [12] S. Février, F. Gérôme, A. Labruyère, B. Beaudou, G. Humbert, and J.-L. Auguste, “Ultraviolet guiding hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics letters*, vol. **34**, no. 19, pp. 2888–90, 2009.
- [13] F. Benabid, “Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology,” *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, vol. **364**, no. 1849, pp. 3439–62, 2006.

- [14] G. J. Pearce, G. S. Wiederhecker, C. G. Poulton, S. Burger, and P. St J Russell, "Models for guidance in kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres," *Optics express*, vol. **15**, no. 20, pp. 12680–5, 2007.
- [15] E. W. J. von Neumann, *Physik. Z.*, vol. **30**, p. 467, 1929.
- [16] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer, "Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs," *Science (New York, N.Y.)*, vol. **318**, no. 5853, pp. 1118–21, 2007.
- [17] H. Kogelnik, *Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir. Springer-Verlag, pp. 7–88.
- [18] N. M. Litchinitser, A. K. Abeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton, "Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides," *Optics letters*, vol. **27**, no. 18, pp. 1592–4, 2002.
- [19] F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, "Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber," *Optics Letters*, vol. **31**, no. 24, p. 3574, 2006.
- [20] F. Couny, P. J. Roberts, T. A. Birks, and F. Benabid, "Square-lattice large-pitch hollow-core photonic crystal fiber," vol. **16**, no. 25, 2008.
- [21] A. Argyros and J. Pla, "Hollow-core polymer fibres with a kagome lattice: potential for transmission in the infrared," *Optics express*, vol. **15**, no. 12, pp. 7713–9, 2007.
- [22] Y. Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, "Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber," *Optics letters*, vol. **36**, no. 5, pp. 669–71, 2011.
- [23] Y. Y. Wang, X. Peng, M. Alharbi, C. F. Dutin, T. D. Bradley, F. Gérôme, M. Mielke, T. Booth, and F. Benabid, "Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high-power ultrashort pulse transportation and pulse compression," *Optics letters*, vol. **37**, no. 15, pp. 3111–3, 2012.
- [24] A. V. V. Nampoothiri, A. M. Jones, C. Fourcade-Dutin, C. Mao, N. Dadashzadeh, B. Baumgart, Y. Y. Wang, M. Alharbi, T. Bradley, N. Campbell, F. Benabid, B. R. Washburn, K. L. Corwin, and W. Rudolph, "Hollow-core Optical Fiber Gas Lasers (HOFGLAS): a review [Invited]," *Optical Materials Express*, vol. **2**, no. 7, p. 948, 2012.
- [25] F. Yu, W. J. Wadsworth, and J. C. Knight, "Low loss silica hollow core fibers for 3-4 μm spectral region," *Optics express*, vol. **20**, no. 10, pp. 11153–8, 2012.
- [26] T. D. Bradley, Y. Wang, M. Alharbi, B. Debord, C. Fourcade-Dutin, B. Beaudou, F. Gerome, and F. Benabid, "Optical Properties of Low Loss (70dB/km) Hypocycloid-Core Kagome Hollow Core Photonic Crystal Fiber for Rb and Cs Based Optical Applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. **31**, no. 16, pp. 2752–2755, 2013.

- [27] Y. Wang, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, “Low Loss Broadband Transmission In Optimized Core-shape Kagome Hollow-core PCF,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*, 2010, p. CPDB4.
- [28] R. Amezcua-Correa, F. Gèrôme, S. G. Leon-Saval, N. G. R. Broderick, T. A. Birks, and J. C. Knight, “Control of surface modes in low loss hollow-core photonic bandgap fibers,” *Optics express*, vol. **16**, no. 2, pp. 1142–9, 2008.

Table des figures

Figure II.1 : Représentation schématique de la constante de propagation β et du vecteur d'onde k dans une fibre à BIP à cœur creux.	67
Figure II.2 : Exemple d'un diagramme de densité d'états photonique pour un réseau (montré en insert) comportant une fraction d'air de 92% (issu de [7]).	68
Figure II.3 : Représentation schématique de l'analogie entre les modèles de la physique de l'état solide et de la photonique (issu de [7]).	69
Figure II.4 : Courbes de dispersion du mode fondamental et du premier mode d'ordre élevé pour une tige de silice isolée (a) et pour un réseau à une dimension de tiges de silice (b) (issues de [9]).	70
Figure II.5 : Diagramme de densité d'états simulé d'une fibre à cœur creux à maille triangulaire (en insert : cellule élémentaire prise en compte avec différentes images en champ proche des modes présents dans les trois types de résonateurs (issu de [8])).	71
Figure II.6 : Représentation à l'aide de diagrammes de densité d'états de l'influence de la fraction d'air (les différentes fractions d'air considérées sont illustrées) sur la position et la largeur de la BIP (issue de [7]).	72
Figure II.7 : Exemples de réalisations de fibres optiques à cœur creux à cristal photonique à maille Kagomé.	74
Figure II.8 : Diagramme de densités d'états pour une fibre (a) à maille de Kagomé et (b) à maille triangulaire (BIP).	75
Figure II.9 : Nature des modes d'une fibre Kagomé pour différentes fréquences normalisées du diagramme de densités d'états (issu de [16]).	76
Figure II.10 : Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des fibres à cristal photonique à cœur creux.	79
Figure II.11 : Comparaison du guidage des longueurs d'onde des principaux lasers entre des fibres à BIP et une seule fibre Kagomé.	80
Figure II.12 : Spectres de pertes présentant les pertes record des fibres à BIP autour de 800, 1000 et 1550 nm.	80
Figure II.13 : Identification des modes de surface d'une fibre à BIP sur le diagramme de densité. En insert : image en champ proche d'un mode de surface (issu de [7]).	82

Chapitre III

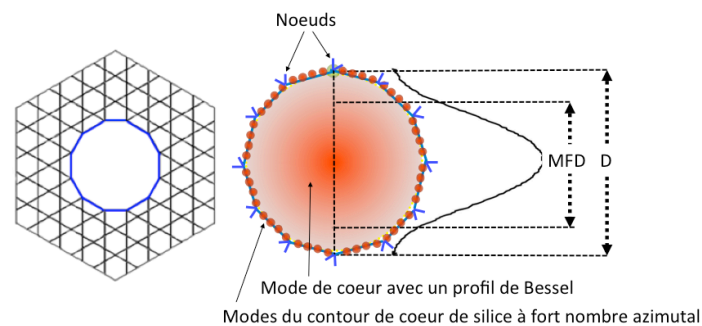
Exacerbation du couplage inhibé dans les fibres à maille de Kagomé par contrôle de la courbure du contour hypocycloïdal du cœur

Le mécanisme de guidage par "couplage inhibé" est développé lors de ce chapitre. Une étude théorique montre l'exacerbation de ce phénomène d'inhibition entre modes de cœur et de gaine, et donc de la réduction des pertes de transmission, par l'augmentation de la courbure des arches du contour du cœur hypocycloïdal. Des fibres expérimentales montreront des pertes record de 17 dB/km à 1 μm .

I. Introduction

Suite à l'introduction du principe de guidance par couplage inhibé [1] en 2007, un effort a été consacré dans l'optimisation de la structure photonique de la gaine afin de réduire les pertes de transmission [2]. Cependant, l'amélioration des performances de transmission des fibres est restée marginale. En 2010, Wang *et al.* [3, 4] ont proposé une alternative pour exacerber le couplage inhibé, et par conséquent la diminution des pertes, en introduisant un contour du cœur creux de forme hypocycloïdale (*i.e.* ayant des courbures négatives). Cette nouvelle approche s'est révélée très "fertile" puisque les pertes de transmission ont pu être réduites par plus d'un ordre de grandeur passant d'un niveau de pertes d'environ 1000 dB/km à un niveau de ~ 100 dB/km. Depuis cette démonstration, les pertes n'ont eu de cesse de baisser dans ces fibres amenant les valeurs à l'ordre de 30-40 dB/km [5].

(a)



(b)

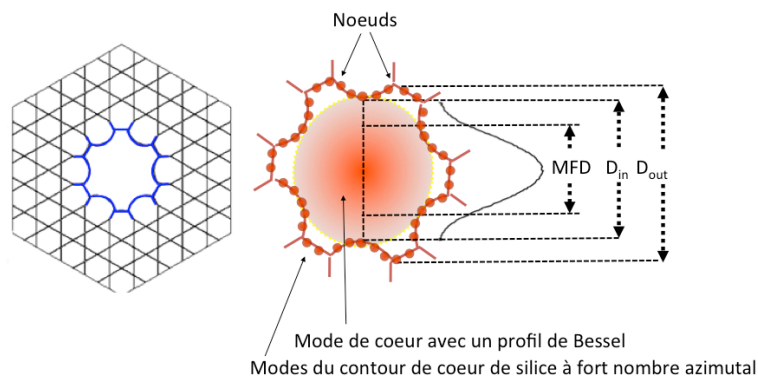


Figure III.1 : Représentation schématique de la différence de recouvrement de l'intensité du mode fondamental HE_{11} avec le contour du cœur pour le cas d'une fibre avec un cœur circulaire (a) et celui d'une fibre avec un cœur hypocycloïdal (b).

La figure III.1 illustre schématiquement le rôle d'un contour de cœur hypocycloïdal dans la réduction des pertes de transmission relativement à un contour circulaire. En postulant que le

profil du mode guidé dans un cœur avec un contour hypocycloïdal soit un profil de Bessel d'ordre zéro (ce postulat est corroboré expérimentalement et par des simulations numériques) circonscrit par un diamètre D_{in} du cercle sous-jacent aux grands arcs du contour (une définition détaillée de ces arcs est donnée plus bas), il est très intuitif de voir que le recouvrement de la coupe transverse de diamètre D_{in} du champ du mode avec le contour du cœur se trouve drastiquement réduit [4, 6]. En effet, sur le périmètre de cette coupe transverse du profil du champ, l'intersection du champ du mode HE_{11} avec le contour de la fibre est réduite, dans le cas d'un contour hypocycloïdal, à 6 très petites sections représentant le contact tangentiel entre le cercle et les grands arcs. Enfin, on remarquera que le périmètre d'un contour hypocycloïdal avec un diamètre interne D_{in} est plus long que celui d'un contour circulaire de même diamètre. Par conséquent, le nombre d'oscillations des modes du contour de silice augmente, ce qui réduit l'intégrale de recouvrement entre le mode HE_{11} et le pourtour du cœur [1]. En parallèle, Vincetti *et al.* ont montré récemment des résultats de simulations venant appuyer le concept de mécanisme de guidage par couplage inhibé que notre groupe a proposé. Ces travaux théoriques et de simulations ont d'abord été menés sur la compréhension du mécanisme de guidage et les caractéristiques modales de guides d'onde à cœur creux. Ces guides sont soit constitués d'un seul tube diélectrique ou alors composés d'un empilement de plusieurs de ces tubes formant alors une fibre optique à cœur creux [7]. Pour de simples tubes de silice, des équations analytiques ont été utilisées pour décrire le couplage entre les modes de gaine (diélectrique) au sein du diélectrique entourant le cœur creux et les modes de cœur d'air, et ainsi prévoir les zones de fortes pertes de confinement dues à ce couplage. Pour des structures plus complexes mettant en jeu un réseau de plusieurs tubes, appelées fibres "à maille de tubes", un modèle simple a été proposé. Celui-ci considère les différents modes de la structure en partant des modes d'un simple tube creux. Des simulations montrent l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés de pertes et de dispersion. Il ressort que les zones de pertes élevées dépendent très fortement de l'épaisseur de verre des tubes constituant la structure. Un exemple de structure de fibre simulée est reporté en figure III.2.a.

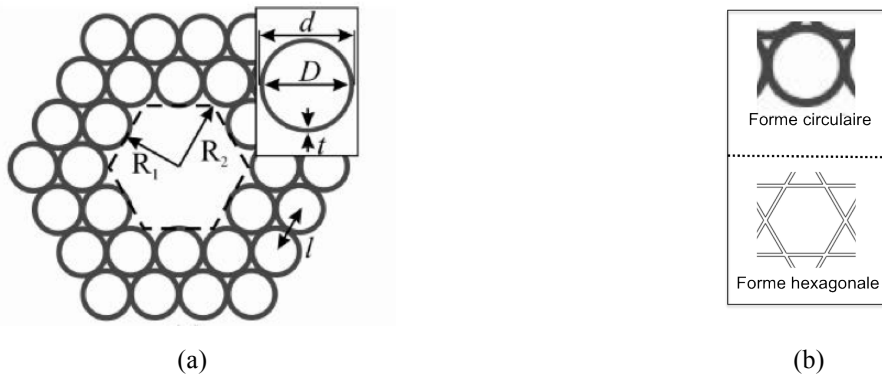


Figure III.2 : (a) Structure de guide d'onde utilisée pour les simulations dans [7], (b) zoom sur la différence de forme entre une cellule élémentaire de la gaine utilisée dans les simulations dans [7] et une cellule de fibre Kagomé.

On constate que cette structure se rapproche très fortement d'une structure de fibre Kagomé et il a été mentionné dans [7] l'idée que ce modèle basé sur la théorie des modes couplés puisse être appliqué à cette famille de fibre. La différence majeure est que pour la fibre à maille Kagomé les trous d'air constituant la gaine ne sont pas entourés de silice avec une forme circulaire mais plutôt hexagonale (figure III.2.b). En 2012, Vincetti *et al.* ont alors comparé numériquement les pertes de confinement dans une fibre à maille Kagomé dont les trous d'air principaux de la gaine ont une forme hexagonale et une fibre avec une maille constituée de tubes circulaires. Il en résulte clairement une augmentation des pertes de confinement dans le cas de la fibre Kagomé, principalement due à la forme polygonale des tubes de la gaine. Il a alors été montré que plus le nombre de côtés du polygone considéré (forme "d'un canal" d'air de la gaine) est grand, plus les pertes de confinement diminuent. L'idéal étant d'avoir un nombre de côtés infini et donc d'obtenir la structure de gaine à tubes circulaires. En pratique, cette forme hexagonale découle de la méthode de fabrication de ces fibres et il apparaît très difficile de maintenir une allure circulaire sans déformation des tubes durant l'étirage de la fibre. Ces pertes engendrées quand le tube prend une forme plus hexagonale sont causées par des résonances supplémentaires avec une forme asymétrique en fonction de la fréquence, d'où leur dénomination de résonances de Fano [8] et sont d'autant plus fréquentes sur la plage spectrale que le nombre de côtés du tube augmente.

Le présent chapitre représente la continuité de ces travaux en suivant une approche systématique où l'effet aussi bien de la courbure négative du contour que celui de la gaine sur les propriétés de la fibre avec une gaine à maille Kagomé sont étudiés théoriquement et

expérimentalement. Nous commencerons par exposer les résultats numériques en fonction de la courbure du contour que nous aurons définie. Ces résultats sont obtenus dans le cadre d'une collaboration avec le Dr. Luca Vincetti du département d'ingénierie "Enzo Ferrari" de l'Université de Modena en Italie, et en utilisant un solveur modal d'un logiciel commercial basé sur la méthode des éléments finis, et dont la couche d'accord de phase ("Perfectly Matched Layer" (PML)) a été adaptée pour une structure photonique telle que la fibre creuse à maille Kagomé. Ensuite, nous exposerons les résultats expérimentaux obtenus sur les diverses fibres creuses fabriquées, où il sera mentionné d'un nouvel état de l'art aussi bien concernant les designs de la fibre que le niveau des pertes de transmission.

II. Définition de la forme de cœur hypocycloïdale et des paramètres géométriques clés

Les formes de cœur classiques des premières fibres Kagomé étaient quasi circulaires comme le montre le zoom de la figure III.3.a. Le zoom de la figure III.3.b montre lui les nouvelles formes de cœur explorées dans [4] et qui font l'objet de mes recherches actuelles.



Figure III.3 : Images MEB des contours du cœur d'une fibre Kagomé classique avec une forme quasi circulaire (a) et d'une des premières fibres Kagomé hypocycloïdales (b).

Le cœur à contour hypocycloïdal se distingue par des ponts de silice qui ont des formes de corolles avec une courbure négative et formant un contour s'approchant d'une hypocycloïde. Dans le cas classique des fibres Kagomé à 7 défauts de cœur, le contour délimitant le cœur est constitué d'une alternance de petites arches et de plus grandes arches, ces arches pouvant présenter des dimensions ainsi que des courbures différentes. En tout, 6 arches sont dites "internes" et 6 arches sont dites "externes".

La figure III.4 montre de manière schématique la représentation d'une structure typique de fibre à cristal photonique à cœur creux à maille Kagomé (avec un défaut de cœur de 7 cellules) présentant un cœur à contour hypocycloïdal et une gaine constituée d'un arrangement triangulaire de tubes de silice dont l'espacement entre deux tubes adjacents est appelé pitch et est noté Λ . La structure de la gaine montrée ici correspond aux structures classiquement obtenues après fibrage, c'est à dire que les plus gros canaux d'air finaux ne présentent pas la forme circulaire de départ mais une forme hexagonale.

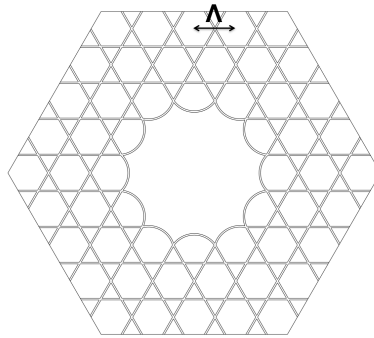


Figure III.4 : Exemple d'une structure schématisée d'une fibre Kagomé à contour de cœur hypocycloïdal utilisée pour les simulations.

Quand les deux types d'arches présentent des longueurs d'avancement différentes vers le centre de la fibre, le cœur peut être défini par deux valeurs de rayon : le rayon défini comme R_{in} avec un cercle représenté en trait plein sur la figure III.5 qui vient tangenter les 6 arches entrantes, et le rayon défini comme R_{out} avec un cercle représenté en pointillés venant tangenter les 6 arches extérieures.

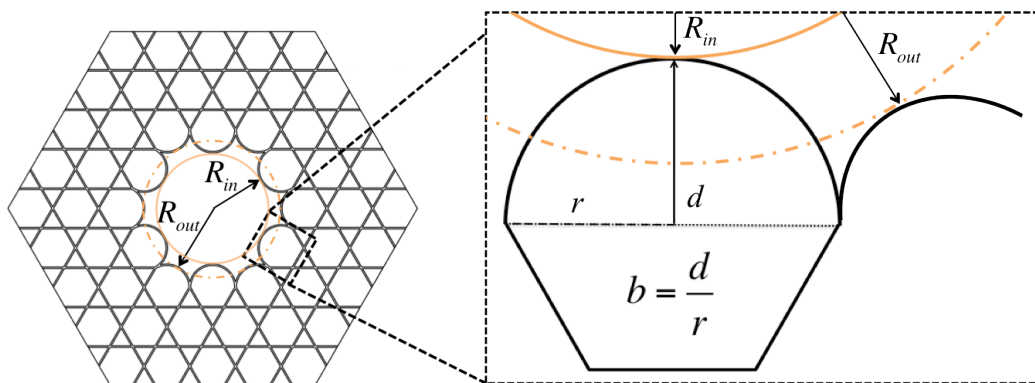


Figure III.5 : Définition du paramètre de courbure b .

Par la suite, on a alors défini et quantifié la courbure des arches de la fibre hypocycloïdale à travers le paramètre noté b . Comme indiqué sur la figure III.5 représentant un zoom sur une seule arche délimitant le cœur de la fibre Kagomé schématisique, b correspond au rapport suivant :

$$b = \frac{d}{r} \tag{III.1}$$

où d est la distance entre le sommet de l'arche et la corde qui lie les deux nœuds (faisant la jonction entre une arche entrante et une arche externe) et r représente la moitié de la longueur

de la corde.

On peut donc considérer que les formes de cœur de Kagomé classiques avec une forme quasi circulaire vont être caractérisées par un b égal à 0. A l'inverse, pour un contour hypocycloïdal, un paramètre de courbure égal à 1 va définir un contour de cœur avec des arches ayant une forme circulaire. Aussi pour des valeurs de b autres que 0 et 1, les arches sont elliptiques.

Il est à noter ici que la meilleure fibre de l'état de l'art présentant la plus grande courbure d'arches de contour du cœur était la fibre de [5] avec un b de 0,75 au début de cette étude.

III. Résultats de simulations

Dans le cadre de notre étude, différentes structures de fibres ont été simulées avec des valeurs de courbures d'arches différentes. La figure III.6 montre les structures prises en compte avec des b de 0 ; 0,2 ; 0,5 ; 1 ; 1,5. Pour toutes les simulations menées, comme montrée sur les schémas, la structure de fibre consiste en une fibre à 7 défauts de cœur et dont la gaine est constituée de 3 couronnes. L'épaisseur des ponts de silice est considérée homogène, égale à 350 nm.

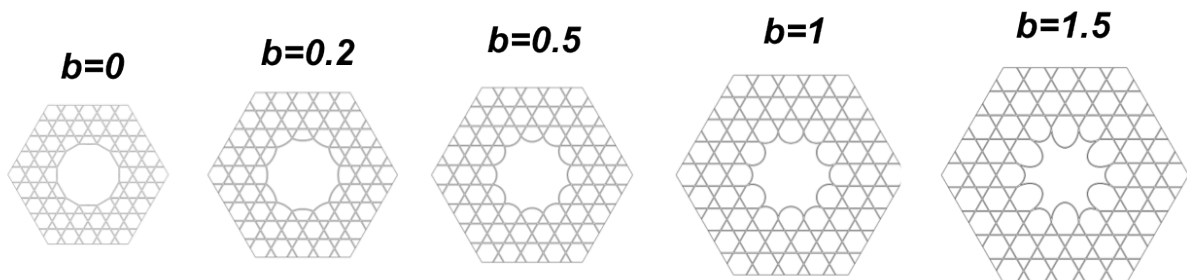


Figure III.6 : Structures des fibres Kagomé retenues pour les simulations.

III.1 Pertes de transmission

La première action a été de calculer les spectres de pertes de transmission du mode fondamental de cœur HE_{11} pour les fibres avec les différents b . Malgré le changement de courbure des arches, le diamètre de cœur a été tenu constant, égal à $2.R_{in}$ entraînant un ajustement sur la valeur du pitch Λ quand le paramètre de courbure b augmente. Cette valeur de pitch moyenne est d'environ $23 \mu\text{m}$. Le pitch Λ est donné par la formule en fonction de R_{in} , t et b :

$$\Lambda = \frac{R_{in} + t(1 - \frac{b}{3})}{\sqrt{3} - \frac{b}{2}} \quad (\text{III.2})$$

Dans notre cas, $R_{in}=30 \mu\text{m}$ avec donc un diamètre de cœur de $60 \mu\text{m}$, correspondant à des valeurs classiques pour les réalisations de fibres à maille Kagomé.

La figure III.7 montre les courbes simulées de pertes pour les 5 structures de fibres étudiées.

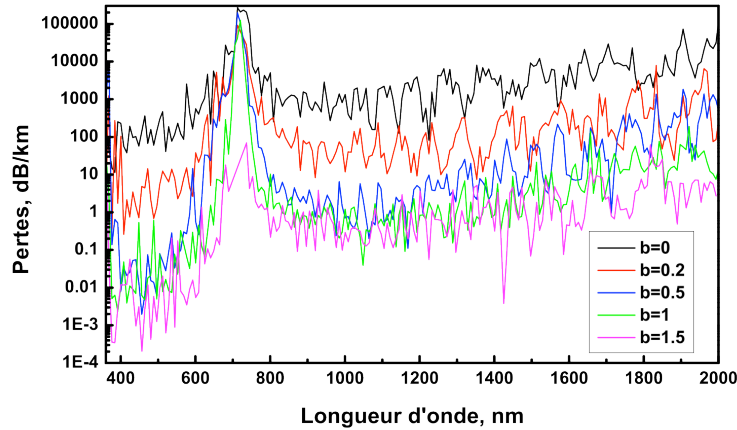


Figure III.7 : Spectres de pertes simulés de fibres Kagomé hypocycloïdales pour différentes valeurs de courbure d'arche : $b=0$; $b=0,2$; $b=0,5$; $b=1$; $b=1,5$.

Deux bandes de transmission sont observées, la bande fondamentale I comprise entre $\lambda=2000 \text{ nm}$ et $\lambda \approx 700 \text{ nm}$, et la bande II comprise entre $\lambda \approx 700 \text{ nm}$ et $\lambda \approx 350 \text{ nm}$. Pour toutes ces structures avec une épaisseur de ponts de silice donnée (ici 350 nm), on constate l'apparition d'une région de très fortes pertes autour de 700 nm . Ces fortes pertes de confinement correspondent à une forte résonance entre le mode fondamental du cœur et un mode de la couche de silice délimitant le cœur. Ces couplages se produisent aux longueurs d'onde de coupure pouvant être calculées par la formule précédemment évoquée :

$$\lambda_{C,m} = (2t / m) \sqrt{n_s^2 - 1} \quad (\text{III.3})$$

Pour une épaisseur t de 350 nm , un indice de réfraction n_s de la silice égal à $1,466$, la première coupure fondamentale donnée par un paramètre d'ordre m de 1 est égale à environ 735 nm . La remontée des pertes de transmission sur le bas du spectre correspond à la 2^{ème} longueur d'onde de coupure $\lambda_{C,2}=350 \text{ nm}$.

Dans les zones de fort guidage, et particulièrement pour la bande de transmission I, les pertes de transmission sont classiquement élevées pour le cas d'une forme de cœur hexagonale ($b=0$), de l'ordre du dB/m. Passer à une forme de cœur hypocycloïdale avec $b=0,2$ permet de

faire chuter drastiquement les pertes autour de 30 dB/km. Enfin, une forme d'arche avec $b > 1$ permet de tendre à des valeurs de pertes de 1 dB/km, soit un niveau de pertes trois ordres de grandeur plus faible.

Cette tendance de réduction de pertes en fonction du paramètre de courbure b est résumée sur le graphique de la figure III.8. On retrouve une décroissance du niveau de perte minimal, à la fois pour la bande de transmission fondamentale et pour la bande II, avec un comportement quasi-exponentiel. On peut remarquer que comme démontré dans les simulations présentées dans la littérature, le niveau de pertes de la bande fondamentale est beaucoup plus fort que celui de la bande II et plus généralement que celui des bandes de transmission d'ordre supérieur avec des pertes supérieures à 1 dB/m. En revanche, il est important de souligner que ce comportement est très rarement observé expérimentalement et principalement pour de si fines épaisseurs de ponts. Nous reviendrons par la suite sur cet aspect.

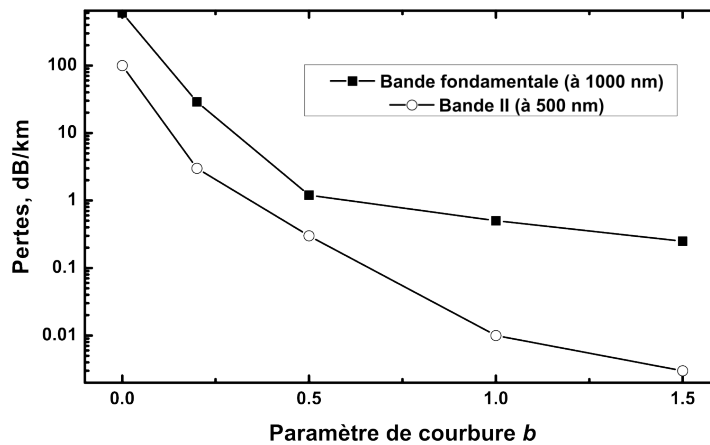


Figure III.8 : Evolution du minimum de pertes de transmission simulées sur les deux premières bandes de transmission pour différentes valeurs de b (la longueur d'onde de travail est de 1 μm pour la bande fondamentale et de 500 nm pour la bande II).

III.2 Indice effectif et comparaison avec un guide capillaire

Une caractéristique très importante pour ce type de confinement de la lumière dans les fibres à cœur creux concerne le profil spatial du mode fondamental du cœur. Nous nous sommes alors intéressés à regarder l'évolution du profil de ce mode en fonction du paramètre de courbure des arches b pour une longueur d'onde arbitraire de 1 μm . La figure III.9 illustre cette évolution avec le tracé de la distribution de l'intensité du mode de cœur sur les deux axes principaux de symétrie, le long de R_{in} (qui reste ici constant égal à 30 μm) et le long de R_{out} , et cela pour les quatre mêmes valeurs de b étudiées précédemment. On voit clairement que le

profil du mode ne change pas, ou très peu, avec l'évolution de b . Pour mieux illustrer ce propos, un paramètre est souvent utilisé, il s'agit du diamètre de champ de mode, noté MFD. Il correspond au diamètre pour lequel le maximum de l'intensité du profil transverse du mode est divisé par e^2 . Il est ici représenté pour chaque cas par un trait vertical et on peut voir qu'il ne change que très peu avec b . En figure III.10 est montrée la représentation 2D, au sein de la structure de la fibre, du profil d'intensité transverse du mode fondamental du cœur pour chaque structure est présentée.

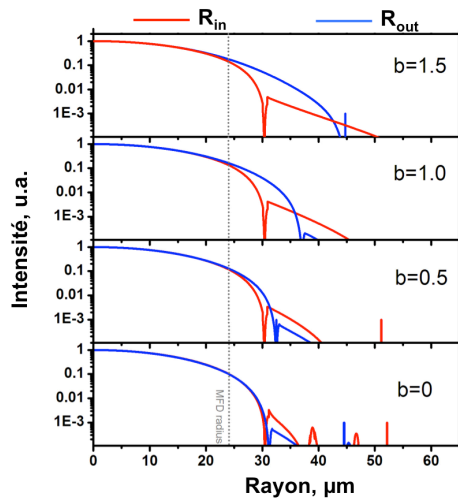


Figure III.9 : Evolution avec b du profil radial de l'intensité du mode fondamental HE_{11} le long des deux axes de symétrie, à $1 \mu\text{m}$.

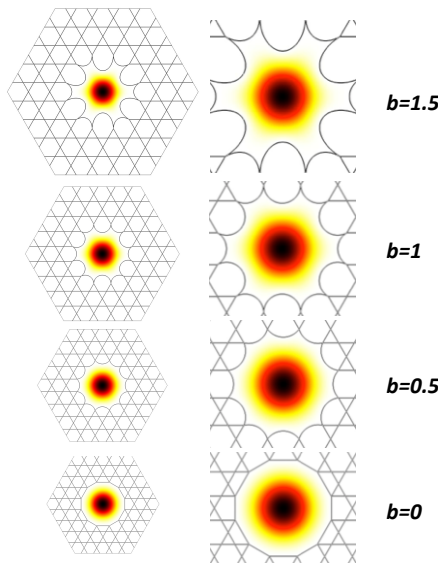


Figure III.10 : Evolution avec b du profil d'intensité transverse du mode HE_{11} .

Les propriétés optiques en terme de profil de mode guidé et de dispersion sont maintenant bien connues pour le cas de simples capillaires diélectriques avec un cœur circulaire, où l'on

peut exprimer les différentes grandeurs par des formules analytiques simplifiées [9]. Il apparaît donc intéressant de faire une comparaison de ces propriétés avec celles des fibres à maille Kagomé présentant un cœur hypocycloïdal. Notamment, ici on dresse une comparaison du MFD entre les fibres Kagomé et les capillaires.

La figure III.11 présente l'erreur relative (en pourcentage) commise en fonction de b quand le diamètre de champ de mode est considéré comme étant celui d'un simple capillaire (avec comme rayon interne le R_{in} de la Kagomé).

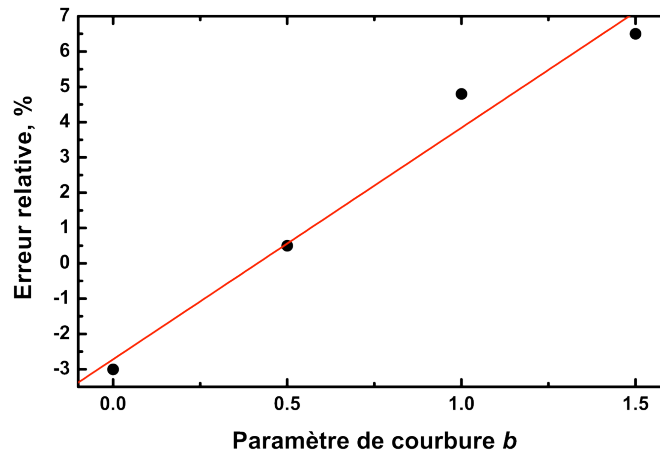


Figure III.11 : Evolution avec b de l'erreur relative commise lors d'une approximation du MFD d'une fibre Kagomé par celui d'un capillaire, à 1 μm .

Dans le cas d'un capillaire diélectrique dont le rayon de cœur est défini par R_{cap} , l'indice effectif du mode de cœur fondamental HE_{11} , n_{eff} , est donné par la formule suivante :

$$n_{eff} = \sqrt{n_d^2 - \left(\lambda \times \frac{2,405}{2\pi R_{cap}}\right)^2} \quad (\text{III.4})$$

où n_d est l'indice de réfraction du diélectrique et λ la longueur d'onde d'étude.

Le diamètre de champ de mode est lui donné par :

$$D_{cap} = 0,7285 \times 2R_{cap} \quad (\text{III.5})$$

Enfin, le diamètre de champ de mode de la fibre Kagomé est calculé à partir de l'aire effective A_{eff} :

$$D_{kago} = 2\sqrt{\frac{A_{eff}}{\pi}} \quad (\text{III.6})$$

On peut voir sur la figure III.11 qu'une approximation du diamètre de champ de mode d'une fibre hypocycloïdale par le diamètre d'un capillaire avec comme rayon effectif de cœur le plus

petit rayon de cœur de la Kagomé n'engendre pas d'erreur supérieure à 7% (pour une valeur de $b=1,5$).

La figure III.12 montre quant à elle l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour les fibres Kagomé avec les différents b . Pour comparaison, la courbe de dispersion pour le cas d'un capillaire est aussi tracée sur ce graphique. On constate que les courbes de dispersion des fibres Kagomé sont très similaires entre elles et sont aussi très proches de celle du guide capillaire.

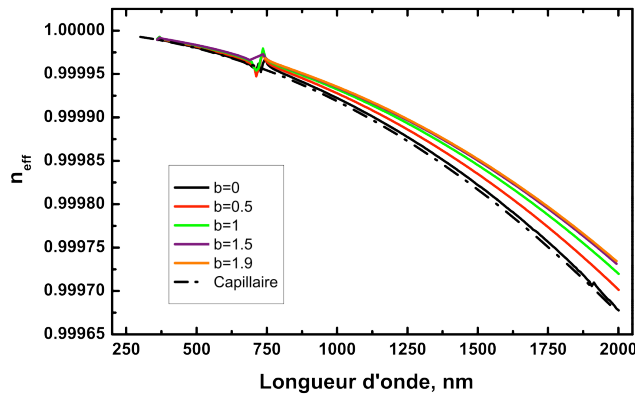


Figure III.12 : Spectres d'indices effectifs d'un capillaire de $R_{\text{cap}}=30 \mu\text{m}$ (courbe en pointillés) et de fibres Kagomé de rayon $R_{\text{in}}=30 \mu\text{m}$ avec différents b (courbes solides).

En effet, ces courbes sont d'autant plus proches entre elles que la longueur d'onde est courte. On peut donc en conclure que en dehors de la zone de forte résonance, on peut approximer l'indice effectif d'une fibre Kagomé hypocycloïdale par l'indice effectif d'un capillaire dont le rayon de cœur est celui du rayon interne de la fibre.

III.3 Recouvrement spatial de la puissance optique avec la silice

Des simulations ont ensuite été menées sur le comportement du recouvrement spatial de la puissance optique du mode de cœur avec la couche de silice qui l'entoure. D'après les propriétés que l'on vient de voir concernant les fibres Kagomé, on peut déduire que ce recouvrement spatial sera réduit quand le cœur tendra vers une forme hypocycloïdale. Ce comportement a déjà été suggéré et s'explique par le fait que le recouvrement géométrique entre le mode HE_{11} (avec une forme de Bessel d'ordre 0) et le contour du cœur va être différent dans le cas d'un capillaire et de fibres Kagomé dont la forme hypocycloïdale devient de plus en plus prononcée. La figure III.13 représente, en fonction de différentes valeurs b , la fraction de puissance optique (notée η) présente dans la silice de la gaine, pour le mode

fondamental et les quatre premiers modes d'ordre supérieur : les deux polarisations du mode HE_{21} , TE_{01} et TM_{01} . Ces calculs ont été menés à la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$.

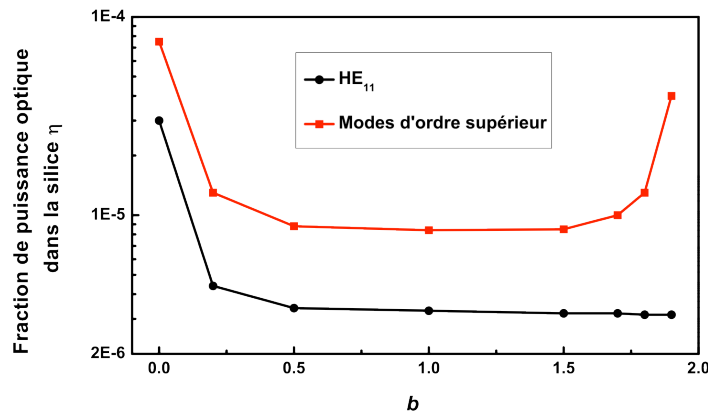


Figure III.13 : Evolution avec b de la fraction de puissance optique dans la silice de la gaine d'une fibre Kagomé à $1 \mu\text{m}$.

Pour ce faire, le ratio de puissance optique a été calculé numériquement en utilisant l'expression suivante :

$$\eta = \frac{\iint_{S_{Si}} p_z dS}{\iint_{S_s} p_z dS} \quad (\text{III.7})$$

où p_z est la composante longitudinale du vecteur de Poynting, et S_{Si} désigne une intégration sur toute la surface constituée de silice tandis que S_s désigne une intégration sur toute la section transverse de la fibre (à la fois la silice et l'air).

On remarque que le comportement de ces courbes suit la même tendance entre $b=0$ et $b=0,2$, avec une forte décroissance de la puissance fractionnelle dans la silice. Puis, passer d'une forme de cœur quasi circulaire à une forme d'arche avec une courbure de 0,5 permet de faire chuter la fraction de puissance dans le diélectrique d'un facteur 20 approximativement. Ensuite, dans le cas du mode HE_{11} , on observe une décroissance mais très faible pour des $b>0,5$ et jusqu'à 1,9. En revanche, pour les modes d'ordre supérieur cette fraction stagne pour $0,5<b<1,5$ et elle augmente drastiquement à partir de $b=1,5$.

On note ici que pour les quatre premiers modes d'ordre supérieur les valeurs de proportion de puissance dans la silice sont très similaires et sont donc, par souci de clarté, représentées par une seule courbe pour l'ensemble des modes.

Sur la figure III.14, les mêmes tendances se retrouvent lorsque l'on travaille sur la seconde bande de transmission.

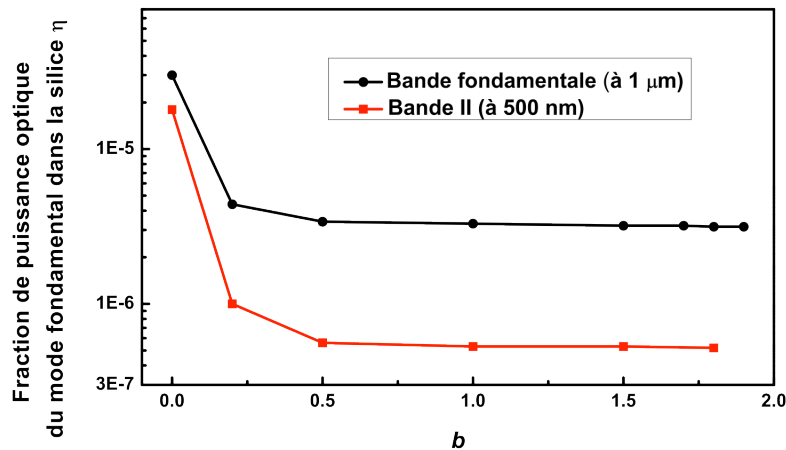


Figure III.14 : Evolution avec b de la fraction de puissance optique dans la silice de la gaine d'une fibre Kagomé pour le mode fondamental HE_{11} , pour la bande fondamentale (à 1 μm) et pour la bande II (à 500 nm).

Cette évolution en fonction de la courbure des arches du contour du cœur est responsable pour une bonne partie de la réduction drastique des pertes de confinement que l'on a décrite dans le paragraphe précédent. Cependant, comme on peut le voir en comparant, pour le mode HE_{11} , la pente de la courbe de pertes de transmission et celle de la fraction de puissance dans la silice (pour b compris entre 0,5 et 1), la diminution du recouvrement spatial du mode de cœur fondamental avec la silice n'est pas le seul phénomène physique qui explique les très bonnes performances théoriques de guidage des fibres hypocycloïdales.

III.4 Intégrale de recouvrement entre mode de cœur et mode de gaine

Comme vu en introduction de ce chapitre, le couplage de puissance entre les modes du cœur et les modes de gaine dans la silice peut être fortement réduit en jouant sur la forme du cœur. L'astuce pour réduire les couplages entre ces modes ayant des constantes de propagation longitudinales identiques est de venir casser l'accord de symétrie entre eux de manière transverse. Les modes de cœur ont une phase transverse qui varie très lentement (comme on a pu le voir sur les images de champ de cœur sur la figure III.10), tandis que les modes de gaine, et surtout ceux qui nous intéressent (i.e. les modes s'installant dans la couronne de silice qui délimite le cœur), ont une phase transverse qui varie beaucoup plus rapidement. On s'attend alors à ce que passer d'une forme de cœur quasi circulaire à une forme hypocycloïdale vienne à faire augmenter cette variation de phase des modes de gaine

dans la silice et cela grâce à la définition de l'intégrale de recouvrement qui dépend du nombre azimutal m (défini plus haut).

Partant de la théorie des modes couplés, on définit un paramètre de couplage noté X , pour les guides d'onde couplés par l'expression :

$$X = \frac{\Delta\beta}{\kappa} \quad (\text{III.8})$$

où $\Delta\beta$ représente l'accord de phase (longitudinal) entre le mode de cœur et de gaine, et κ est un coefficient d'intégrale de recouvrement. Dans le cas d'un accord de phase parfait, et donc d'un couplage maximal entre les modes couplés, on a $X=0$. À l'inverse, plus X s'éloigne de zéro, plus le couplage des modes est faible.

Le graphique de la figure III.15 illustre l'évolution du coefficient de couplage de puissance (*i.e.* $\propto |\kappa|^2$) en fonction du nombre azimutal m dans le cas d'un couplage entre un mode de cœur HE_{11} (*i.e.* nombre azimutal nul) et un mode du contour ayant la même constante de propagation que le mode HE_{11} considéré mais avec un nombre azimutal égal à m . Le graphique montre clairement une forte décroissance de manière exponentielle quand m augmente.

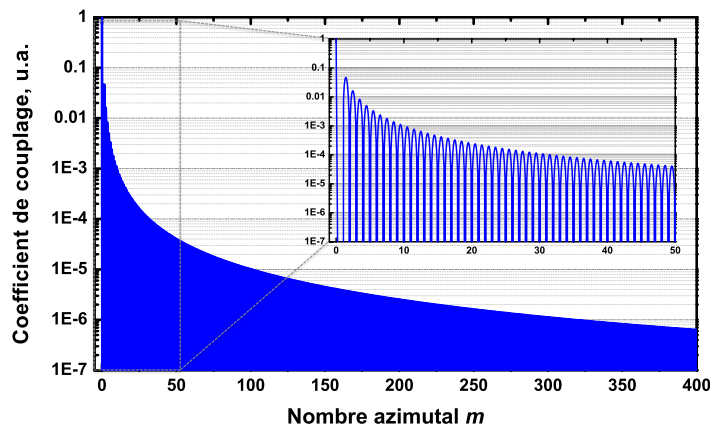


Figure III.15 : Coefficient de couplage K en fonction du nombre azimutal m .

La figure III.16 résume les simulations des profils d'intensité d'un mode résidant dans la couche de silice qui entoure le cœur en fonction de différentes valeurs du paramètre de courbure ($b=0$; $b=0,5$; $b=1$; $b=1,5$). La symétrie du système nous permet de ne simuler et de ne représenter qu'un quart de la structure de la fibre. Une attention particulière a été portée pour que chaque mode de gaine représenté ait un indice effectif qui soit le plus proche possible de l'indice effectif du mode de cœur HE_{11} pour une longueur d'onde autour de $1 \mu\text{m}$.

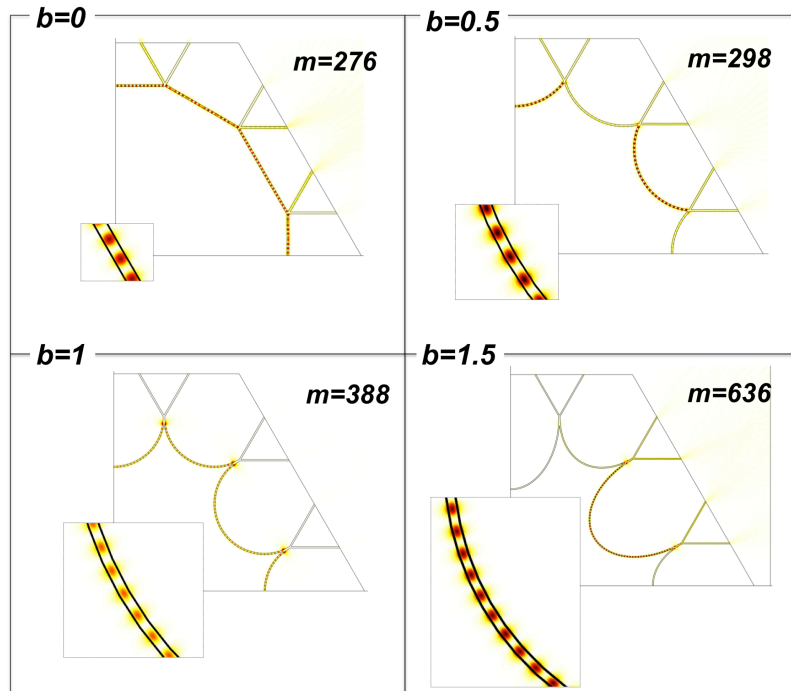


Figure III.16 : Profil d'intensité (sur un quart de la structure) d'un mode de gaine représentatif établi dans la couronne de silice autour du cœur pour différents b ($b=0$; $b=0,5$; $b=1$; $b=1,5$). La longueur d'onde de travail est fixée à $1 \mu\text{m}$. En insert : zoom sur un même arc de cercle du contour du cœur.

Un zoom du profil d'intensité du mode dans la couche de silice, sur une même distance angulaire, est représenté en insert sur chacune des figures. On remarque clairement que plus la valeur de b augmente plus le nombre d'oscillations du mode est important sur la même portion angulaire d'une arche interne du contour du cœur. Cette observation est valable sur toute la partie du contour du cœur, que ce soit sur les grandes ou petites arches. C'est ce nombre d'oscillations qui est représenté par le nombre azimutal m .

Ce nombre azimutal a été calculé pour chaque structure avec différents b et pour l'intégralité du contour du cœur. La figure III.17 montre l'évolution de m en fonction de b et permet de valider ce que l'on présentait au-dessus, à savoir que le nombre azimutal augmente de façon exponentielle avec le paramètre de courbure des arches et que par conséquent l'intégrale de recouvrement entre les modes diminue.

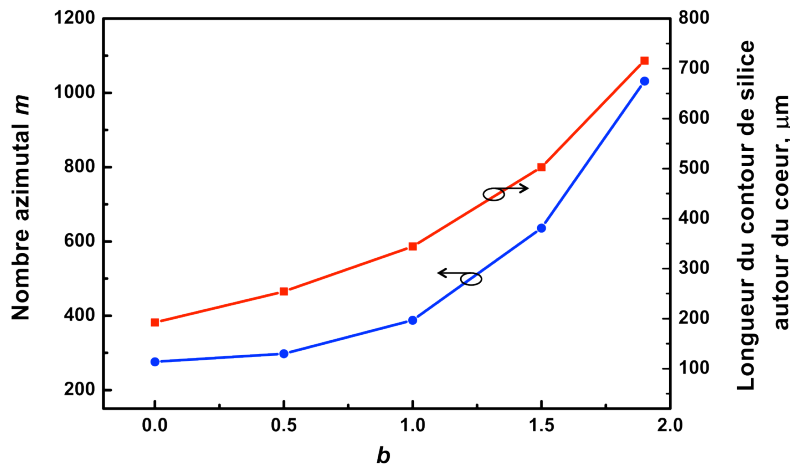


Figure III.17 : Evolution avec b du nombre azimutal m et de la longueur totale du contour du cœur, pour l'intégralité de la fibre.

Cette augmentation du nombre m est clairement liée à l'augmentation du périmètre du contour du cœur hypocycloïdal comme illustré sur la figure III.17 où est superposée la courbe de la longueur totale du contour du cœur en fonction de b . Cette longueur augmente avec la même tendance que l'augmentation de m avec b .

Pour conclure, ces simulations ont permis de prouver que l'augmentation du paramètre de courbure b implique une augmentation de la longueur de la couche de silice qui entoure le cœur et par conséquent une augmentation du nombre d'oscillations du mode y résidant. Ceci participe à accroître de façon importante l'effet d'inhibition de couplage entre les différents modes de cœur et de gaine et donc de constituer un deuxième phénomène qui permet de réduire drastiquement les pertes de transmission d'une fibre Kagomé à cœur hypocycloïdal.

III.5 Pertes de confinement des modes d'ordre supérieur

Enfin, les pertes de transmission des modes d'ordre supérieur (deux polarisations du mode HE_{21} , TE_{01} et TM_{01}) ont aussi été étudiées. On retrouve ces pertes en fonction de b et pour une longueur d'onde fixée de $1 \mu\text{m}$ sur la figure III.18. De même que pour la fraction de puissance dans la silice pour les différents modes supérieurs, les valeurs de pertes sont très proches et ne sont représentées par conséquent que par une seule courbe.

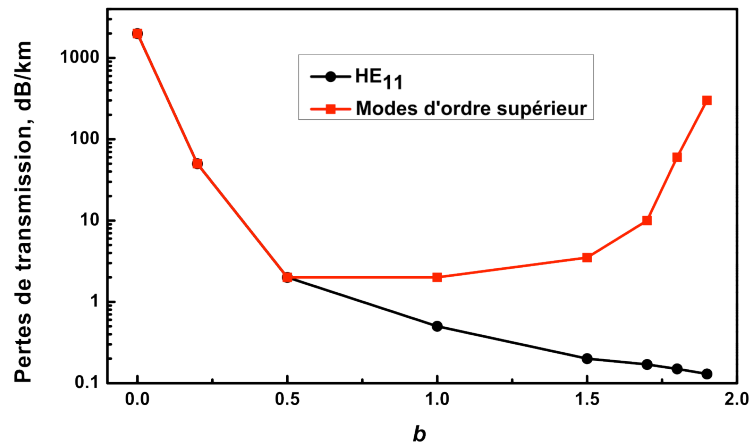


Figure III.18 : Pertes de transmission simulées pour différentes valeurs de b , pour le mode fondamental et les premiers modes d'ordre supérieur (HE₂₁ (2 polarisations), TE₀₁ et TM₀₁).

La courbe de pertes de transmission du mode fondamental à 1 μm est rajoutée pour évaluer la différence de tendance avec les modes d'ordre élevé. Alors que les pertes du mode fondamental décroissent avec b , celles des modes d'ordre supérieur diminuent jusqu'à un b de 0,5 puis à partir de cette valeur elles augmentent et de manière très forte à partir de 1,5.

Le rapport d'extinction des pertes de confinement entre le mode fondamental et ceux d'ordre élevé passe alors de 0 dB pour des b inférieurs à 0,5 à 7 dB pour $b=1$. Pour un b limite de 1,9, ce rapport devient très important avec une valeur supérieure à 100 dB.

Ces résultats doivent avoir pour conséquence d'obtenir un guidage de lumière dans les fibres Kagomé avec un profil purement monomode et gaussien pour une longueur de fibre de plus en plus petite quand la courbure des arches du cœur est de plus en plus prononcée (b au moins égal à 0,8).

Cet écart de pertes grandissant à partir de $b=0,5$ s'explique par une résonance entre les modes de cœur d'ordre élevé et les modes de trous d'air, qui sont les modes confinés dans les trous d'air de la première couronne entourant le cœur. Nous montrons sur la figure III.19 des courbes représentant la différence d'indice effectif en fonction de la longueur d'onde entre les modes d'ordre supérieur du cœur et des modes de trous pour des valeurs de b différentes : 1 ; 1,5 et 1,9. Pour ces b , à côté de ces courbes sont représentées les distributions de champ d'un mode d'ordre supérieur représentatif (HE₂₁), à 1 μm , pour ces b . Quand le paramètre b augmente, la taille des trous augmente également et les valeurs des indices effectifs de ces modes de trous suivent cette tendance. Pour un b de 1, ces courbes de dispersion sont très largement inférieures aux courbes de dispersion des modes d'ordre supérieur du cœur. Par conséquent, le couplage entre ces modes devient très faible. Plus b augmente, plus les courbes de dispersion des modes de trous se rapprochent des modes d'ordre élevé. En arrivant au cas

extrême de $b=1,9$ le recouvrement de ces courbes est total ($\Delta n_{eff}=0$) sur une large plage spectrale. Ces résonances engendrent donc un fort couplage et une hybridation des modes d'ordre supérieur avec les modes de trous, comme cela avait déjà été exploré dans [7]. Comme ces modes de trous se retrouvent moins confinés que les modes d'ordre supérieur, cette hybridation implique une augmentation de la proportion de puissance optique dans la silice comme nous l'avons vue dans le paragraphe précédent.

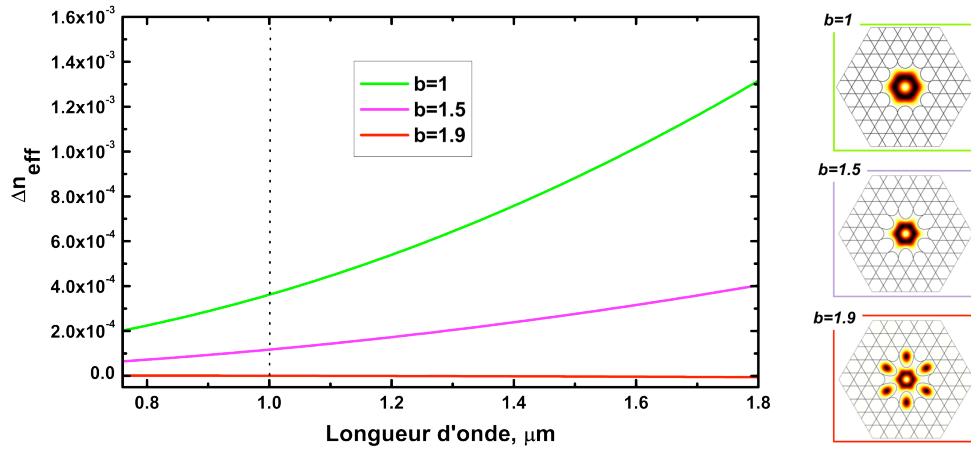


Figure III.19 : Evolution avec b de la différence d'indice effectif entre les modes d'ordre supérieur et les modes de trous pour $b=1,0$, $b=1,5$ et $b=1,9$. En insert : profils d'intensité du mode d'ordre supérieur HE_{21} à $1 \mu m$ pour les différentes valeurs de b .

IV. Fabrication de fibres à cœur creux à maille Kagomé hypocycloïdales

IV.1 Méthode de fabrication des fibres par "Stack and draw"

Les fibres à cristal photonique à cœur creux sont fabriquées par la méthode maintenant bien établie appelée "Stack and Draw". Les différentes fibres réalisées durant ces travaux de thèse et présentées dans ce manuscrit ont été fabriquées en utilisant la tour de fibrage du laboratoire Xlim. Cette infrastructure se compose en fait de deux tours de fibrage, une dédiée à l'étirage de capillaires et de cannes, l'autre à l'étirage de fibres optiques de dimensions externes inférieures à 400 μm . Les photos de ces deux tours sont montrées sur la figure III.20.



Figure III.20 : Photos des tours de fibrage d'Xlim (a) tour dédiée aux fibres ; (b) tour dédiée aux capillaires et cannes.

La méthode de fabrication se décompose principalement en trois étapes :

- La première consiste à étirer des capillaires de verre (dans notre cas de la silice pure) dont le diamètre externe est de l'ordre du millimètre en partant de préformes de tubes de silice d'environ de 2-3 cm de diamètre. L'épaisseur du tube de verre de départ est ici essentielle et est choisie en fonction de la gamme d'épaisseur finale des ponts de silice que l'on souhaite dans la gaine microstructurée de la fibre.
- Ces capillaires sont ensuite empilés les uns sur les autres avec un arrangement particulier sur ce que l'on appelle un banc de stack. Ce banc a été particulièrement

pensé pour pouvoir réaliser des empilements avec une forme finale hexagonale en permettant de maintenir les capillaires avec une bonne stabilité.

C'est à cette étape que l'on va former le cœur de la future fibre en enlevant des capillaires centraux sur une certaine longueur de préforme. En retirant 1 seul capillaire on obtient une fibre à 1 cellule "1 cell", en retirant 7 capillaires on obtient une fibre "7 cell" et enfin en enlevant 19 capillaires on fabriquera une fibre "19 cell".

- Une fois l'empilement terminé, l'ensemble des capillaires est inséré dans un tube de silice dont le diamètre interne doit correspondre au mieux au plus grand axe de l'hexagone formé par l'empilement. La stabilité dans le tube est gardée en insérant des capillaires de plus petits diamètres dans les zones vides entre la forme hexagonale et la paroi interne du tube de manchonnage. L'ensemble constitué des capillaires et du tube de manchonnage est ce qu'on appelle le stack.

On passe ensuite aux étapes d'étirage qui sont résumées et illustrées de manière schématique sur la figure III.21.b.

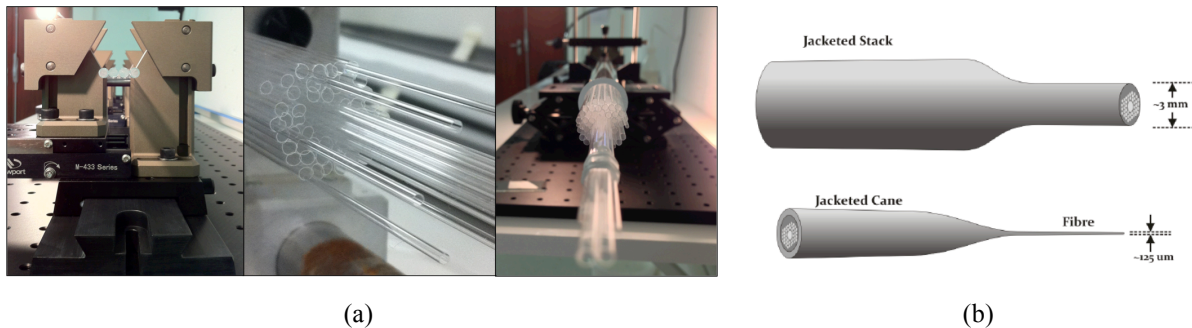


Figure III.21 : Processus de fabrication (a) et d'étirage (b) d'une fibre à cristal photonique à cœur creux à maille de Kagomé par la méthode "Stack and Draw".

Le stack est d'abord étiré en cannes et non directement en fibre du fait de la grande dimension de départ, le rapport d'étirement étant beaucoup trop important pour passer du stack à la fibre directement. Les cannes étirées ont un diamètre externe de quelques millimètres. Elles sont alors remançonnées dans un tube de diamètre compris généralement entre 4 et 10 mm selon les applications visées. C'est à partir de cette préforme secondaire que la fibre est étirée.

Une étape essentielle au moment de l'étirage en fibre est que la canne, grâce à un système de maintien et de différentes chambres, peut être pressurisée indépendamment au niveau du cœur et au niveau de la gaine microstructurée.

Il est à noter que la fabrication des fibres à cœur creux à BIP (qui ne sont pas étudiées de manière expérimentale dans ces travaux) est un peu différente de celle des fibres Kagomé. En

effet, après l'assemblage des capillaires, de fines tiges de silice sont insérées dans les trous interstitiels apparaissant entre trois capillaires adjacents. Ces plots de silice constitueront les résonateurs de la microstructure. Ce travail d'insertion de centaines de fines tiges de silice est long et fastidieux. Aussi ces espaces interstitiels peuvent être laissés vides et c'est par un fort jeu de pression que ce trou viendra se collapser au moment du fibrage. La fabrication des fibres Kagomé demeure plus rapide et aisée pour la réalisation du stack. Pour les fibres Kagomé les trous interstitiels sont laissés vides et on ne cherchera pas à venir les fermer. En revanche, par la suite, nous verrons l'importance de venir contrôler parfaitement ces jeux de pressions entre cœur et gaine, notamment pour l'optimisation d'une fibre à contour de cœur hypocycloïdal.

IV.2 Fabrication de fibres Kagomé 7 cell / Comparaison avec les simulations des caractéristiques optiques

Une campagne de fabrication de fibres Kagomé 7 cell a été menée afin de corroborer expérimentalement les résultats des simulations présentées préalablement. Pour cela différentes fibres ont été réalisées en modifiant les paramètres géométriques clés de la structure.

IV.2.a Démonstration expérimentale de l'influence de la courbure des arches de l'interface de silice cœur/gaine

Pour cette première étude, différentes fibres Kagomé ont été réalisées en faisant varier la valeur de courbure des arches du contour du cœur. Comme pour l'étude théorique nous avons considéré et fabriqué des fibres Kagomé avec une structure de gaine à trois couronnes. Pour toutes ces fibres nous avons veillé à garder constantes les valeurs des autres paramètres géométriques. Ces fibres présentent donc toutes un diamètre de cœur autour de 60 μm et une épaisseur t de ponts de silice d'environ 400 nm. La valeur du pitch est elle fixée autour de 21 μm . On estime à environ 10% l'incertitude sur ces différentes grandeurs.

Sur la figure III.22, les différentes fibres réalisées sont reportées. Nous avons retenu pour cette étude comparative 4 fibres avec des courbures d'arche différentes. Ces images prises au microscope électronique à balayage montrent un zoom sur la première couronne de la gaine microstructurée et la partie centrale de la fibre dont la forme du cœur est de plus en plus hypocycloïdale avec des b variants de $b=0$; $b=0,39$; $b=0,68$; $b=0,75$.

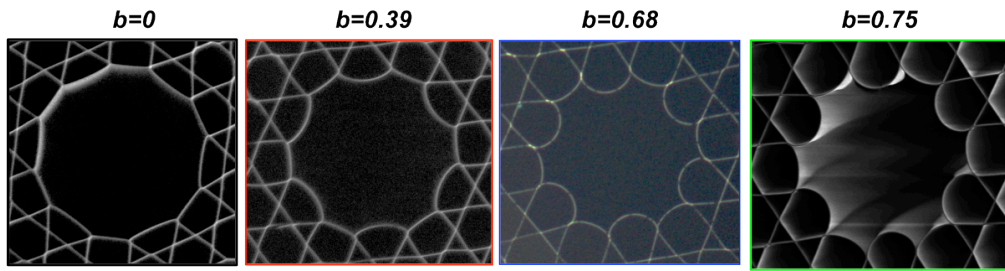


Figure III.22 : Images au microscope de la section transverse de quatre fibres Kagomé fabriquées présentant différentes courbures d'arche $b=0$; $b=0,39$; $b=0,68$; $b=0,75$.

Les pertes de transmission correspondantes de ces fibres sont représentées sur la figure III.23. Ces fibres ont été caractérisées en utilisant une source continuum et en utilisant la technique de mesure par cut-back. Il est à noter l'arrêt de la mesure à 1750 nm du fait de la limite de détection de l'analyseur de spectre optique utilisé.

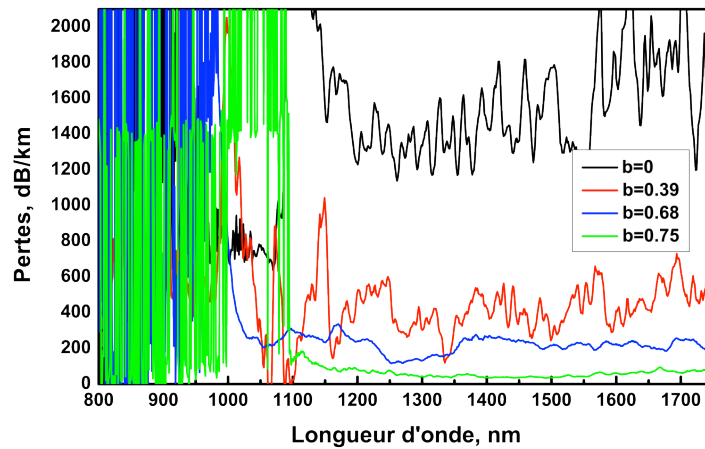


Figure III.23 : Spectres de pertes mesurés pour les quatre fibres Kagomé fabriquées (une à contour de cœur "circulaire" et trois hypocycloïdales).

Nous représentons ici uniquement les pertes de confinement sur la bande de transmission fondamentale, soit au-dessus de 1000 nm. La tendance des pertes sur cette bande confirme celle trouvée en simulation avec des courbes qui présentent un minimum, pour les plus faibles longueurs d'onde de transmission. On retrouve aussi les incertitudes d'équivalence des paramètres géométriques pour les quatre fibres, notamment sur l'épaisseur des ponts de silice avec la position de la première zone de fort couplage (fortes pertes), qui varie légèrement autour d'une valeur moyenne $\lambda_c \approx 1000$ nm comme attendu. Nous retrouvons aussi le comportement de diminution des pertes avec l'augmentation du paramètre de courbure b . En effet, les pertes sont d'environ 1300 dB/km pour $b=0$, de 400 dB/km pour $b=0,39$, de 130 dB/km pour $b=0,68$ et de 40 dB/km pour $b=0,75$. Comme nous l'avons mentionné en

introduction de ce chapitre, il est à noter que ces 40 dB/km constituaient, jusqu'à nos nouveaux travaux, l'état de l'art pour les fibres Kagomé en terme de pertes de transmission record dans le domaine infrarouge (à 1550 nm). Sur la figure III.24 ont été superposées les valeurs de pertes minimales expérimentales obtenues pour chaque fibre caractérisée avec les valeurs de pertes simulées, et ce en fonction de b .

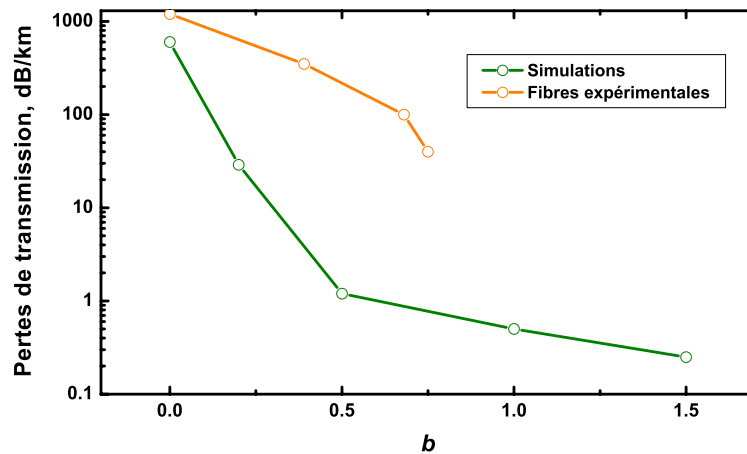


Figure III.24 : Evolution avec b des pertes de transmission minimales de la bande fondamentale, pour les fibres Kagomés simulées et les 4 fibres fabriquées.

La même décroissance de pertes est à mentionner avec un décrochage un peu plus important pour les fibres expérimentales quand nous passons de $b=0$ à $b=0,39$. Il est à noter des valeurs de pertes simulées qui sont inférieures aux valeurs de pertes mesurées pour les fibres expérimentales. Ceci est principalement attribué à la forme particulière du contour de ces fibres qui est très délicate à obtenir. Celle-ci est obtenue en contrôlant parfaitement la température au sein du four de fibrage, la descente de la préforme durant le tirage, enfin et surtout en trouvant un bon couple de pressions entre cœur et gaine.

Enfin, sur la figure III.25, les pertes de transmission de la première bande d'ordre supérieur (bande II) des fibres fabriquées sont reportées où la longueur d'onde de coupure correspond quasiment à l'épaisseur des ponts de silice de la fibre (cf équation III.3) autour de 400 nm. Il ressort que les pertes obtenues sur ces bandes de transmission sont bien plus élevées que celles obtenues sur la bande fondamentale, de l'ordre voire supérieures à 1 dB/m. Ceci est en opposition avec les différentes simulations menées lors de ces travaux et dans les différentes publications montrant des courbes de pertes de transmission théoriques de fibres Kagomé [10]. Nous verrons par la suite quelles peuvent en être les raisons.

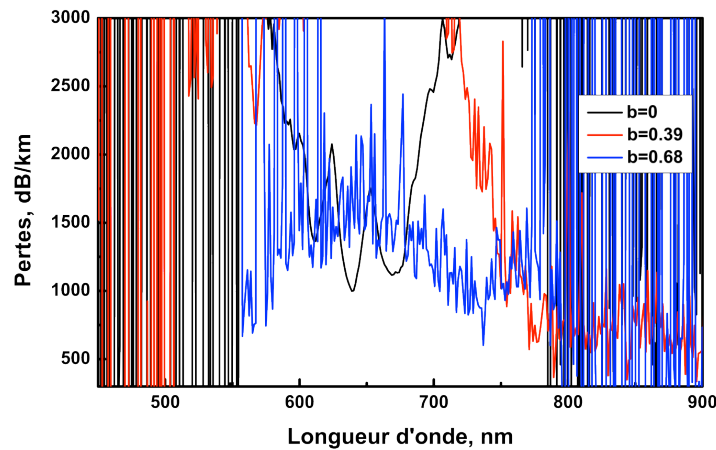


Figure III.25 : Spectres de pertes de transmission sur la bande de transmission II des fibres Kagomé fabriquées avec $b=0$; $b=0,39$; $b=0,68$.

Depuis les travaux expérimentaux menés sur ces fibres Kagomé à cœur hypocycloïdal, la plus grande valeur de courbure d'arche obtenue a été de 0,75. En effet, en essayant de tendre vers de plus grandes courbures, il est très difficile de maintenir une structure de gaine homogène et non déformée. L'impact sur les pertes de confinement est alors très sensible avec une forte augmentation de leur niveau causée par des couplages parasites. De plus, nous observons que les pertes sur les bandes d'ordre élevé sont beaucoup plus fortes, et ce d'autant plus que l'épaisseur des ponts de silice est fine. Nous expliquons cela par une intensification des effets "d'onde capillaires" qui se retrouvent figés en surface de la paroi interne de la couche de silice qui entoure le cœur. Cela engendre des inhomogénéités d'épaisseur. Durant le fibrage, un phénomène de rugosité de surface inhérent au processus de fabrication lui-même apparaît et est très difficile à contrôler et à diminuer pour des fibres avec de fins ponts de silice. Cet effet a notamment été beaucoup étudié pour les fibres à BIP et est présenté comme étant l'effet limitant la réduction des pertes limites de ces fibres [11].

Un travail est toujours mené sur la réalisation de fibres Kagomé avec des ponts très fins de silice dont la forme hypocycloïdale serait plus prononcée ($b > 0,75$).

Basé sur ce constat de la difficulté à obtenir expérimentalement des fibres Kagomé avec un $b > 0,75$ tout en maintenant une microstructure parfaite, nous avons proposé un nouveau design de fibres à maille Kagomé tout en gardant le même procédé de fabrication.

IV.2.b Nouveau design de fibre Kagomé hypocycloïdale

Le nouveau design exploré repose principalement sur la réalisation de fibres Kagomé présentant des ponts de silice beaucoup plus épais que les fibres qui ont été fabriquées jusqu'à

présent. Cela a pour effet de réduire considérablement la rugosité de surface dont la présence, comme on vient de le voir, est préjudiciable pour de bonnes performances optiques. Dans un premier temps, les fibres présentées ici ont été fabriquées et optimisées dans le but de guider efficacement une longueur d'onde autour de $1\ \mu\text{m}$ très utilisée dans l'industrie des lasers fibrés (opérant habituellement à $1030\ \text{nm}$ et à $1064\ \text{nm}$).

Tout d'abord, nous avons mené des simulations sur les pertes de transmission que présenteraient des fibres Kagomé hypocycloïdales avec des ponts de silice dont l'épaisseur t dépasse $350\ \text{nm}$. La figure III.26 présente ces calculs pour des épaisseurs de ponts de $800\ \text{nm}$ et $1400\ \text{nm}$. Pour faciliter la comparaison nous avons aussi superposé à ces courbes le cas vu précédemment de $t=350\ \text{nm}$. Ces trois courbes correspondent à une courbure b de 1, c'est-à-dire à des arches de forme semi-circulaire.

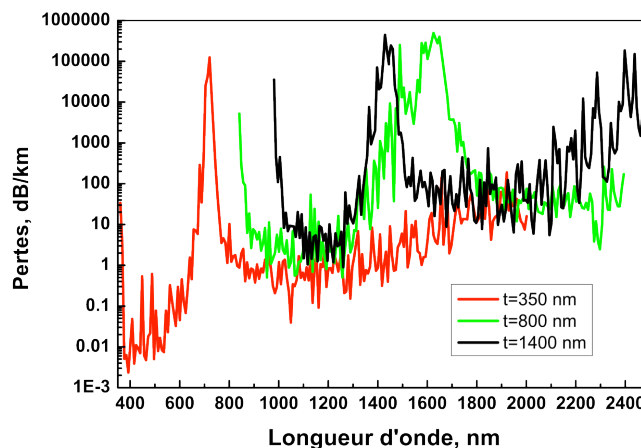


Figure III.26 : Pertes de transmission simulées de fibres Kagomé avec $b=1$ pour différentes épaisseurs de ponts de silice ($t=350\ \text{nm}$; $t=800\ \text{nm}$; $t=1400\ \text{nm}$).

Ces résultats montrent de manière théorique que si une courbure d'arche de valeur 1 est réalisée expérimentalement, des pertes de transmission toujours autour d'un niveau de $1\ \text{dB/km}$ restent atteignables même avec de plus grosses épaisseurs de ponts, pour les deux cas $t=800\ \text{nm}$ et $t=1400\ \text{nm}$. En revanche, ce qui change dans chaque cas, c'est le numéro de la bande de transmission dans laquelle est située la longueur d'onde $1\ \mu\text{m}$. Pour le cas $t=350\ \text{nm}$, cette longueur d'onde se trouve dans la bande de transmission I (fondamentale), pour $t=800\ \text{nm}$ elle se situe dans la bande II tandis que pour $t=1400\ \text{nm}$ le guidage à $1\ \mu\text{m}$ s'effectue dans la bande III.

Nous pouvons voir que les pertes de propagation pour une bande de transmission donnée augmentent fortement avec l'épaisseur. Par exemple, le minimum de pertes de la bande II

passé de 0,01 dB/km pour $t=350$ nm, à 1 dB/km pour $t=800$ nm et à environ 50 dB/km pour $t=1400$ nm. Cependant, il est remarquable que si on se fixe à une seule longueur d'onde, en dehors des zones de fortes résonances, les pertes obtenues pour chaque épaisseur restent très proches. En effet, en se fixant à $\lambda=1$ μm , les pertes sont de 0,5 dB/km pour $t=350$ nm, de 1 dB/km pour $t=800$ nm et de 3 dB/km pour $t=1400$ nm. L'écart entre ces valeurs de pertes est donc au maximum d'un facteur 6 avec une valeur moyenne autour de 1 dB/km.

Nous avons aussi regardé quel comportement on observait pour des courbures d'arches plus importantes. La figure III.27 montre les courbes de pertes simulées pour les trois mêmes valeurs d'épaisseur de ponts précédentes mais pour des b de 1,1 (figure III.27.a) et de 1,5 (figure III.27.b).

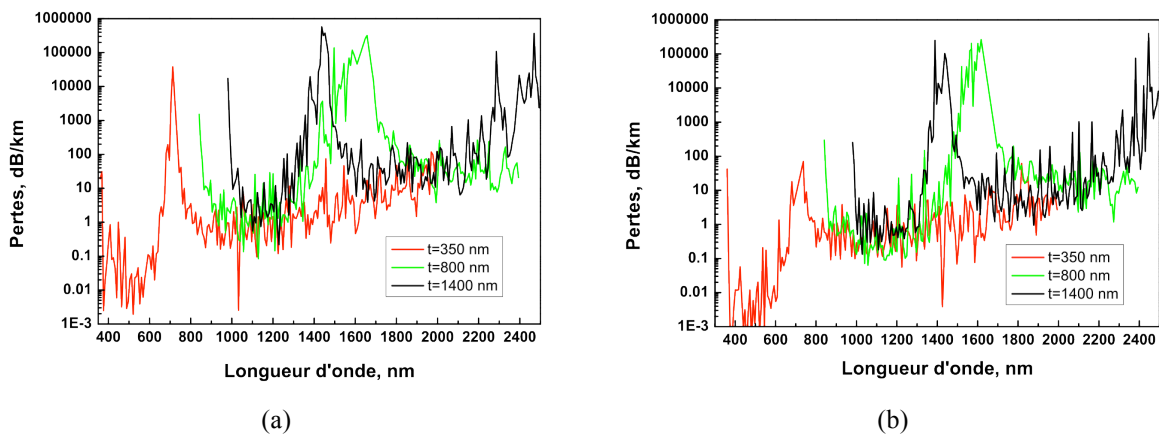


Figure III.27 : Pertes de transmission simulées de fibres Kagomé avec $b=1,1$ (a) et $b=1,5$ (b) pour différentes épaisseurs de ponts de silice ($t=350$ nm ; $t=800$ nm ; $t=1400$ nm).

Là encore, le comportement reste similaire. De plus, dû à l'augmentation de la courbure des arches, les valeurs de pertes deviennent plus faibles. Il ressort que plus b est important plus l'écart de pertes, à une longueur d'onde donnée, pour les différentes épaisseurs t , sera faible. Ces résultats viennent appuyer notre idée de travailler expérimentalement avec un design de fibres basé sur des épaisseurs de ponts de silice plus importantes.

IV.2.c Fabrication et caractérisation de fibres basées sur le nouveau design proposé

La première fibre fabriquée dont une photo prise au microscope est montrée sur la figure III.28 présente des épaisseurs de ponts d'environ 800 nm. Cette épaisseur de ponts n'est pas conventionnelle et correspond environ au double des épaisseurs de ponts des fibres

habituellement fabriquées et utilisées. Le diamètre externe de cette fibre est de 280 μm . Son diamètre de cœur est pour la plus petite valeur $R_{in}=54 \mu\text{m}$, et pour la plus grande valeur $R_{out}=67 \mu\text{m}$. Le pitch Λ est d'environ 24,3 μm .

Le zoom sur une arche interne du cœur permet de montrer que l'on a réussi pour la première fois à fabriquer une fibre Kagomé hypocycloïdale dont la courbure des arches dépasse la limite de l'état de l'art de $b=0,75$ [5] avec une valeur atteignant ici 0,9. La courbure des arches extérieures est elle plus faible, égale à 0,5.

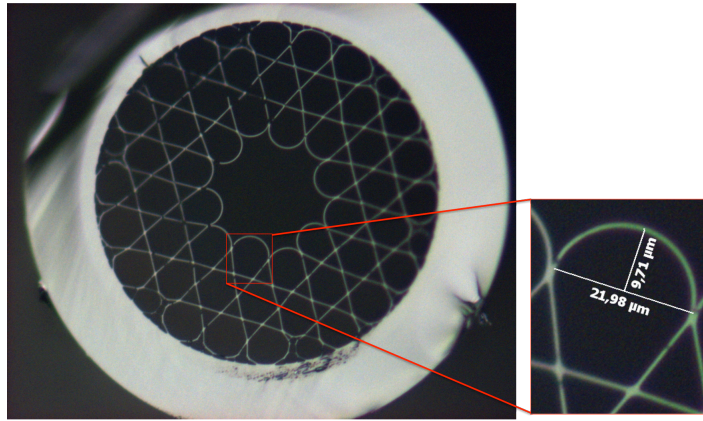


Figure III.28 : Image au microscope d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un contour de cœur hypocycloïdal avec un b de 0,9.

Nous montrons sur la figure III.29 les courbes de transmission mesurées de cette fibre (en injectant une source continuum) sur une longueur de fibre de 20 m et de 3 m. La courbe de pertes résultant de la mesure par cut-back entre ces deux tronçons de fibres est superposée sur ce même graphique. Nous pouvons voir que cette fibre présente de très bonnes pertes de propagation sur la bande de transmission II avec un nouveau record de 50 dB/km à 920 nm, tandis que les pertes mesurées sur la bande III sont plus élevées mais néanmoins acceptables de l'ordre de 750 dB/km sur une plus courte plage de longueurs d'onde centrée à 640 nm. Les pertes sur la bande fondamentale ne peuvent être montrées ici car la limite supérieure de détection de l'OSA utilisé est de 1750 nm et la première longueur d'onde de coupure de cette fibre se situe autour de 1600 nm. On note ici que les pertes mesurées à 1 μm sont un peu plus élevées mais constituent tout de même de bonnes performances, de l'ordre de 100 dB/km. Cela montre l'importance de réussir à positionner très précisément les bandes de transmission en ajustant l'épaisseur des ponts de silice au moment du fibrage.

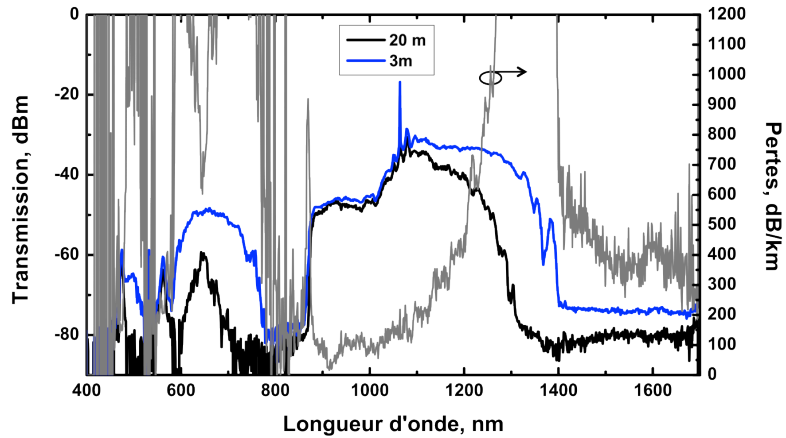


Figure III.29 : Spectres de transmission sur 20 m (courbe bleue) et 3 m (courbe noire) et spectre de pertes (courbe grise) d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un b de 0,9.

Nous mettons l'accent sur le fait que cette fibre présentant des épaisseurs de ponts bien plus importantes que celles de l'état de l'art (40 dB/km à 1550 nm) a permis d'obtenir des pertes de propagation quasiment équivalentes (50 dB/km) sur une plage de longueur d'onde bien inférieure à 920 nm, en réussissant à passer d'une courbure d'arche de 0,75 à 0,90.

Nous avons donc poussé plus loin cette démarche en essayant de fabriquer des fibres avec une épaisseur de ponts de nouveau plus élevée. L'image de la section transverse d'une de ces fibres est alors montrée sur la figure III.30.

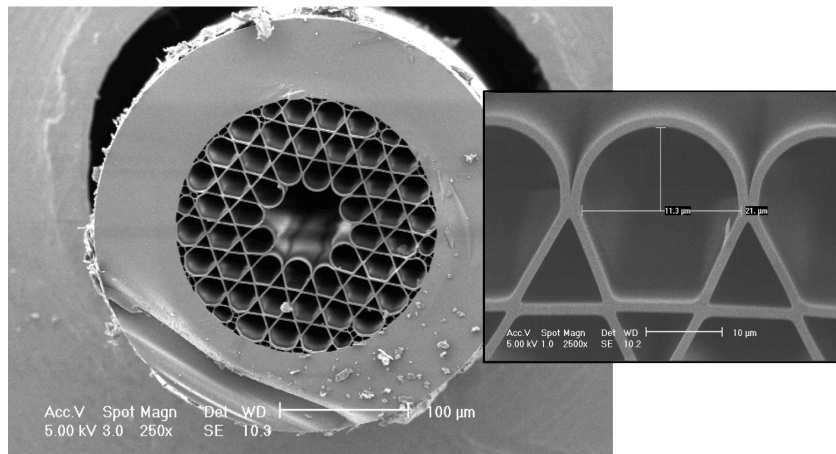


Figure III.30 : Image au microscope électronique à balayage d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un contour de cœur hypocycloïdal optimisé avec un b de 1.

Nous avons obtenu pour cette fibre une épaisseur t de 1400 nm. Cette épaisseur conséquente nous a permis de réaliser pour la première fois une fibre Kagomé dont le cœur hypocycloïdal présente des arches avec une forme circulaire, exhibant un paramètre de courbure b de 1 (voir

le zoom du contour du cœur en insert sur la figure III.30). Les paramètres géométriques de cette fibre varient peu comparés à ceux de la fibre précédente. Seul le diamètre externe a changé de manière significative passant à 350 μm pour pouvoir obtenir plus facilement cette épaisseur de ponts quasiment doublée. Le diamètre de cœur minimal R_{in} est de 59 μm . Celui maximal R_{out} est de 73 μm . Le pitch Λ est stable, égal à 24 μm .

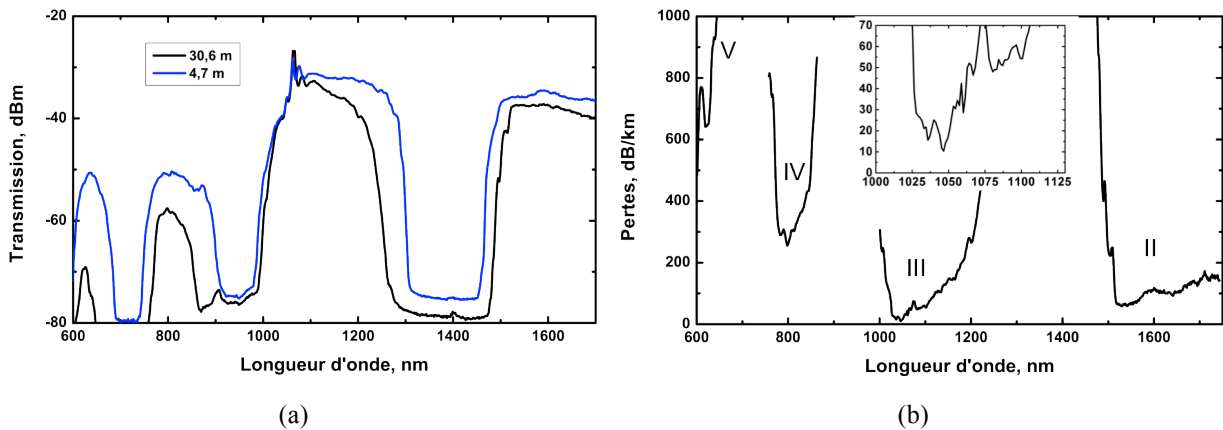


Figure III.31 : Spectres de transmission sur 30,6 m (courbe noire) et 4,7 m (courbe bleue) (a) et spectre de pertes de transmission mesuré (b) pour une fibre Kagomé fabriquée avec un b de 1. En insert : zoom sur le spectre de transmission montrant des pertes record de 17 dB/km à 1050 nm.

La caractérisation de cette fibre est présentée sur la figure III.31. Les transmissions sur un tronçon de 30,6 m et de 4,7 m sont tracées (figure III.31.a).

La résultante en terme de pertes est aussi tracée sur la figure III.31.b. Cette courbe montre des valeurs de transmission record pour une fibre à maille Kagomé, avec un minimum de 17 dB/km autour de 1 μm . Nous pouvons voir sur cette courbe de pertes plusieurs bandes de transmission et c'est cette fois-ci, due à l'épaisseur t plus importante, sur la bande III que le guidage à 1 μm s'opère. On remarque la présence de deux autres bandes de transmission d'ordre élevé (bande IV et V). Les pertes au niveau de ces bandes, néanmoins plus fortes, restent très intéressantes avec des valeurs de 300 dB/km à 800 nm et de 650 dB/km à 600 nm. Comme nous travaillons ici sur des bandes de transmission dont l'ordre est élevé, alors la largeur de ces bandes est plus étroite et elles le sont d'autant plus que les longueurs d'onde sont courtes. Les pertes sur la bande de transmission II présentent elles un minimum de 60 dB/km à 1550 nm.

Nous montrons sur la figure III.32, une autre fibre que nous avons réalisée avec également une courbure d'arche b de 1. La figure III.32.a montre la section transverse de cette fibre éclairée sous le microscope, la figure III.32.b représente les caractéristiques linéaires avec un

cut-back effectué entre des tronçons de 58 m et de 6 m. Cette fibre présente à nouveau des pertes record avec cette fois des pertes de 20 dB/km à 1550 nm tandis qu'autour de 1 μm les pertes sont de 40 dB/km.

Sur les deux dernières réalisations de fibres présentées, nous avons réussi à centrer les bandes de transmission sur des longueurs d'onde stratégiques en optique. En effet, 800 nm, 1064 nm et 1550 nm sont des longueurs d'onde émises par des lasers couramment utilisés.

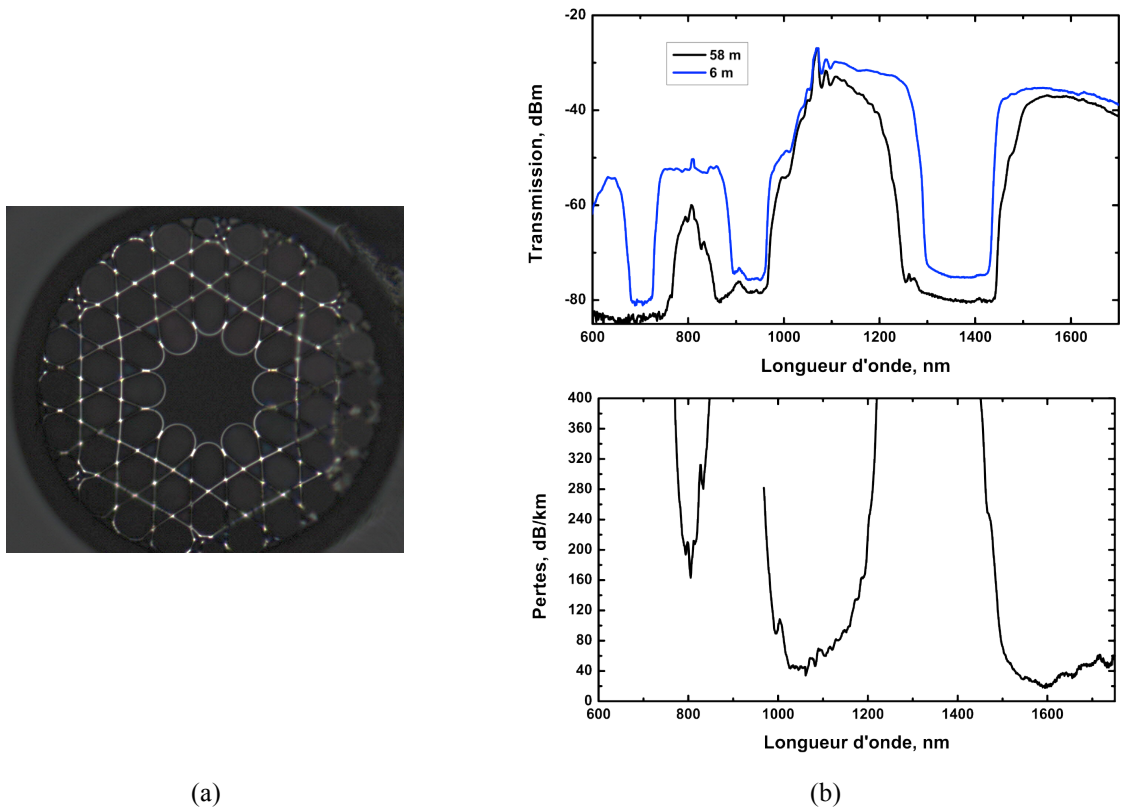


Figure III.32 : Image au microscope d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un contour de cœur hypocycloïdal optimisé avec un b de 1 (a) et ses spectres de transmission sur 58 m (courbe noire) et 6 m (courbe bleue) ((b) haut) et spectre de pertes de transmission mesuré ((b) bas).

Une étude sur le contenu modal de ces fibres a ensuite été menée venant corroborer ce que les simulations et notamment la figure III.18 ont montré. Ainsi, nous avons relevé des images de profil transverse de distribution d'intensité en champ proche, filtrées à 1064 nm, pour différentes longueurs de fibre (2, 3 et 5 m) (voir la figure III.33). Les deux fibres étudiées sont une fibre dont le b vaut 0,39 et l'autre dont le b est de 1. Les images montrent clairement que plus la longueur de fibre est grande plus le contenu modal est "propre" avec un comportement de plus en plus monomode tendant vers un profil d'intensité gaussien.

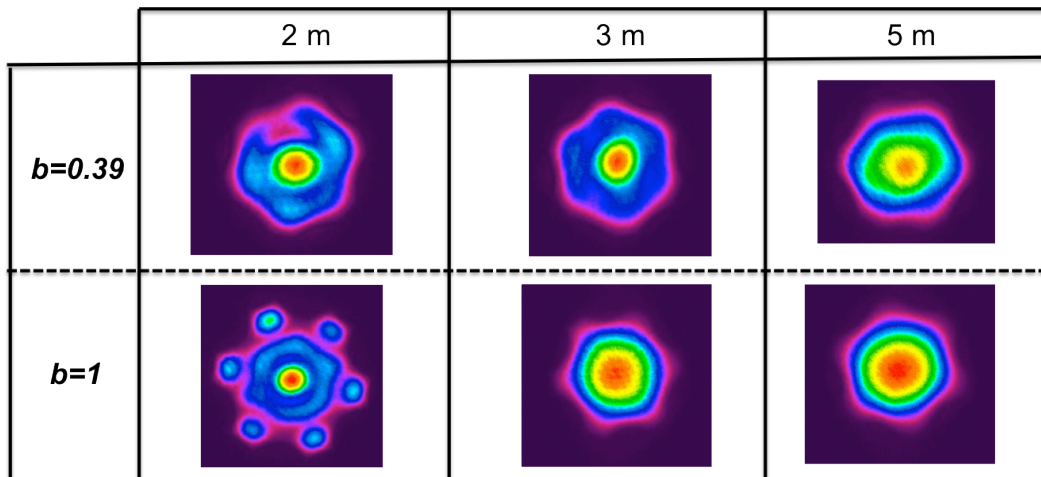


Figure III.33 : Images du profil transverse de distribution d'intensité en champ proche en sortie de tronçons de fibres Kagomé de 5 m, 3 m et 2 m pour deux fibres avec $b=0,39$ et $b=1$.

Le résultat qui ressort ici est que la distance à partir de laquelle le guidage s'opère de manière monomode n'est pas la même entre les deux fibres. En effet, pour la fibre avec $b=0,39$ pour une longueur de 3 m, la fibre présente un comportement multimode et ce n'est qu'entre 3 et 5 m que le filtrage modal commence à s'opérer. Cependant, même pour 5 m de fibre, le profil du champ n'est encore pas purement gaussien. A l'inverse, pour la fibre record avec un $b=1$, dès 3 m de fibre, le contenu modal semble quasi parfait avec un guidage monomode et un profil gaussien net.

Nous reprenons sur la figure III.34, les images en champ proche représentées en 3D des cas $b=1$ et $b=0,39$ pour une longueur de fibre de 3 m, auxquelles nous avons ajoutées les images en champ lointain pour appuyer cette observation d'un meilleur filtrage modal quand les courbes d'arche sont plus importantes. D'après ce résultat, on peut donc conclure que l'augmentation du paramètre b présente un autre mérite puisqu'il permet la suppression des modes d'ordre supérieur par une forte augmentation des pertes de propagation due à la forte résonance entre ces modes et les modes de trous d'air présents sur la première couronne de trous qui entoure le cœur (comme attendu par l'explication théorique donnée plus haut en III.5).

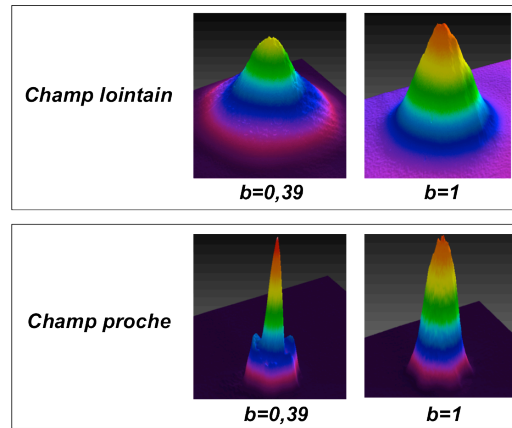


Figure III.34 : Images mesurées en 3D du profil transverse de distribution d'intensité en champ lointain et en champ proche en sortie de 3 m de deux fibres Kagomé caractérisées par un b de 1 et de 0,39.

IV.2.d Potentiel du nouveau design de fibre Kagomé proposé par rapport aux fibres à BIP

De manière à mettre en perspectives nos derniers résultats, nous avons superposé sur la figure III.35.a les spectres de pertes de transmission des 3 fibres Kagomé décrites précédemment avec ceux des 4 meilleures fibres à BIP issues de l'état de l'art. Nous avons choisi de représenter ces spectres de pertes essentiellement autour des longueurs d'onde de 800, 1064 et 1550 nm utilisées dans le monde de l'industrie des lasers.

Le spectre des pertes de la fibre à BIP dont la bande de transmission est centrée autour de 1550 nm est issue de [11] avec des pertes minimales de 1,2 dB/km. Les meilleures pertes que nous avons présentées pour cette longueur d'onde pour une fibre Kagomé sont de 20 dB/km. Pour la plage spectrale autour de 1064 nm, nous commençons à voir les limites des fibres à BIP, les meilleures pertes étant de 80 dB/km. Nous avons fabriqué une fibre Kagomé dépassant cet état de l'art avec des pertes également de 20 dB/km. Enfin, des pertes de 100 dB/km ont pu être atteintes autour de 800 nm sur une fibre Kagomé (dont le spectre de pertes est représenté en bleu sur la figure III.35.a).

Il est important de souligner que les performances de ces fibres Kagomé sur les différentes plages spectrales ont été obtenues avec une seule et même fibre. Ces résultats montrent le formidable potentiel de ces fibres pour des applications de transport et/ou de compression de pulse lasers de courte durée et de forte puissance. Des travaux sur ces applications ont déjà été publiés en utilisant les Kagomé dont la courbure des arches ne dépassait pas 0,75. Ces résultats ont donné lieu durant cette thèse à de nouveaux travaux sur le transport de faisceaux laser en régime femtoseconde et de très forte énergie, 1 mJ. Un résumé des principaux résultats phares sur ces aspects est présenté au cours du chapitre IV.

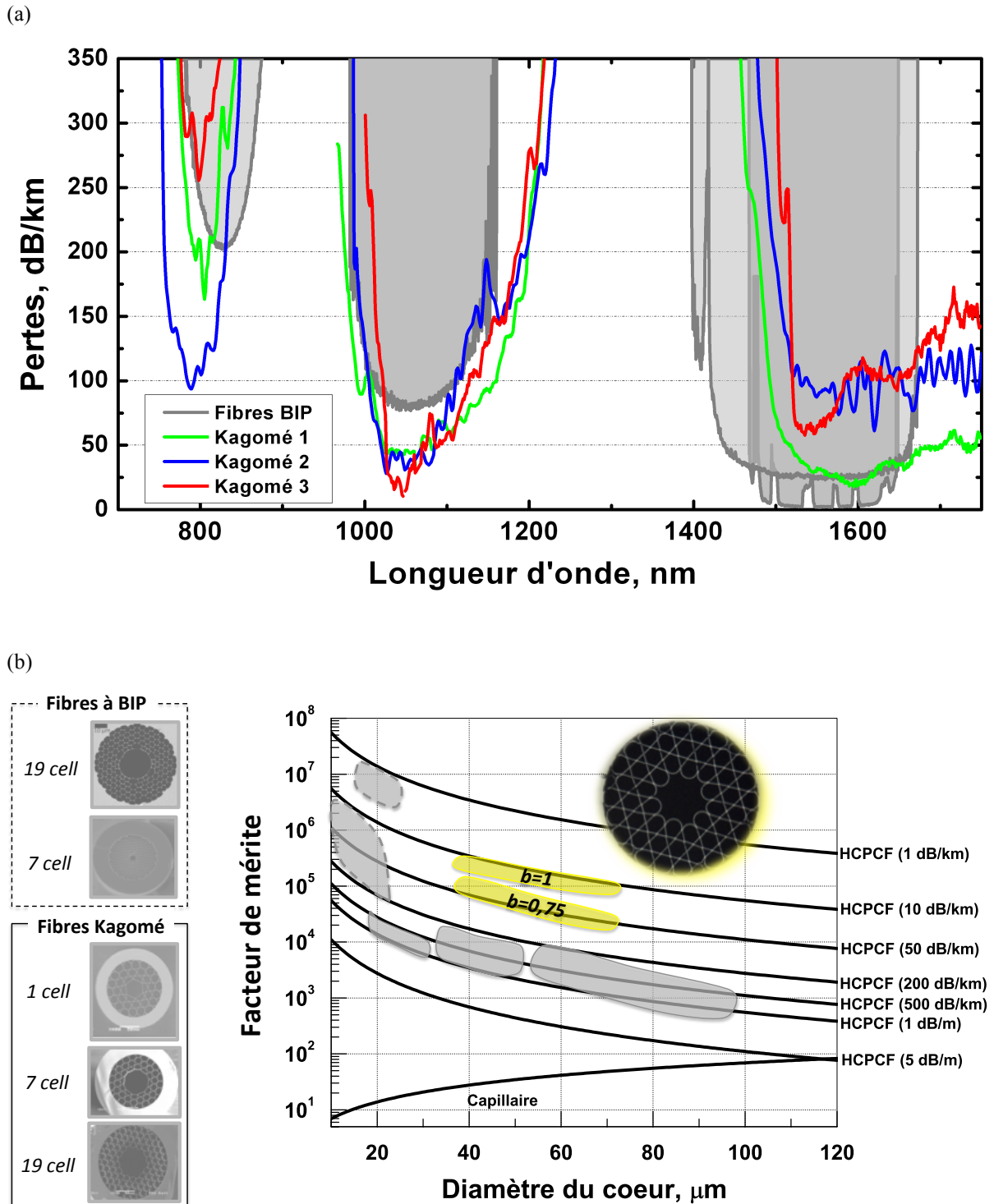


Figure III.35 : Superposition des spectres de pertes des 4 meilleures fibres à BIP de l'état de l'art avec ceux des fibres Kagomé fabriquées ici bénéficiant d'une optimisation du contour du cœur hypocycloïdal (a). Facteur de mérite des nouvelles fibres hypocycloïdales développées avec une courbure d'arches $b=1$.

Enfin, nous reprenons sur la figure III.35.b, le graphique des facteurs de mérite présenté lors du premier chapitre sur lequel ont été rajoutés ceux des nouvelles fibres fabriquées avec un contour de cœur hypocycloïdal avec $b=1$. Il ressort clairement que ces fibres présentent un facteur de mérite plus important que les précédentes fibres Kagomé (facteur 20). Mais surtout ce qui est remarquable est que ces fibres dépassant l'état de l'art présentent des facteurs de mérite comparables aux fibres à BIP tout en ayant des diamètres de cœur beaucoup plus larges.

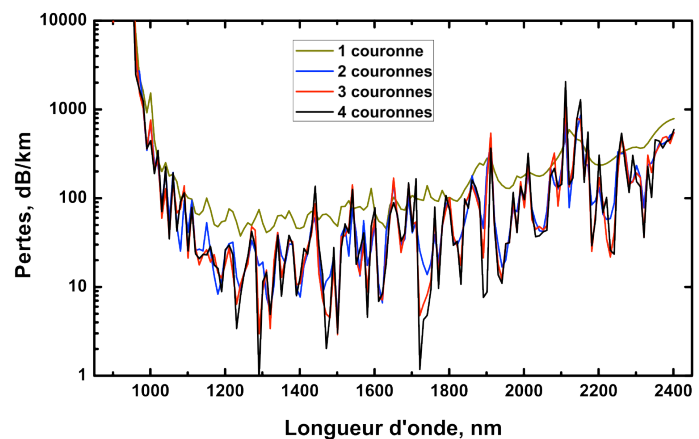
IV.2.e Rôle de la gaine des fibres à maille Kagomé sur les pertes de confinement

Aucune étude théorique et expérimentale n'a été jusque là présentée pour montrer l'influence de la gaine microstructurée des fibres Kagomé hypocycloïdales et particulièrement le rôle du nombre de couronnes qui constitue cette gaine. Nous avons ici mené un travail systématique théorique et expérimental sur les pertes de confinement et les pertes aux courbures en fonction du nombre de couronnes de la gaine.

La figure III.36.a montre les images schématiques de sections transverses des différentes structures de fibres Kagomé idéales prises en compte pour cette étude. Ces quatre fibres simulées présentent toutes un diamètre de cœur de $60\ \mu\text{m}$, une valeur de pitch de $20\ \mu\text{m}$. L'épaisseur des ponts de silice prise en compte est de $450\ \mu\text{m}$. La différence entre ces fibres est le nombre de couronnes de la gaine variant entre 1 et 4. La courbure b des arches du cœur est identique pour chaque fibre et a été fixée à 0,3.



(a)



(b)

Figure III.36 : Images schématiques des 4 structures idéales de fibres Kagomé simulées présentant différent nombre de couronnes (1, 2, 3 et 4) (a). Spectres de pertes simulés pour ces 4 fibres (b).

Nous montrons sur la figure III.36.b les spectres de pertes de transmission simulées sur la bande fondamentale. On doit remarquer que le passage d'une couronne à deux couronnes implique une réduction du niveau de pertes de manière significative. Le niveau de fond de pertes pour la fibre à une seule couronne est de 60 dB/km tandis que la fibre à 2 couronnes présente des pertes de 20 dB/km. En revanche, l'augmentation du nombre de couronnes au dessus de 2 n'implique que très peu de changements sur le niveau de pertes. De plus, avec un nombre de couronnes supérieur à 1, les spectres de pertes de confinement sont beaucoup plus chahutés avec de nombreuses oscillations sur toute la largeur de la bande fondamentale.

Cette observation théorique a été corroborée de manière expérimentale avec la fabrication de quatre fibres Kagomé dont le nombre de couronnes varie entre 1 et 4. La figure III.37.a montre les images de la section transverse de ces fibres, prises au MEB, pour lesquelles il a été pris soin de cibler les mêmes paramètres géométriques pris pour les simulations ci-dessus (*i.e.* un diamètre de cœur de 60 μm et un pitch d'environ 20 μm). La caractérisation des pertes de ces fibres est tracée sur la bande fondamentale comprise entre 900 et 1750 nm (figure III.37.b).

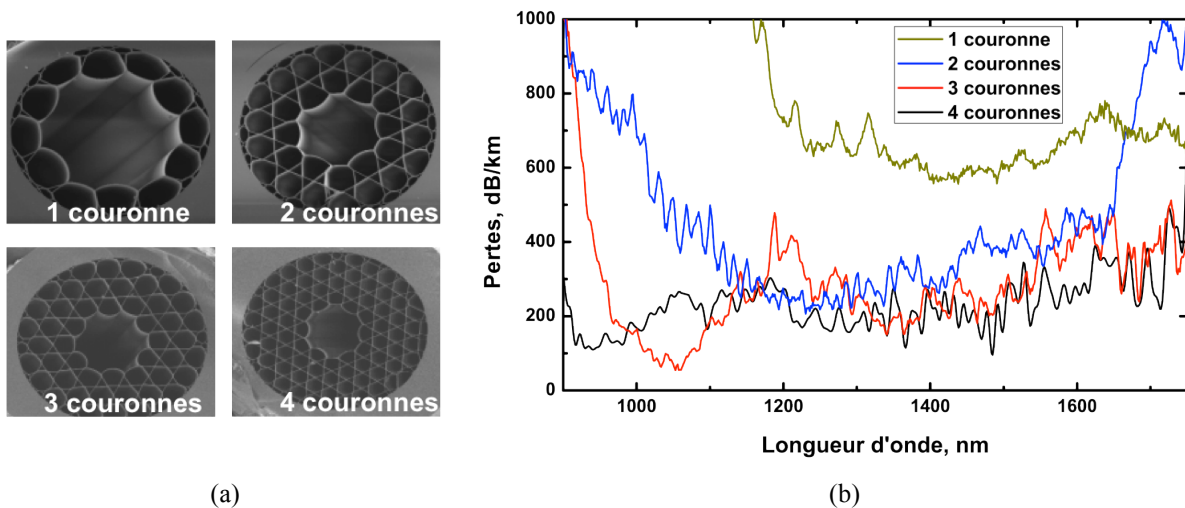


Figure III.37 : Images MEB des fibres Kagomé hypocycloïdales fabriquées ($b=0,45$) (a) et leur spectre de pertes mesuré (b).

On peut voir le même accord sur la tendance de diminution du niveau de pertes avec le nombre de couronnes. Ceci est une illustration supplémentaire du comportement de guidage de ce type de fibre par couplage inhibé.

Un comportement essentiel de ces fibres qui a été suivi en fonction du nombre de couronnes est l'évolution des pertes de confinement par macro-courbures. La figure III.38 montre les spectres de pertes par courbure sur la bande fondamentale pour un rayon de courbure fixé à

4 cm et pour 4 tours de fibre. On peut voir que les pertes aux courbures sont beaucoup plus sensibles aux courtes longueurs d'onde de la bande de transmission étudiée.

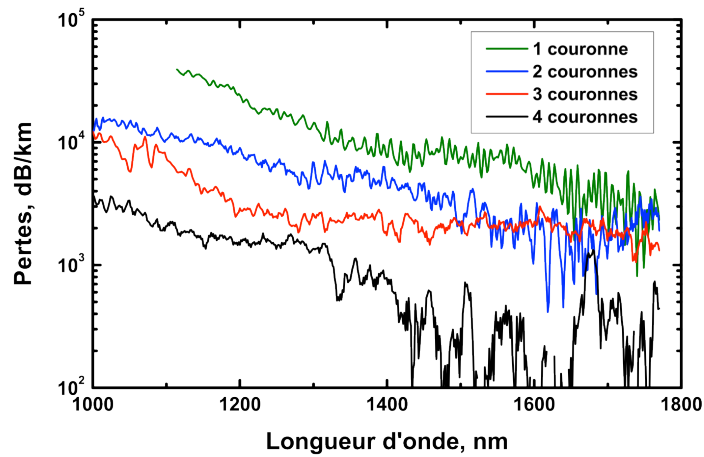


Figure III.38 : Spectres de pertes par courbure sur la bande fondamentale pour les 4 fibres expérimentales avec un nombre différent de couronnes dans la gaine.

Les pertes aux courbures sont ici quasiment proportionnelles au nombre de couronnes de la gaine, l'ajout de couronnes permettant de diminuer très fortement ces valeurs. On retrouve quasiment un ordre de grandeur entre la fibre à trois couronnes et celle à une seule couronne. Ce comportement s'explique principalement par le faible recouvrement spatial et des conditions d'accord de phase particulières entre les modes de cœur et de gaine dans cette bande. Pour illustrer ces différents couplages et la délocalisation du mode de cœur avec la courbure, différentes images d'intensité en champ proche ont été mesurées pour les 4 fibres et différentes courbures de 5 cm, 3 cm et 2 cm. Nous avons représenté sur la figure III.39 les pertes aux courbures en fonction de ces rayons à une longueur d'onde centrale de la bande fondamentale : 1500 nm. Ce tracé montre bien que les pertes aux courbures augmentent quand le rayon de courbure de fibre diminue fortement avec un rayon de courbure critique (correspondant au rayon pour lequel la puissance transmise sans courbure a perdu 3 dB) qui passe de 4,8 cm pour 1 couronne à 2,9 cm pour 3 couronnes.

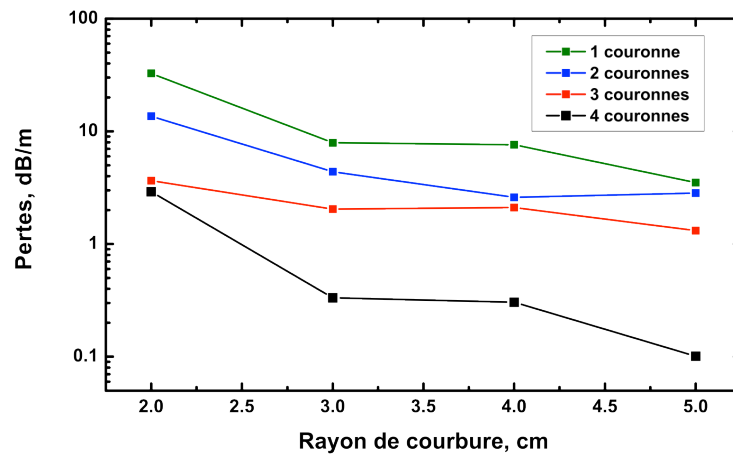


Figure III.39 : Evolution des pertes aux courbures en fonction du rayon de courbure à 1500 nm.

Ces résultats ont aussi été simulés (figure III.40) et ils ont montré un bon accord avec les relevés expérimentaux effectués.

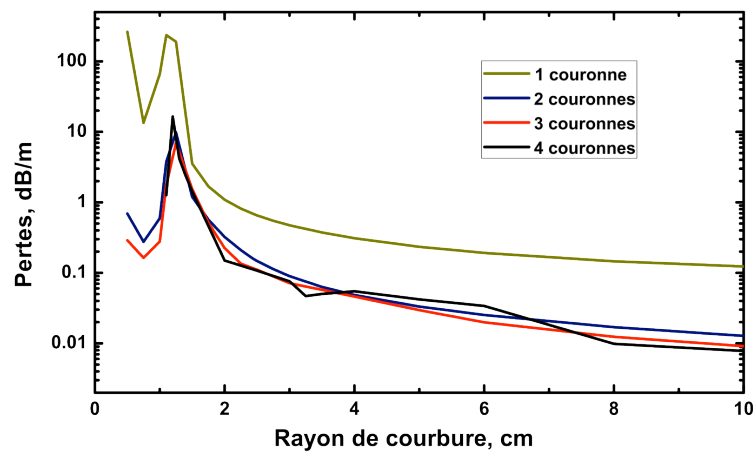


Figure III.40 : Evolution des pertes aux courbures simulées en fonction du rayon de courbure à 1500 nm.

V. Conclusion

Si le mécanisme de guidage par BIP est établi depuis un certain temps, celui basé sur un mécanisme de couplage inhibé entre les modes de cœur et les modes de gaine pour la fibre Kagomé a été exploré assez récemment, offrant de nouvelles opportunités en terme de guidage. Nous avons apporté au cours de ce troisième chapitre une étude détaillée aussi bien théorique qu'expérimentale pour comprendre les rôles des paramètres importants sur ce type de fibre. Nous nous sommes plus particulièrement intéressé à l'influence du contour du cœur de ces fibres. Des simulations nous ont permis de démontrer qu'une forme hypocycloïdale, avec un paramètre de courbure b des arches de plus en plus prononcé, permet de diminuer drastiquement les pertes de confinement de cette famille de fibre. Théoriquement, des pertes inférieures au dB/km peuvent être atteintes avec une courbure supérieure ou égale à 1. Jusque-là, les meilleures fibres hypocycloïdales étaient caractérisées par un b de 0,75 et des pertes de 40 dB/km à 1550 nm. Grâce au nouveau design de fibre Kagomé que nous avons proposé basé sur une épaisseur de ponts de silice plus importante, nous avons réussi à fabriquer des fibres Kagomé exhibant un b allant jusqu'à 1. Cette importante optimisation nous a permis de démontrer des pertes de transmission record sur des plages spectrales jusqu'ici non couvertes par les fibres à BIP et pour lesquelles les fibres Kagomé précédentes avaient des pertes qui stagnaient à un niveau de 1 dB/m. Des pertes record de 17 dB/km ont été obtenues autour de 1064 nm. Aussi, des pertes équivalentes de 20 dB/km ont été atteintes à 1550 nm, ainsi que 100 dB/km ont pu être mesurées à 800 nm. A noter que ces pertes autour de ces 3 longueurs d'onde (essentielle car émises par les principaux lasers utilisés en recherche) ont été obtenues sur une seule et même fibre Kagomé. L'étude (théorique et de simulation) a montré le rôle important de la forme hypocycloïdale du cœur sur le contenu modal guidé. Une courbure d'arche de plus en plus prononcée favorise l'obtention d'un guidage monomode. Aussi nous avons montré la diminution de l'intégrale de recouvrement entre le mode de cœur et les modes de gaine lors de l'augmentation de la courbure des arches du contour de cœur, résultat prometteur et essentiel pour l'obtention de record de transmission de flux de forte énergie.

Références bibliographiques

- [1] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer, “Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. **318**, no. 5853, pp. 1118–21, 2007.
- [2] F. Couny, P. J. Roberts, F. Benabid, and T. A. Birks, “Square-lattice large-pitch hollow-core photonic crystal fiber,” *2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, vol. **16**, pp. 20626–20636, 2008.
- [3] Y. Wang, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, “Low Loss Broadband Transmission In Optimized Core-shape Kagome Hollow-core PCF,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*, 2010, p. CPDB4.
- [4] Y. Y. Wang, N. V Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid, “Low loss broadband transmission in hypocycloid-core Kagome hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics letters*, vol. **36**, no. 5, pp. 669–71, 2011.
- [5] Y. Y. Wang, X. Peng, M. Alharbi, C. F. Dutin, T. D. Bradley, F. Gérôme, M. Mielke, T. Booth, and F. Benabid, “Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high-power ultrashort pulse transportation and pulse compression,” *Optics letters*, vol. **37**, no. 15, pp. 3111–3, 2012.
- [6] T. D. Bradley, Y. Wang, M. Alharbi, B. Debord, C. Fourcade-Dutin, B. Beaudou, F. Gerome, and F. Benabid, “Optical Properties of Low Loss (70dB/km) Hypocycloid-Core Kagome Hollow Core Photonic Crystal Fiber for Rb and Cs Based Optical Applications,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. **31**, no. 16, pp. 2752–2755, 2013.
- [7] L. Vincetti and V. Setti, “Waveguiding mechanism in tube lattice fibers,” *Optics express*, vol. **18**, no. 22, pp. 23133–46, 2010.
- [8] L. Vincetti and V. Setti, “Extra loss due to Fano resonances in inhibited coupling fibers based on a lattice of tubes,” *Optics express*, vol. **20**, no. 13, pp. 14350–61, 2012.
- [9] E. A. J. Marcatili and R. A. Schmeltzer, “Hollow Metallic and Dielectric Wave-guides for Long Distance Optical Transmission and Lasers,” *Bell System Technical Journal*, vol. **43**, no. 4, pp. 1783–1809, 1964.
- [10] F. Gérôme, R. Jamier, J.-L. Auguste, G. Humbert, and J.-M. Blondy, “Simplified hollow-core photonic crystal fiber,” *Optics letters*, vol. **35**, no. 8, pp. 1157–9, 2010.
- [11] P. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. Mangan, D. Williams, L. Farr, M. Mason, A. Tomlinson, T. Birks, J. Knight, and P. St J Russell, “Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres,” *Optics express*, vol. **13**, no. 1, pp. 236–44, 2005.

Table des figures

Figure III.1 : Représentation schématique de la différence de recouvrement de l'intensité du mode fondamental HE_{11} avec le contour du cœur pour le cas d'une fibre avec un cœur circulaire (a) et celui d'une fibre avec un cœur hypocycloïdal (b).	91
Figure III.2 : (a) Structure de guide d'onde utilisée pour les simulations dans [7], (b) zoom sur la différence de forme entre une cellule élémentaire de la gaine utilisée dans les simulations dans [7] et une cellule de fibre Kagomé.	93
Figure III.3 : Images MEB des contours du cœur d'une fibre Kagomé classique avec une forme quasi circulaire (a) et d'une des premières fibres Kagomé hypocycloïdales (b).....	95
Figure III.4 : Exemple d'une structure schématisée d'une fibre Kagomé à contour de cœur hypocycloïdal utilisée pour les simulations.....	96
Figure III.5 : Définition du paramètre de courbure b	96
Figure III.6 : Structures des fibres Kagomé retenues pour les simulations.	97
Figure III.7 : Spectres de pertes simulés de fibres Kagomé hypocycloïdales pour différentes valeurs de courbure d'arche : $b=0$; $b=0,2$; $b=0,5$; $b=1$; $b=1,5$	98
Figure III.8 : Evolution du minimum de pertes de transmission simulées sur les deux premières bandes de transmission pour différentes valeurs de b (la longueur d'onde de travail est de $1 \mu\text{m}$ pour la bande fondamentale et de 500 nm pour la bande II).....	99
Figure III.9 : Evolution avec b du profil radial de l'intensité du mode fondamental HE_{11} le long des deux axes de symétrie, à $1 \mu\text{m}$	100
Figure III.10 : Evolution avec b du profil d'intensité transverse du mode HE_{11}	100
Figure III.11 : Evolution avec b de l'erreur relative commise lors d'une approximation du MFD d'une fibre Kagomé par celui d'un capillaire, à $1 \mu\text{m}$	101
Figure III.12 : Spectres d'indices effectifs d'un capillaire de $R_{cap}=30 \mu\text{m}$ (courbe en pointillés) et de fibres Kagomé de rayon $R_{in}=30 \mu\text{m}$ avec différents b (courbes solides).	102
Figure III.13 : Evolution avec b de la fraction de puissance optique dans la silice de la gaine d'une fibre Kagomé à $1 \mu\text{m}$	103
Figure III.14 : Evolution avec b de la fraction de puissance optique dans la silice de la gaine d'une fibre Kagomé pour le mode fondamental HE_{11} , pour la bande fondamentale (à $1 \mu\text{m}$) et pour la bande II (à 500 nm).	104
Figure III.15 : Coefficient de couplage K en fonction du nombre azimutal m	105
Figure III.16 : Profil d'intensité (sur un quart de la structure) d'un mode de gaine représentatif établi dans la couronne de silice autour du cœur pour différents b ($b=0$; $b=0,5$; $b=1$; $b=1,5$). La longueur d'onde de travail est fixée à $1 \mu\text{m}$. En insert : zoom sur un même arc de cercle du contour du cœur.	106
Figure III.17 : Evolution avec b du nombre azimutal m et de la longueur totale du contour du cœur, pour l'intégralité de la fibre.	107
Figure III.18 : Pertes de transmission simulées pour différentes valeurs de b , pour le mode fondamental et les premiers modes d'ordre supérieur (HE_{21} (2 polarisations), TE_{01} et TM_{01}).	108
Figure III.19 : Evolution avec b de la différence d'indice effectif entre les modes d'ordre supérieur et les modes de trous pour $b=1,0$, $b=1,5$ et $b=1,9$. En insert : profils d'intensité du mode d'ordre supérieur HE_{21} à $1 \mu\text{m}$ pour les différentes valeurs de b	109
Figure III.20 : Photos des tours de fibrage d'Xlim (a) tour dédiée aux fibres ; (b) tour dédiée aux capillaires et cannes.	110
Figure III.21 : Processus de fabrication (a) et d'étirage (b) d'une fibre à cristal photonique à cœur creux à maille de Kagomé par la méthode "Stack and Draw".	111
Figure III.22 : Images au microscope de la section transverse de quatre fibres Kagomé fabriquées présentant différentes courbures d'arche $b=0$; $b=0,39$; $b=0,68$; $b=0,75$	113
Figure III.23 : Spectres de pertes mesurés pour les quatre fibres Kagomé fabriquées (une à contour de cœur "circulaire" et trois hypocycloïdales).	113

Figure III.24 : Evolution avec b des pertes de transmission minimales de la bande fondamentale, pour les fibres Kagomés simulées et les 4 fibres fabriquées.	114
Figure III.25 : Spectres de pertes de transmission sur la bande de transmission II des fibres Kagomé fabriquées avec $b=0$; $b=0,39$; $b=0,68$	115
Figure III.26 : Pertes de transmission simulées de fibres Kagomé avec $b=1$ pour différentes épaisseurs de ponts de silice ($t=350$ nm ; $t=800$ nm ; $t=1400$ nm).	116
Figure III.27 : Pertes de transmission simulées de fibres Kagomé avec $b=1,1$ (a) et $b=1,5$ (b) pour différentes épaisseurs de ponts de silice ($t=350$ nm ; $t=800$ nm ; $t=1400$ nm).	117
Figure III.28 : Image au microscope d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un contour de cœur hypocycloïdal avec un b de 0,9.	118
Figure III.29 : Spectres de transmission sur 20 m (courbe bleue) et 3 m (courbe noire) et spectre de pertes (courbe grise) d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un b de 0,9.	119
Figure III.30 : Image au microscope électronique à balayage d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un contour de cœur hypocycloïdal optimisé avec un b de 1.	119
Figure III.31 : Spectres de transmission sur 30,6 m (courbe noire) et 4,7 m (courbe bleue) (a) et spectre de pertes de transmission mesuré (b) pour une fibre Kagomé fabriquée avec un b de 1. En insert : zoom sur le spectre de transmission montrant des pertes record de 17 dB/km à 1050 nm.	120
Figure III.32 : Image au microscope d'une fibre Kagomé fabriquée présentant un contour de cœur hypocycloïdal optimisé avec un b de 1 (a) et ses spectres de transmission sur 58 m (courbe noire) et 6 m (courbe bleue) ((b) haut) et spectre de pertes de transmission mesuré ((b) bas).	121
Figure III.33 : Images du profil transverse de distribution d'intensité en champ proche en sortie de tronçons de fibres Kagomé de 5 m, 3 m et 2 m pour deux fibres avec $b=0,39$ et $b=1$	122
Figure III.34 : Images mesurées en 3D du profil transverse de distribution d'intensité en champ lointain et en champ proche en sortie de 3 m de deux fibres Kagomé caractérisées par un b de 1 et de 0,39.	123
Figure III.35 : Superposition des spectres de pertes des 4 meilleures fibres à BIP de l'état de l'art avec ceux des fibres Kagomé fabriquées ici bénéficiant d'une optimisation du contour du cœur hypocycloïdal (a). Facteur de mérite des nouvelles fibres hypocycloïdales développées avec une courbure d'arches $b=1$	124
Figure III.36 : Images schématiques des 4 structures idéales de fibres Kagomé simulées présentant différent nombre de couronnes (1, 2, 3 et 4) (a). Spectres de pertes simulés pour ces 4 fibres (b).	125
Figure III.37 : Images MEB des fibres Kagomé hypocycloïdales fabriquées ($b=0,45$) (a) et leur spectre de pertes mesuré (b).	126
Figure III.38 : Spectres de pertes par courbure sur la bande fondamentale pour les 4 fibres expérimentales avec un nombre différent de couronnes dans la gaine.	127
Figure III.39 : Evolution des pertes aux courbures en fonction du rayon de courbure à 1500 nm.	128
Figure III.40 : Evolution des pertes aux courbures simulées en fonction du rayon de courbure à 1500 nm.	128

Chapitre IV

Fibres à maille de Kagomé à gros cœur à contour de cœur hypocycloïdal

Des fibres à large cœur sont développées et présentées au cours de ce chapitre dans le but d'être une structure guidante et de confinement efficace pour la création et le maintien de plasmas stables. Des fibres à large cœur présentant des pertes de 100 dB/km sont montrées. Aussi, des travaux sur le dépôt d'impulsions laser haute énergie (1 mJ) sont présentés comme jalon nécessaire à l'optique non linéaire au sein de plasmas confinés dans ces fibres.

I. Introduction

Fort des avancées obtenues en terme de performances optiques grâce au développement de fibres Kagomé hypocycloïdales avec une courbure des arches du contour de cœur circulaire, nous proposons de transposer ces résultats au design 19-cell. Cela nous permettra d'obtenir des dimensions de cœur élargies, très attractives pour nos applications de décharges plasmas au sein de fibres à cristal photonique à cœur creux. En effet, dans le cadre de cette thèse, se fixant comme objectif de générer un plasma microonde à onde de surface dans le cœur creux d'une fibre Kagomé, avoir un diamètre de cœur suffisamment large semble essentiel pour maintenir un plasma stable. Comme cela était mentionné dans le chapitre premier, parmi les verrous technologiques de génération de plasma stable dans un système compact, on relève la dimension transverse de l'enceinte contenant le plasma. Le plus petit diamètre interne correspondant à une génération réussie d'un plasma microonde à onde de surface était de 500 μm . En parallèle, le diamètre de cœur typique des 7-cell HC-PCF à maille Kagomé est de 40-50 μm , alors qu'il est autour de 10 μm pour les HC-PCF guidant par BIP. Afin d'anticiper les difficultés que posent des diamètres de fibres aussi réduits pour la génération de plasma dans une HC-PCF, nous avons fabriqué une HC-PCF à maille Kagomé à cœur hypocycloïdal avec 19 capillaires manquants (19-cell) au lieu des fibres à 7-cell couramment fabriquées (cf. chapitre 2). Le présent chapitre expose la fabrication de différentes HC-PCF 19-cell à cœur hypocycloïdal ayant à la fois une forte courbure négative, des diamètres de cœur entre 90 μm et 103 μm , et des pertes de transmission record (~ 100 dB/km) pour ce type de fibre. La caractérisation de ces fibres comprend aussi leur portée d'impulsion laser ultra-puissante et ultra-courte, en anticipation d'investiguer la dynamique optique non-linéaire lors d'une propagation d'impulsion optique dans une fibre creuse "remplie" d'un plasma micro-onde préformé.

II. Premières fabrications de fibres Kagomé 19-cell

Pour débiter les réalisations de fibres Kagomé 19-cell, nous avons choisi de conserver une gaine constituée de 3 couronnes. Il est à noter que d'un point de vue fabrication, autant de capillaires à enlever au centre est plus difficile à réaliser, principalement au moment du tirage du stack pour maintenir un assemblage de capillaires stable. Aussi ne garder que trois couronnes pour la gaine rajoute une difficulté pour garder cette stabilité mécanique. Enfin, l'étirage en fibre d'une canne avec un large cœur central comme celle avec 19 capillaires manquants pose des difficultés rhéologiques supplémentaires pour maintenir l'intégrité structurelle de la fibre. En effet, la disparité des tensions de surface exercées sur les trous de la gaine et sur le cœur central augmente proportionnellement avec la différence de diamètres des trous. Par conséquent, un meilleur contrôle des paramètres d'étirage est nécessaire.

Aussi, il à noter que même pour un étirage réussi, et donc réalisant un contour hypocycloïdal, la structure du cœur de ce type de fibre est intrinsèquement différente de celle de la 7-cell. La figure IV.1 montre schématiquement les contours hypocycloïdaux d'une fibre 7-cell et d'une à 19-cell. Dans le cas d'une fibre 19-cell, le contour possède 18 arches au lieu de 12 pour la fibre 7-cell, avec deux fois plus d'arches internes que d'arches externes. Nous ne montrerons pas ici d'étude sur les simulations de ces fibres 19-cell mais il apparaît clairement que, pour une même courbure d'arche $b=1$ et au regard des résultats démontrés dans le précédent chapitre pour la fibre 7-cell, cette alternance d'arches différente impliquera un recouvrement spatial du mode guidé avec le contour de cœur plus important. Les pertes de propagation seront par conséquent plus élevées.

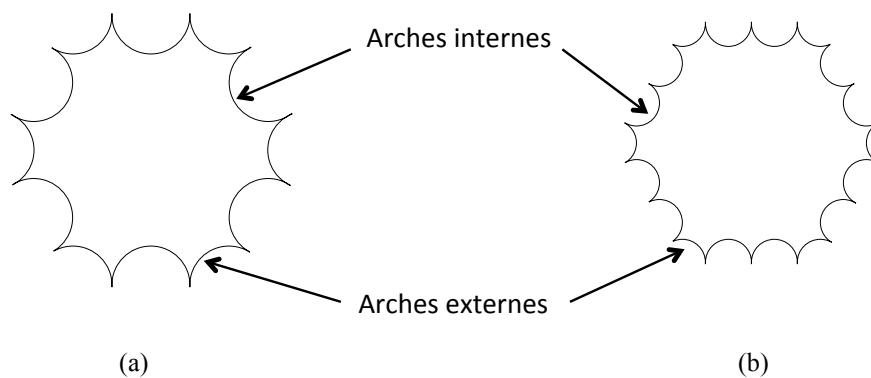


Figure IV.1 : Représentation schématique du contour hypocycloïdal du cœur pour une fibre Kagomé 7-cell (a) et pour une fibre 19-cell (b).

Ici le cœur va plutôt présenter une forme hexagonale que circulaire, l'alternance des petites et grandes arches n'étant pas la même. Nous retrouvons, comme on le voit en dessous sur les photos de fibres fabriquées, une alternance de deux arches internes avec une seule externe.

Nous avons aussi, pour ce design, voulu tendre vers une courbure d'arche de 1. Différentes fibres ont été fabriquées et nous montrons ici quelques unes de ces réalisations. Nous avons choisi des fibres avec différentes valeurs de b (figure IV.2). La figure IV.2.a montre la photo d'une première fibre Kagomé 19-cell dont le diamètre externe est de 330 μm . Les arches sont caractérisées par une courbure relativement faible de 0,4 avec une épaisseur de ponts d'environ 900 nm. Le diamètre de son cœur est de 103 μm pour la plus petite valeur et de 110 μm pour la valeur maximale. Le spectre de pertes de cette fibre révèle la présence de deux bandes de transmission centrées autour de 700 nm (bande III) et 1150 nm (bande II) avec des pertes de 500 dB/km et 300 dB/km respectivement.

La fibre suivante (figure IV.2.b) présente une épaisseur de ponts de silice t légèrement plus importante de 1 μm avec un diamètre de cœur compris entre 96 et 106 μm . De plus, cette fibre se caractérise par un contour de cœur hypocycloïdal plus prononcé ($b=0,56$). Cette augmentation du paramètre b a permis ici, comme nous l'avons précédemment démontré sur le cas de la fibre 7-cell, de diminuer les pertes de confinement d'un facteur 2. Les pertes minimales se retrouvent alors de 160 dB/km entre 1150 et 1350 nm et de 320 dB/km autour de 750 nm.

En contrôlant précisément les paramètres de fibrage et grâce à de nombreux essais antérieurs pour calibrer les bons rapports de pressions entre cœur et gaine, nous avons réussi pour la première fois à fabriquer une fibre hypocycloïdale dont les courbures du cœur sont quasi circulaires ($b=0,95$) et dont le diamètre de cœur est très large de 100 μm (figure IV.2.c). Grâce à l'optimisation de ce paramètre de courbure b , nous avons obtenu des pertes record de 100 dB/km sur une large bande de transmission entre 800 et 1150 nm. Les pertes de ces fibres dans la littérature étaient alors fixées autour de 400 dB/km [1]. Nous notons ici que cette bande correspond à la bande II, l'épaisseur des ponts de silice ayant été cette fois affinée à 750 nm. De bonnes pertes autour de 550 dB/km ont pu être mesurées sur la bande III qui est centrée dans le visible entre 550 et 700 nm. Cette fibre a également servi aux travaux de transport de faisceaux de haute énergie qui seront présentés ci-dessous.

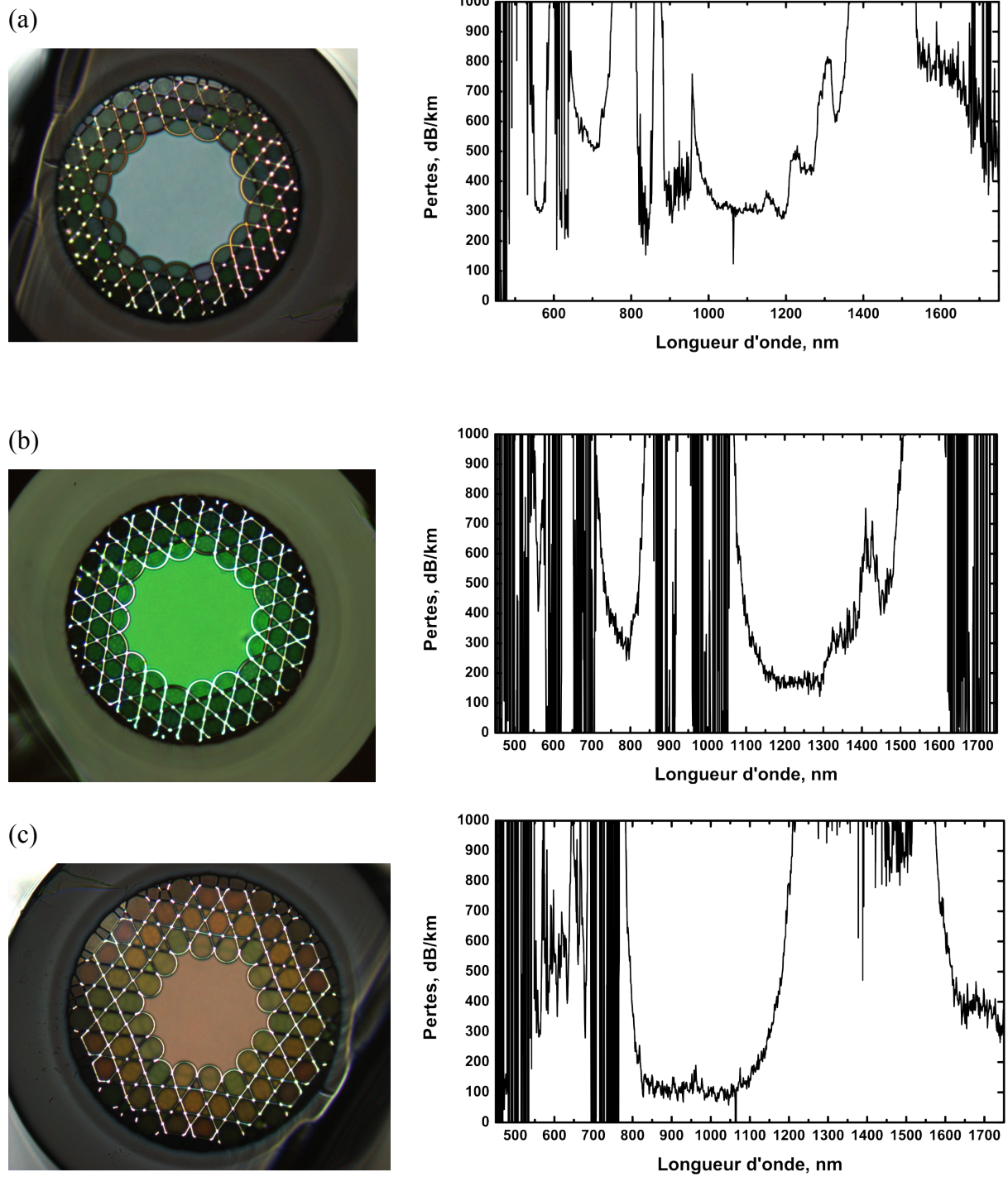


Figure IV.2 : Photos prises au microscope de trois fibres Kagomé 19-cell fabriquées avec un large diamètre de cœur autour de $100\ \mu\text{m}$ avec des courbures d'arches b de 0,4 (a), 0,6 (b) et 0,95 (c) ; et leur spectre de pertes mesuré.

III. Optimisation des fibres 19-cell pour un guidage spécifique des raies d'émission d'un plasma d'Ar

Nous venons de montrer des fibres pour lesquelles nous avons réussi à obtenir un diamètre de cœur d'environ 100 μm avec de bonnes performances de guidage. Cependant, ces fibres ne possèdent pas de bande de transmission (même sur une courte distance de fibre) autour des raies utilisées classiquement dans les lasers Ion-Ar, c'est-à-dire les raies spectrales émises par le plasma entre 420 et 500 nm. En particulier, parmi les objectifs de nos travaux "plasmas" décrits dans le chapitre suivant, l'un est de réaliser un guidage optique de la raie 488 nm du plasma Argon, du fait de son fort gain et qui a donc été choisie comme longueur d'onde de choix pour la démonstration de concept d'un laser à base de HC-PCF remplie de plasma. Pour ce faire, nous avons cherché à optimiser principalement le paramètre d'épaisseur de ponts pour positionner convenablement soit la bande III ou la bande IV autour de 488 nm. A titre d'exemple, pour que la bande de transmission IV soit positionnée autour de 488 nm il faudra, en utilisant la formule permettant d'estimer les longueurs d'onde de coupure (II.6), que l'épaisseur des ponts de silice soit idéalement de 790 nm.

La figure IV.3 montre le résultat de cette phase d'optimisation. Les images des fibres présentées ne montrent pas à première vue de différence majeure si ce n'est un diamètre de cœur qui est plus petit pour la première fibre (84 μm contre 100 μm pour la deuxième). Nous avons, entre ces deux tronçons, changé la pression dans la gaine permettant ainsi d'obtenir une épaisseur pour la deuxième fibre légèrement plus importante.

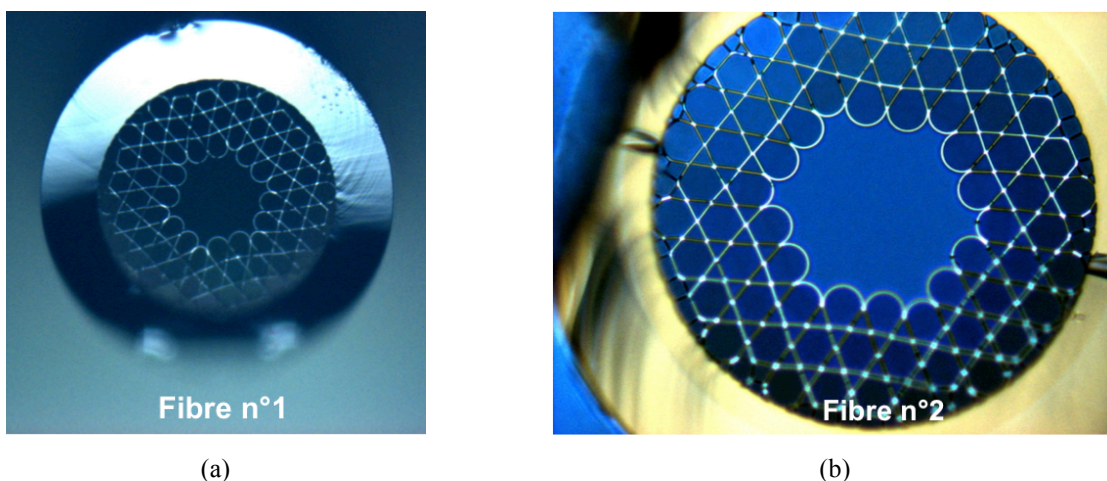


Figure IV.3 : Photos de fibres Kagomé 19-cell, avec un b proche de 1, issues de la même canne avec des paramètres de fibrage légèrement différents, conduisant à une différence d'épaisseur de ponts de silice de 100 nm.

La figure IV.4 montre un comparatif des spectres de transmission de ces deux tronçons de fibres. On distingue quatre bandes de transmission. Un zoom sur la zone spectrale autour de 488 nm est montré sur la figure de droite. On constate que pour la première fibre, une coupure est positionnée juste sur cette longueur d'onde. En revanche grâce à l'optimisation et l'ajustement très fin opéré durant la fabrication de la deuxième fibre, la bande IV a pu être centrée autour de 488 nm. Les pertes de transmission sur cette bande IV ont été estimées aux environs de 1 dB/m. Ces pertes, restant fortes par rapport aux pertes que l'on a réussi à obtenir à des longueurs d'onde plus grandes, seront cependant assez faibles pour espérer guider les raies plasma couvertes par la bande de transmission visée et éventuellement générer un effet laser. En effet, le niveau de ces pertes reste correct et de plus la longueur de fibre utilisée pour d'éventuels développements d'effets laser sera faible. A noter que l'optimisation de ces valeurs de pertes, ici d'un niveau proche du dB/m, est actuellement en cours.

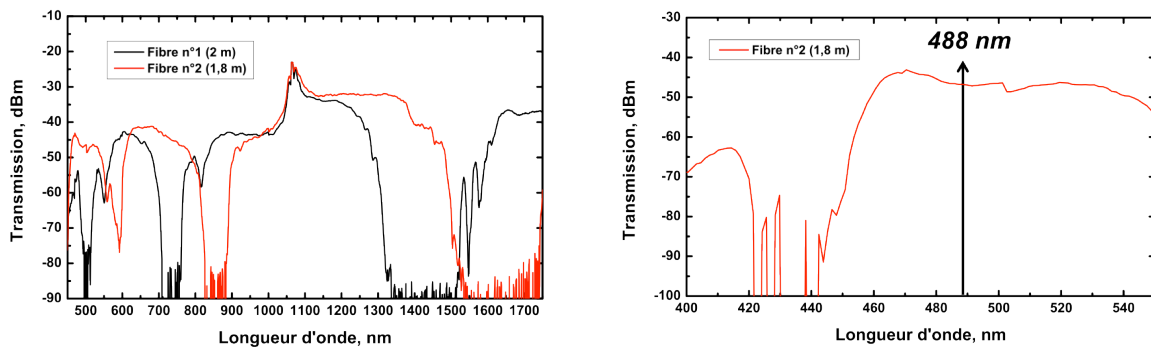


Figure IV.4 : Spectres de transmission (avec un zoom sur une plage spectrale plus étroite autour de 488 nm) des deux fibres issues du même tirage mettant en évidence une optimisation du positionnement des bandes de transmission pour la fibre n°2 pour un guidage efficace de raies plasma d'Ar à 488 nm.

Une fibre permettant de guider les raies autour de 488 nm a été développée. Cependant comme nous le verrons par la suite, l'excitation de l'argon génère aussi l'émission de nombreuses raies dans le rouge – IR, autour de 700-800 nm. Or, l'avantage de ces fibres Kagomé avec la présence possible de plusieurs plages spectrales de résonance avec de fortes pertes et qu'elles peuvent naturellement servir de filtre spectral. En effet, elles peuvent venir guider ou atténuer préférentiellement certaines longueurs d'onde et donc, dans notre cas de lumière émise par un plasma, de filtrer les raies d'émission non voulues du mélange gazeux excité pour venir conserver seulement (ou tout du moins les favoriser) les longueurs d'onde d'émission ciblées. Un tel choix d'épaisseur de ponts de cette dernière fibre a donc été fait car il permet de positionner une forte résonance sur ces raies et ainsi de créer une discrimination de guidage entre les différentes raies, en étant favorable à celles de l'ion Ar⁺.

IV. Caractérisation des fibres Kagomé hypocycloïdales pour le transport de forte énergie

IV.1 Introduction

Dans le but de futurs travaux et applications sur l'interaction optique non-linéaire entre une impulsion optique laser ultra-brève et puissante avec un microplasma microonde maintenu au sein d'une fibre à cœur, nous présentons ici des résultats de caractérisation de déport de faisceaux de très forte énergie dans le type de fibres Kagomé 19-cell fabriquées et présentées ci-dessus.

Les lasers pulsés ultra brefs en régime femtoseconde et présentant des puissances crêtes de l'ordre du GW sont des outils essentiels pour des applications de traitements de différents matériaux à l'échelle micrométrique sans dissipation de chaleur (dans des domaines variés comme la biophotonique ou encore de micro-usinage). Le transport de faisceaux de ces lasers de manière flexible et robuste nécessite une technologie pouvant guider le long de plusieurs mètres de manière unimodale, sans endommagement du matériau. Les fibres optiques avec un cœur solide constitué par de la silice ont permis de transporter des faisceaux à des niveaux de puissance limités au nanoJoule du fait du seuil de dommage de ce matériau qui demeure bas [2]. Le développement des fibres optiques à cœur creux a permis de repousser ce niveau d'énergie, du fait que le guidage s'opère dans l'air. Quelques microJoules ont ainsi pu être délivrés dans les fibres à cristal photonique à cœur creux à BIP [3]. Aussi, récemment, des impulsions à 1550 nm de 100 μ J, d'une durée de 850 fs, ont été transportées le long de d'une fibre à cristal photonique à cœur creux basée cette fois-ci sur une maille Kagomé présentant des pertes de transmission de 40 dB/km [4]. Une compression jusqu'à 300 fs a même pu être obtenue.

Nous avons vu au cours du troisième chapitre en quoi les fibres Kagomé présentaient un formidable potentiel pour des transports de faisceaux de très forte énergie du fait du très faible recouvrement spatial de la puissance optique du mode guidé avec la silice constituant la gaine microstructurée (fraction de puissance inférieure ou égale à 10^{-5} contre 10^{-3} pour la fibre à BIP). Dans ce contexte, les travaux de cette thèse consacrés au développement d'un nouveau design de fibres Kagomé basé sur un contour de cœur hypocycloïdal exacerbé (7-cell et 19-cell) ont permis de démontrer des records en terme de transport de forte énergie en régime femtoseconde. Nous présentons ici les résultats majeurs issus de ces études.

Deux fibres Kagomé ont été utilisées pour cette étude dont les images prises au MEB sont présentées sur la figure IV.5. La figure IV.6 présente les spectres de transmission d'une fibre 19-cell (cf. figure IV.6.a) et d'une fibre 7-cell (cf. figure IV.6.b) sur le domaine spectral compris entre 900 et 1300 nm. Pour chacune des fibres, la dispersion des vitesses de groupe (DVG) et le recouvrement de puissance optique du mode fondamental du cœur guidé avec la silice de la gaine sont montrés. Ces deux fibres présentent une courbure d'arches de contour de cœur b égale à 1. La fibre 19-cell exhibe un large cœur de diamètre égal à $80\ \mu\text{m}$. Le recouvrement de puissance optique dans la silice représente une fraction extrêmement faible, égale à $2,8 \times 10^{-6}$. La fibre 7-cell présente elle un diamètre de cœur plus faible de $55\ \mu\text{m}$ et une fraction de puissance optique minimale dans la silice de $4,7 \times 10^{-5}$.

Le laser utilisé pour ces expériences est un laser Yb émettant des impulsions d'environ 600 fs, avec un taux de répétition de 1 kHz, et dont l'énergie maximale est de 1 mJ à la longueur d'onde de 1030 nm. Les fibres, autour de cette longueur d'onde de fonctionnement, présentent des pertes de propagation d'environ 200 dB/km pour la 19-cell et d'environ 45 dB/km pour la fibre 7-cell. La DVG vaut, à 1030 nm, $+0,55\ \text{ps/nm/km}$ pour la fibre 19-cell et $-11,4\ \text{ps/nm/km}$ pour la fibre 7-cell.

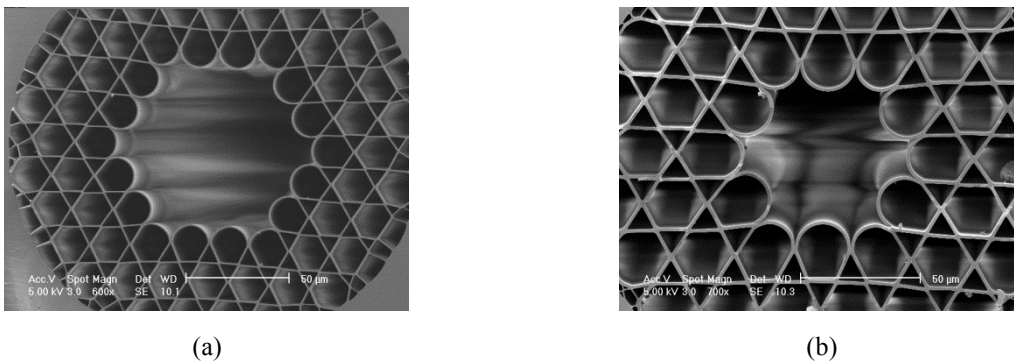


Figure IV.5 : Images MEB des fibres 19-cell (a) et 7-cell (b) utilisées pour le transport d'énergie.

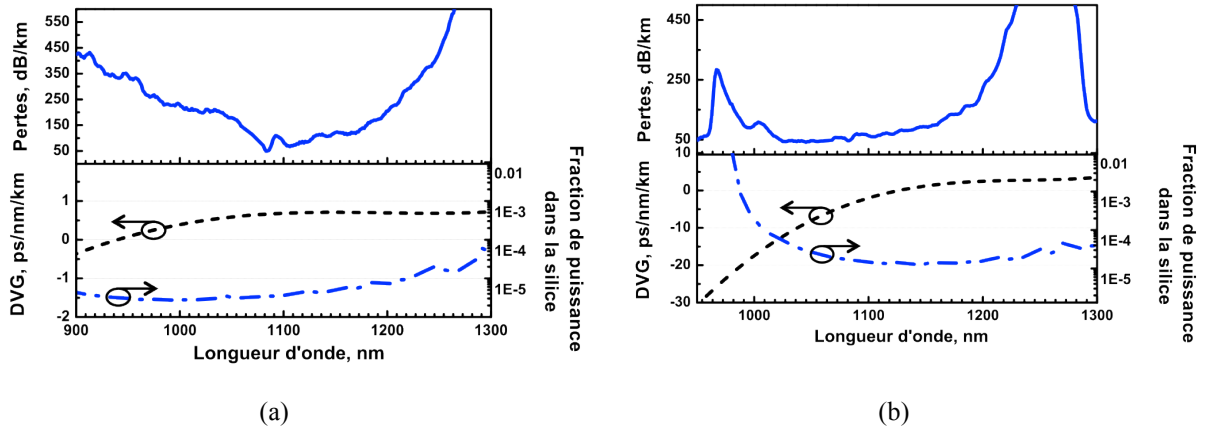


Figure IV.6 : Spectres de pertes de transmission, de la dispersion de vitesse de groupe (DVG) et de la fraction de puissance dans la silice pour la fibre 19-cell (a) et la fibre 7-cell (b).

IV.2 Propriétés du transport d'énergie le long des fibres Kagomé

Deux longueurs de fibres ont été utilisées pour cette étude, 3 m et 10 m. Aussi, les différents relevés présentés ci-dessous ont été effectués pour des tronçons de fibres exposés à l'air ambiant et d'autres dont le cœur a été rempli d'Hélium. La figure IV.7.a montre les différentes courbes de transmission de puissance (puissance mesurée en sortie de fibre en fonction de la puissance injectée en entrée) pour deux longueurs de fibres et quand le cœur est soit rempli d'air soit d'Hélium. Nous pouvons voir que plus de 80% de coefficient de transmission a pu être atteint pour une fibre Kagomé 19-cell remplie d'Hélium. Un record de transmission a été démontré avec une énergie maximale transmise de 700 μ J pour une énergie d'entrée de 1 mJ. On peut remarquer sur ces courbes un changement de pente, avec une chute de l'efficacité de la transmission, causée par l'effet de la photoionisation du gaz. Cependant, aucun dommage n'a été observé sur la structure des fibres malgré les très forts niveaux d'énergie guidés. Les relevés de profils du faisceau en sortie de fibre (figure IV.7.b) mettent en évidence le comportement d'un guidage monomode pour les deux types de fibres utilisés.

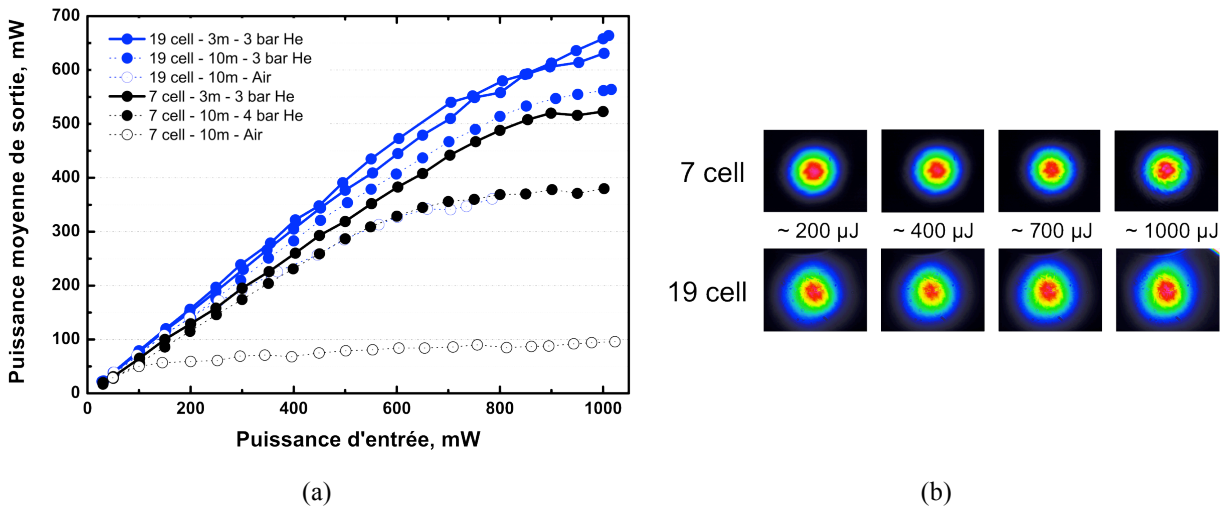


Figure IV.7 : (a) Evolution de la puissance moyenne transmise en fonction de la puissance d'entrée pour la fibre Kagomé 19-cell (courbes bleues) et pour la fibre Kagomé 7-cell (courbes noires). (b) Evolution, pour les deux types de fibre, du profil du faisceau en sortie de fibre avec différentes valeurs d'énergies d'entrée.

Une étude sur la sensibilité à la courbure de ces fibres a également été conduite. La figure IV.8.a montre les pertes par courbure et l'évolution du M^2 en fonction du rayon de courbure pour la fibre 7-cell. Différents images de distribution d'intensité en champ proche du mode fondamental guidé ont été relevées pour des rayons de courbure variant de 8,5 à 3,5 cm (figure IV.8.b). Il en ressort le maintien d'un guidage monomode malgré ces courbures avec un M^2 restant stable autour de 1,2.

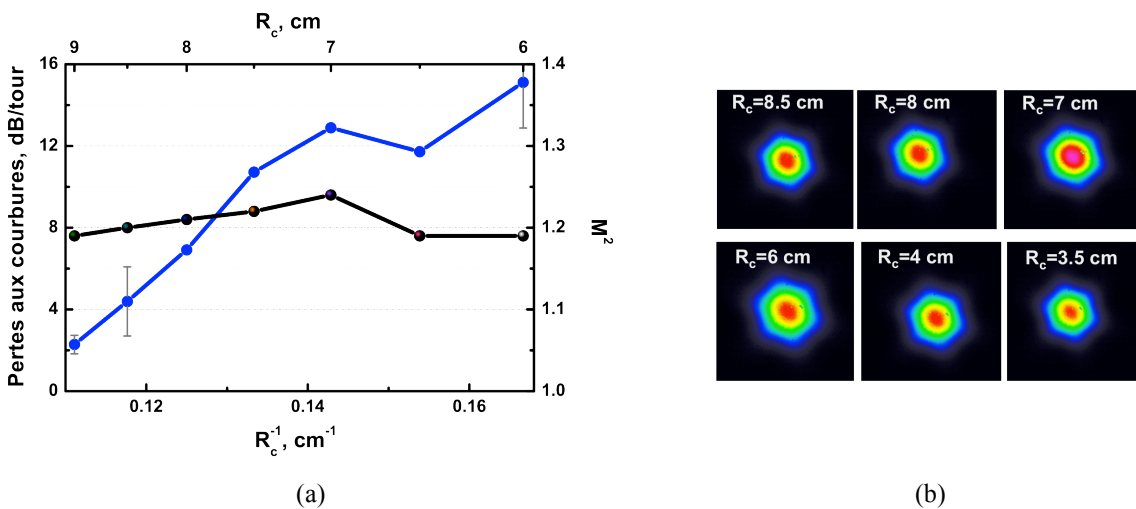


Figure IV.8 : (a) Evolution des pertes aux courbures et du M^2 en fonction du rayon de courbure pour la fibre 7-cell. (b) Evolution de la distribution de l'intensité en champ proche du mode de cœur fondamental pour différentes valeurs de rayons de courbure.

IV.3 Micro-usinage

Dans la dernière partie, les résultats de transport de forte énergie grâce aux fibres Kagomé hypocycloïdales vont être utilisés pour des applications de micro-usinage. Nous montrons ici (figure IV.9) des résultats de micro-usinage sur différents matériaux (Silicium, Aluminium, verre, matériau inflammable telle une allumette) en utilisant un faisceau de 300 μJ en sortie de 10 m de fibre Kagomé 19-cell. Il est à noter qu'aucun élément optique n'a été placé en sortie de la fibre pour ces usinages.



Figure IV.9 : Micro-usinages par faisceau transmis le long de 10 m de fibre Kagomé 19-cell sur différents matériaux.

V. Conclusion

Les bons résultats et la meilleure compréhension du guidage des fibres Kagomé du précédent chapitre nous ont permis de réaliser également des fibres Kagomé à 19-cell avec des pertes record de 100 dB/km sur de "larges" bandes de transmission. Afin de pouvoir contenir un microplasma en leur sein, nous avons fabriqué ces fibres avec de larges cœurs (environ 100 μm de diamètre interne) et un important travail a été mené pour centrer convenablement les bandes de transmission d'ordre élevé pour optimiser le guidage à 488 nm, longueur d'onde couramment utilisée dans les lasers Ar, et pour donner à cette fibre un premier rôle de filtrage spectral. De plus, nous avons démontré le potentiel de ces fibres pour le transport d'impulsions haute énergie. On mentionne également que les travaux en cours ont permis d'obtenir la propagation fidèle de l'impulsion d'entrée (sans distorsion) le long de 10 m de fibre. Aussi, la marge de flexibilité donnée par ce design (gestion de l'épaisseur des ponts, décalage des bandes de transmission pour optimisation de la dispersion de la fibre) a permis de démontrer une compression d'impulsion (impulsion d'entrée de 600 fs) jusqu'à 50 fs.

Les résultats présentés au cours de ce chapitre ont placé cette fibre à cœur creux Kagomé comme une plateforme très utile, non seulement au travers du développement d'une fibre Kagomé à large cœur pouvant être le guide de décharge d'un plasma microonde stable mais également comme étant une structure guidante très efficace et robuste pour d'éventuelles applications non linéaires énergétiques.

Références bibliographiques

- [1] Y. Cheng, Y. Y. Wang, and F. Benabid, “Fabrication and Characterization of Ultra-large Core Size ($>100\mu\text{m}$) Kagome Fiber for Laser Power Handling,” in *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, 2011, p. CTuE1.
- [2] S. Ramachandran, M. Yan, and J. Jasapara, “High-energy (nanojoule) femtosecond pulse delivery with record dispersion higher-order mode fiber,” *Optics Letters*, vol. **30**, no. 23, pp. 3225–3227, 2005.
- [3] X. Peng, M. Mielke, and T. Booth, “High average power, high energy $1.55\ \mu\text{m}$ ultra-short pulse laser beam delivery using large mode area hollow core photonic band-gap fiber,” *Optics Express*, vol. **19**, no. 2, pp. 923–932, 2011.
- [4] Y. Y. Wang, X. Peng, M. Alharbi, C. F. Duttin, T. D. Bradley, F. Gérôme, M. Mielke, T. Booth, and F. Benabid, “Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high-power ultrashort pulse transportation and pulse compression,” *Optics letters*, vol. **37**, no. 15, pp. 3111–3, 2012.

Table des figures

Figure IV.1 : Représentation schématique du contour hypocycloïdal du cœur pour une fibre Kagomé 7-cell (a) et pour une fibre 19-cell (b).....	138
Figure IV.2 : Photos prises au microscope de trois fibres Kagomé 19-cell fabriquées avec un large diamètre de cœur autour de 100 μm avec des courbures d'arches b de 0,4 (a), 0,6 (b) et 0,95 (c) ; et leur spectre de pertes mesuré.	140
Figure IV.3 : Photos de fibres Kagomé 19-cell, avec un b proche de 1, issues de la même canne avec des paramètres de fibrage légèrement différents, conduisant à une différence d'épaisseur de ponts de silice de 100 nm.	141
Figure IV.4 : Spectres de transmission (avec un zoom sur une plage spectrale plus étroite autour de 488 nm) des deux fibres issues du même tirage mettant en évidence une optimisation du positionnement des bandes de transmission pour la fibre n°2 pour un guidage efficace de raies plasma d'Ar à 488 nm.	142
Figure IV.5 : Images MEB des fibres 19-cell (a) et 7-cell (b) utilisées pour le transport d'énergie.	144
Figure IV.6 : Spectres de pertes de transmission, de la dispersion de vitesse de groupe (DVG) et de la fraction de puissance dans la silice pour la fibre 19-cell (a) et la fibre 7-cell (b).....	145
Figure IV.7 : (a) Evolution de la puissance moyenne transmise en fonction de la puissance d'entrée pour la fibre Kagomé 19-cell (courbes bleues) et pour la fibre Kagomé 7-cell (courbes noires). (b) Evolution, pour les deux types de fibre, du profil du faisceau en sortie de fibre avec différentes valeurs d'énergies d'entrée.	146
Figure IV.8 : (a) Evolution des pertes aux courbures et du M^2 en fonction du rayon de courbure pour la fibre 7-cell. (b) Evolution de la distribution de l'intensité en champ proche du mode de cœur fondamental pour différentes valeurs de rayons de courbure.	146
Figure IV.9 : Micro-usinages par faisceau transmis le long de 10 m de fibre Kagomé 19-cell sur différents matériaux.	147

Chapitre V

Amorçage expérimental de microplasmas microondes d'argon par onde de surface dans des guides d'onde capillaires

Ce chapitre présente une étude expérimentale détaillée sur l'amorçage de microplasmas microondes à onde de surface dans des guides capillaires. L'état de l'art du plus petit diamètre de tube dans lequel ce type de plasma a été amorcé est dépassé avec un diamètre de 125 μm (jusque là, 500 μm). Les paramètres clés sont étudiés pour tendre à l'amorçage de ces plasmas dans le cœur de fibres Kagomé.

I. Introduction

Nous venons de voir au cours du quatrième chapitre les travaux sur la réalisation d'une fibre à maille de Kagomé 19-cell à gros cœur pour être une potentielle structure photonique pouvant contenir un microplasma microonde dans son cœur creux et étant optimisée pour un guidage des raies de l'ion Ar^+ (ArII) autour de 488 nm.

Ce cinquième chapitre présentera les travaux que nous avons menés sur l'amorçage de microplasmas microondes dans des guides d'onde optiques. Toute cette étude a été faite en utilisant un gaz rare, l'argon (Ar), qui est un gaz peu cher et inoffensif ne nécessitant pas de précautions particulières au cours des manipulations. Aussi, ce gaz est bien connu de la communauté des plasmiciens et a fait l'objet de beaucoup d'études théoriques et expérimentales dans la littérature.

Nous verrons plus particulièrement une étude expérimentale menée sur l'amorçage de microplasmas microondes à onde de surface dans des capillaires de silice présentant des diamètres externes de l'ordre du millimètre puis des diamètres internes de plus en plus petits jusqu'à tendre à un tube d'amorçage dont le diamètre interne équivaut à celui des fibres à cristal photonique que l'on a développées. L'influence de plusieurs paramètres clés tels que la pression du gaz et la puissance microonde apportée au système sera étudiée. Pour cette première campagne d'expériences nous avons initié et utilisé des décharges à pression atmosphérique. Cette étude nous permettra de voir l'intérêt de réaliser l'amorçage de microplasmas microondes en utilisant de plus faibles pressions de gaz pour tendre vers l'amorçage de ces plasmas dans les fibres à cristal photonique à cœur creux (HC-PCF).

II. Micro-décharges microondes par onde de surface dans des guides d'onde capillaires

Cette partie expérimentale relate principalement la compréhension de l'amorçage de microplasmas microondes à onde de surface dans des capillaires présentant de faibles diamètres internes, ainsi que l'étude des différents paramètres clés. Un des objectifs a été de réduire progressivement le diamètre interne de ces guides d'onde de décharge microplasmas jusqu'à tendre à des dimensions équivalentes à celles des cœurs des fibres à cristal photonique.

II.1 Présentation du banc expérimental

Un banc expérimental a été entièrement monté pour l'amorçage de microplasmas microondes dans des capillaires de silice. La figure V.1 présente un schéma du banc qui se compose en premier lieu de deux cellules de gaz dans lesquelles sont insérées les extrémités du capillaire sous test de manière totalement étanche. Ces chambres comportent des fenêtres optiques qui permettent d'avoir un accès au faisceau lumineux créé par l'émission du microplasma au sein du cœur du capillaire. Ainsi, d'éventuelles mesures et caractérisations optiques telles que des relevés du spectre d'émission ou encore des mesures de puissance optique seront réalisables.

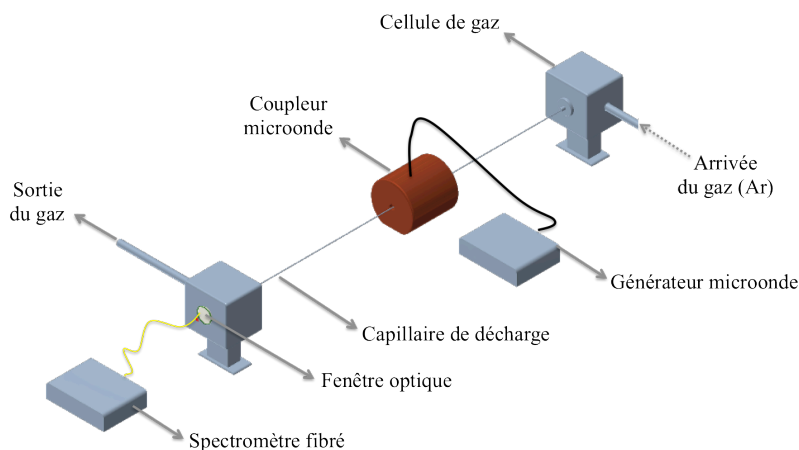


Figure V.1 : Schéma du banc expérimental pour l'amorçage de microplasmas microondes dans des guides d'onde capillaires.

Ensuite, la première chambre est connectée à une bouteille d'Argon pur à 99.999 %. Sur la figure V.2, une photo de la chambre d'entrée est présentée avec ses différentes connexions de part et d'autre. Le contrôle de l'injection et de l'évacuation du gaz à travers le capillaire est fait

grâce à un système de vannes. Les deux cellules peuvent être contrôlées en pression grâce à deux manomètres. Il est important de noter que ce montage permet uniquement de contrôler des pressions au-dessus de la pression atmosphérique.

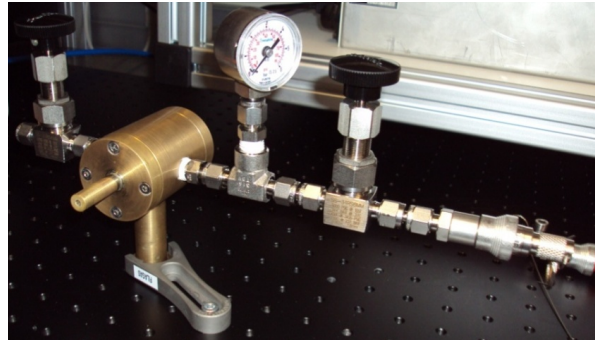


Figure V.2 : Système d'injection du gaz dans les capillaires de silice (chambre de gaz, vannes et lecture de pression).

Concernant le moyen d'excitation et de création du microplasma, le choix s'est porté sur un surfatron qui sera présenté plus en détails dans le paragraphe suivant. Ce coupleur est relié à un générateur microonde de type magnétron qui délivre un signal à une puissance variable (jusqu'à 300 W maximum en continu) et à une fréquence fixe de 2,45 GHz. Le spectre de puissance de ce générateur est représenté sur la figure V.3.

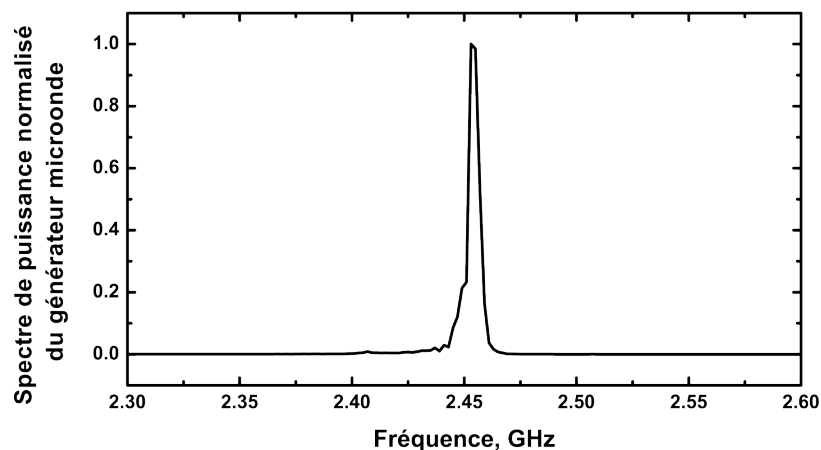


Figure V.3 : Spectre de puissance délivré par le générateur microonde utilisé pour les expériences.

Pour toutes ces expériences nous avons utilisé une série de capillaires de silice dont le diamètre externe est fixé à 1,4 mm. Leur diamètre interne varie lui de 690 à 125 μm . Il est à noter que l'injection du gaz se faisant uniquement dans la première chambre et certains relevés expérimentaux étant fait en régime statique (*i.e.* à pression de gaz constante le long du

capillaire), une attention particulière est portée sur la diffusion du gaz qui doit être complète entre les deux chambres avant de débiter les études. Ainsi, quand les capillaires présentent de larges diamètres de cœur (comme $690\ \mu\text{m}$), la diffusion du gaz se fait de manière quasi instantanée et un équilibre de pression entre les deux chambres est très vite atteint. En revanche, pour des diamètres de capillaire plus faibles, le temps pour atteindre un équilibre entre les deux chambres augmente sensiblement. Nous montrons sur la figure V.4 des courbes théoriques représentant le temps de diffusion du gaz (dans notre cas, l'argon) et l'obtention d'une égalité de pression de part et d'autre de capillaires ayant différents diamètres internes.

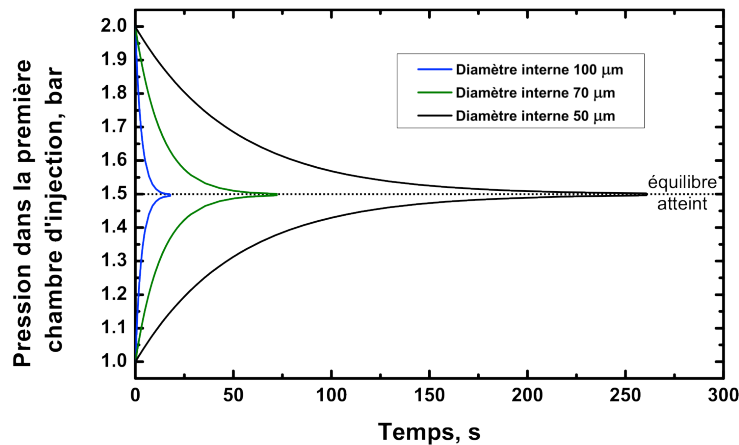


Figure V.4 : Temps pour atteindre l'équilibre en pression entre les 2 cellules (pour une pression initiale de 2 bar dans la cellule d'entrée) en fonction du diamètre interne du capillaire renfermant le gaz.

A titre indicatif, pour une pression initiale de 2 bar dans la première chambre il faut un peu moins de 5 minutes (temps mesuré aussi expérimentalement) pour atteindre une pression constante le long du capillaire de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre interne.

II.2 Excitateur utilisé : le Surfatron

Le premier surfatron qui a été utilisé pour ces expériences a été modélisé, développé et fabriqué au Laboratoire de Physique des Gaz et Plasmas (UMR CNRS / Université Paris-Sud – Orsay). Ce surfatron est très similaire aux surfatrons que l'on peut trouver commercialement. Il a été conçu pour un fonctionnement à 2,45 GHz. Nous montrons sur la figure V.5.a une photo de ce coupleur, caractérisé par un diamètre de cylindre interne de l'ordre du cm. Une représentation schématique du surfatron modélisé avec le logiciel commercial CST Microwave Studio est montrée sur la figure V.5.b où l'on distingue : l'intérieur de la cavité avec en bas à gauche un trou permettant de faire passer de l'air

comprimé pour la refroidir, et enfin le cylindre central au sein duquel seront insérés les capillaires et un câble coaxial vertical se terminant par une antenne dont la hauteur est réglable.

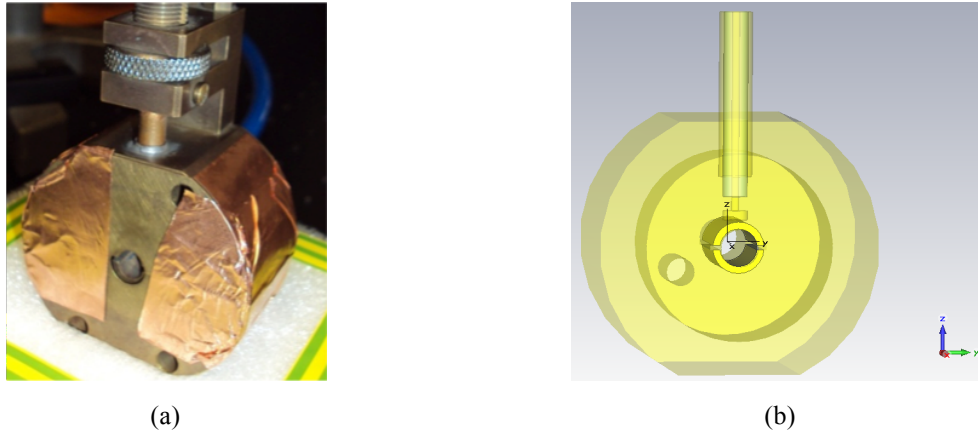


Figure V.5 : (a) Image du surfatron utilisé pour l'amorçage de plasmas dans des capillaires. (b) Design du surfatron reproduit sur CST Microwave studio pour des simulations électromagnétiques.

L'efficacité de couplage du signal au sein de cette cavité est donnée sur la figure V.6 où nous avons simulé grâce à CST le spectre du paramètre S_{11} . Ce paramètre S_{11} correspond à un coefficient de réflexion en entrée de la cavité quand celle-ci n'est pas en présence d'un plasma au centre. Aussi, ce paramètre S_{11} a été mesuré expérimentalement à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel sur une plage de fréquence variant de 2 à 2,8 GHz. Egalement, dans ce cas, la mesure a été faite avec un surfatron "à vide" sans charge. Nous voyons que les deux courbes sont en bon accord avec l'apparition d'un pic de résonance à 2,61 GHz pour la simulation et 2,59 GHz pour la mesure. A noter que la largeur à mi-hauteur est assez importante, d'environ 400 MHz, impliquant un facteur de qualité de cavité relativement faible de l'ordre de 7. Enfin, le calcul montre que seulement 1,6 % de la puissance envoyée par le générateur est couplée dans la cavité. Il est important de rappeler que ce couplage augmentera en présence du plasma créé (correspondant à un diélectrique au niveau du gap), et donc, bien que cette version de surfatron ne soit pas optimisée, elle reste compatible avec l'amorçage de microplasmas pour notre étude.

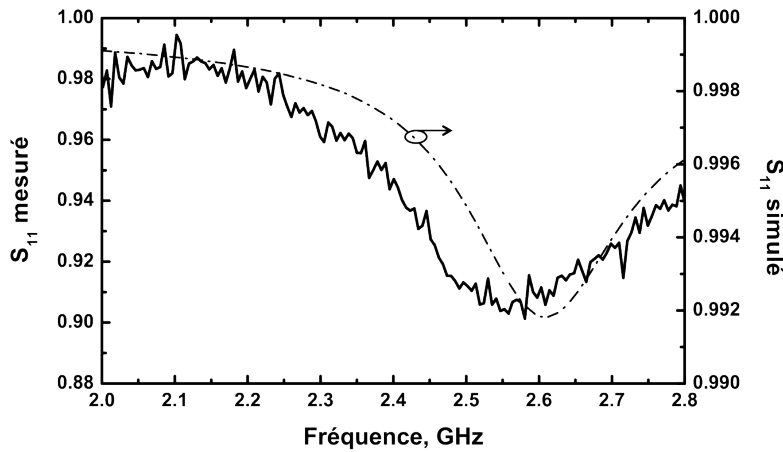


Figure V.6 : Paramètres S_{11} simulé et mesuré du surfatron utilisé pour les expériences d'amorçages de microplasmas.

En effet, cela aura seulement pour conséquence majeure une augmentation de la puissance microonde à fournir au système. Ceci est décorrélié du couplage de la puissance installée dans la cavité vers le milieu gazeux (contenu dans le tube de décharge) qui reste très efficace pour ce système de décharge (de l'ordre de 90 % pouvant aller jusqu'à 99 %). On peut voir aussi que la résonance de la cavité mesurée expérimentalement n'est pas exactement centrée à 2,45 GHz. On a un léger décalage vers les hautes fréquences par rapport au spectre de puissance délivré par le générateur (cf. figure V.3). Ce décalage va avoir également pour conséquence d'augmenter la puissance nécessaire à l'amorçage du microplasma. Nous verrons par la suite quelles peuvent être les implications d'un apport brutal d'une trop forte puissance sur les décharges et les guides d'onde de décharge.

Les cartographies de champs simulées à l'intérieur de ce surfatron et représentées sur la figure V.7 permettent de mieux se rendre compte du fonctionnement de cette cavité. A noter que la structure de cavité simulée correspond exactement à celle pour laquelle nous avons obtenu les meilleures performances d'amorçage (principalement la position de l'antenne). La distribution de la composante E_x du champ électrique (celle dont les lignes de champ au niveau du gap sont parallèles au capillaire de décharge) du mode résonant dans cette structure est ici détaillée. Deux représentations de coupe ont été choisies où l'on voit très bien que cette composante de champ est maximale dans la zone de fuite (le gap), correspondant à la zone de couplage.

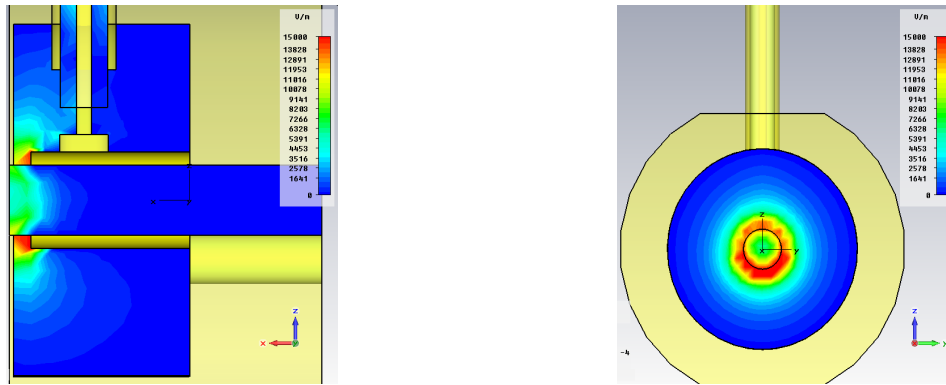


Figure V.7 : Représentation de la distribution de la composante E_x du champ électrique du mode résonant au sein du surfatron.

On distingue que sur ce design de surfatron le champ est maximal sur les bords du cylindre interne métallique qui fait ici environ 10 mm de diamètre. Il est donc optimisé pour des tubes de décharge de diamètres assez larges, de quelques millimètres.

Nous verrons, dans la suite de ce chapitre, comment nous avons optimisé cette cavité résonnante dite "à fuite" pour des guides d'onde de décharges de plus faibles diamètres internes.

II.3 Etude expérimentale

La longueur d'un plasma ou d'un microplasma microonde dépend majoritairement de trois paramètres : la puissance microonde apportée au système, la pression du gaz et finalement le diamètre interne du tube de décharge.

II.3.a Longueur de plasma en fonction de la puissance microonde

Nous avons effectué de nombreux relevés de longueur de plasma en faisant varier ces différents paramètres en commençant par l'influence de la puissance microonde. Nous voyons sur la photo de la figure V.8 une colonne de microplasma contenue dans un capillaire de silice, amorcée et maintenue grâce au surfatron présenté ci-dessus. On identifie au niveau du gap de ce coupleur une forte intensité lumineuse due au plasma. Cette intensité décroît le long de la colonne, à cause de la diminution de la puissance de l'onde de surface qui est cédée au cours de sa propagation au milieu gazeux. La longueur du plasma observable à l'œil est mesurée pour ces expériences et est notée L . Cette mesure correspond à la partie visible du plasma qui s'étend en dehors de la face avant de la cavité. A noter qu'il y a également une partie de plasma générée (non observable ici) qui s'étend à l'intérieur du coupleur. Cette

longueur est impossible à mesurer. Cependant, elle est plus faible que la longueur de la partie de colonne visible à l'œil du fait de la présence autour du capillaire et du plasma généré de la partie métallique qui constitue le cylindre interne du coupleur. En l'absence de cette partie métallique la colonne plasma serait parfaitement symétrique avec un maximum de densité électronique au niveau du gap et une décroissance identique (ou autrement dit de la puissance de l'onde de surface) de part et d'autre de la zone de couplage. Nous pouvons estimer cette longueur à environ $1/3$ de la longueur totale du plasma. L'erreur commise sur le relevé de la longueur de colonne sortante est estimée à ± 2 mm.

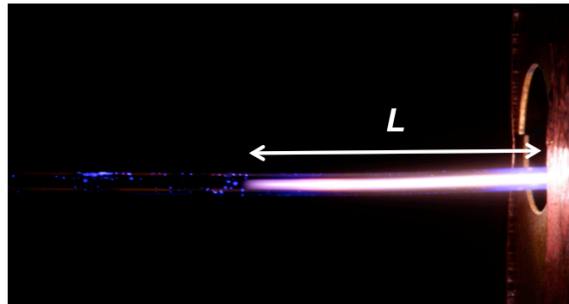


Figure V.8 : Photo d'une colonne de microplasma maintenue dans un capillaire de silice avec une longueur variable L .

Les relevés des longueurs de plasma ont été faits dans un premier temps avec un capillaire de diamètre interne de $690 \mu\text{m}$, le diamètre extérieur étant pour rappel égal à $1,4 \text{ mm}$. La figure V.9 présente la courbe de la longueur de colonne en fonction de la puissance microonde pour une pression de gaz arbitraire de $1,6 \text{ bar}$.

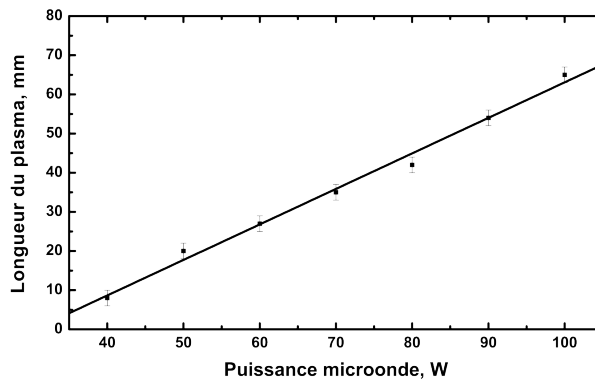


Figure V.9 : Relevés de la longueur de la colonne plasma générée dans un capillaire de $690 \mu\text{m}$ de diamètre interne en fonction de la puissance microonde et pour une pression d'argon de $1,6 \text{ bar}$.

On constate que plus la puissance apportée au coupleur, et par conséquent au milieu gazeux, est importante, plus le plasma généré est long. En effet, à titre d'exemple, pour le capillaire de

690 μm de diamètre de cœur, la colonne plasma peut varier de 7 mm à 65 mm pour des puissances microondes allant de 40 à 100 W. Cette puissance limite minimale de 40 W correspond à la limite du maintien du plasma créé. A l'opposé, nous ne dépassons pas ici les 100 W car à partir de cette puissance des soucis de détérioration du capillaire apparaissent dus à des problèmes thermiques.

L'influence de la puissance est illustrée sur la figure V.10 avec une mesure de la distribution longitudinale de l'intensité lumineuse émise par le plasma. Les trois images, correspondant à trois puissances microondes croissantes, ont été prises parallèlement au plasma à l'aide d'une caméra CCD. La totalité de la colonne de plasma est obtenue grâce à une focalisation avec une lentille grande focale de 50 mm.

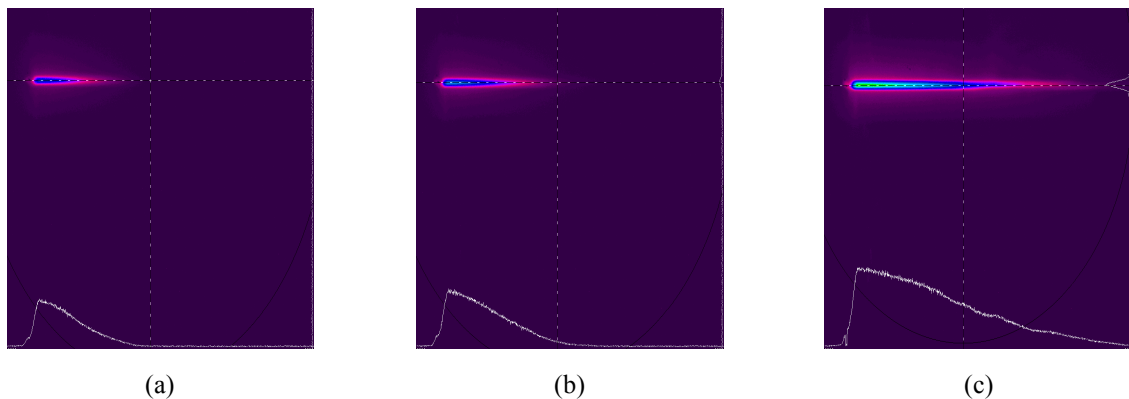


Figure V.10 : Mesure de la distribution longitudinale de l'intensité lumineuse d'un plasma dans un capillaire de 690 μm de diamètre interne pour trois puissances microondes différentes (30 W (a), 35 W (b) et 55 W (c)), à 1,2 bar.

Ainsi, plus la puissance amenée au système est forte plus l'onde de surface plasma aura une puissance élevée au niveau de la zone de couplage du coupleur, lui permettant de se propager sur une distance plus grande. La conséquence directe est une augmentation de la colonne de plasma observée. Cette observation est une preuve formelle de la présence d'un plasma créé par une onde de surface.

II.3.b Longueur de plasma en fonction de la pression du gaz

Nous nous sommes ensuite intéressé à l'influence de la pression du gaz (pour des pressions supérieures à 1 bar) sur la longueur de la colonne plasma créée.

L'étude a été menée pour deux capillaires de diamètres internes de 320 μm et de 180 μm et pour différentes puissances microondes incidentes (cf. figure V.11). Nous voyons que la longueur du plasma augmente avec la diminution de la pression du gaz.

Nous pouvons déjà observer ici que l'obtention de la pression optimale, *i.e.* pour obtenir la plus grande colonne de plasma, se situe à des pressions en-dessous de 1,2 bar, et probablement pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique. Par la suite, ce banc sera modifié afin de descendre convenablement en-dessous de ce niveau de pression.

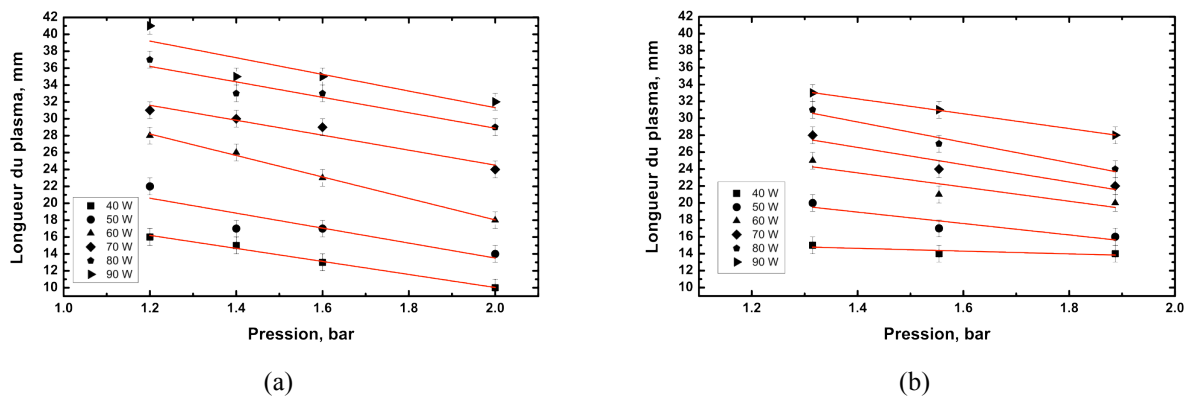


Figure V.11 : Relevés de la longueur du plasma en fonction de la pression du gaz pour différentes puissances microondes incidentes, pour un capillaire de 320 μm de diamètre interne (a) et de 180 μm de diamètre interne (b).

L'explication physique est basée sur le comportement du paramètre de la fréquence de collisions électrons-neutres. En effet quand la pression du gaz diminue, cette fréquence de collisions diminue également. Nous verrons de manière plus détaillée dans le sixième chapitre de ce manuscrit que l'atténuation de l'onde de surface est directement proportionnelle à cette fréquence de collision électrons-neutres. Par conséquent, quand la pression diminue, l'atténuation de l'onde est plus faible permettant donc une propagation de cette onde sur une plus grande distance et donc une colonne de plasma générée de plus grande longueur.

Enfin, à puissance incidente égale et à pression de gaz constante, la longueur de plasma dans le capillaire de 320 μm de diamètre de cœur est plus grande que celle obtenue dans le cœur du capillaire de 180 μm (par exemple pour une puissance de 90 W et une pression de 1,55 bar, le plasma dans le capillaire de 320 μm est plus grand de 5 mm par rapport au cas du capillaire de 180 μm).

II.3.c Longueur de plasma en fonction du diamètre de cœur

Nous avons généralisé cette observation de diminution de la longueur de colonne avec le diamètre interne du capillaire en faisant des relevés pour quatre capillaires. Une photo de la section transverse du capillaire utilisé dans chaque cas vient illustrer cette diminution de diamètre interne sur la figure V.12. Pour un capillaire de 690 μm , la longueur maximale mesurée est de 8 cm tandis qu'elle n'est que de 2 cm pour un capillaire de 125 μm . Ces relevés ont été faits pour différentes pressions comprises sur une plage allant de 1,2 à 2 bar et on peut voir que l'influence d'un changement de pression pour les faibles diamètres est moindre que pour les capillaires de diamètres plus larges.

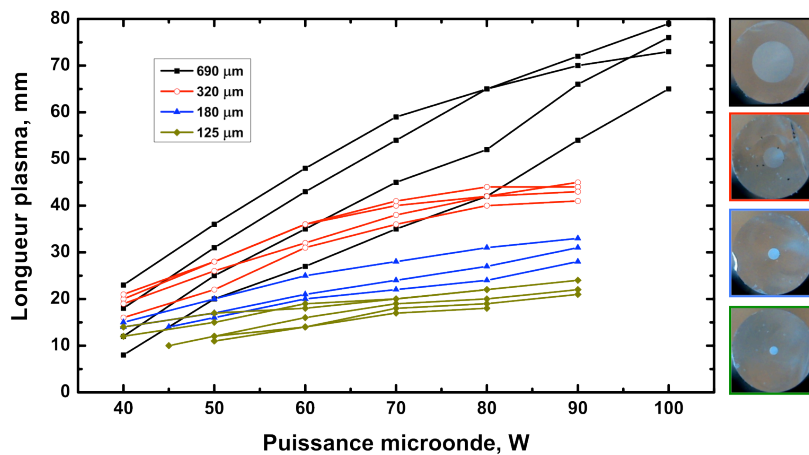


Figure V.12 : Relevés de longueurs de colonnes plasmas en fonction de la puissance microonde incidente pour quatre capillaires avec des diamètres de cœur de 690 μm , 320 μm , 180 μm et 125 μm . Dans chaque cas, ces relevés ont été faits pour différentes pressions comprises entre 1,2 et 2 bar.

II.3.d Puissance minimale d'amorçage

Une décharge dans un milieu gazeux ne peut se produire que si la tension appliquée aux bornes des électrodes est suffisante dans le cas d'une excitation DC classique, et que si la puissance microonde fournie au milieu gazeux est suffisante dans le cas des décharges microondes. Nous nous sommes donc intéressé à relever les puissances minimales nécessaires à l'amorçage d'un plasma microonde. Nous introduisons ici une différence de dénomination entre puissance de claquage (ou d'amorçage) et puissance de maintien. Bien souvent, cette puissance de maintien, correspondant à la puissance pour laquelle le plasma s'éteindrait, est plus faible que celle d'amorçage.

Une précision doit être apportée : le surfatron utilisé n'étant pas tout à fait adapté aux dimensions des capillaires de décharge, un apport supplémentaire de haute-tension par un

"AC Spark testeur", d'une valeur constante tout au long des relevés, est nécessaire pour aider à l'amorçage du plasma. Une fois amorcé, celui-ci est maintenu par l'énergie microonde seule. Nous avons vu que le plasma était fortement influencé par la pression du gaz, en modifiant particulièrement sa longueur. Aussi, on peut voir grâce aux relevés présentés sur la figure V.13 que la pression a une influence sur la puissance minimale d'amorçage. Pour un capillaire de 690 μm de diamètre interne, il apparaît que pour des pressions uniquement situées au dessus de la pression atmosphérique, la puissance minimale à fournir augmente avec la pression du gaz.

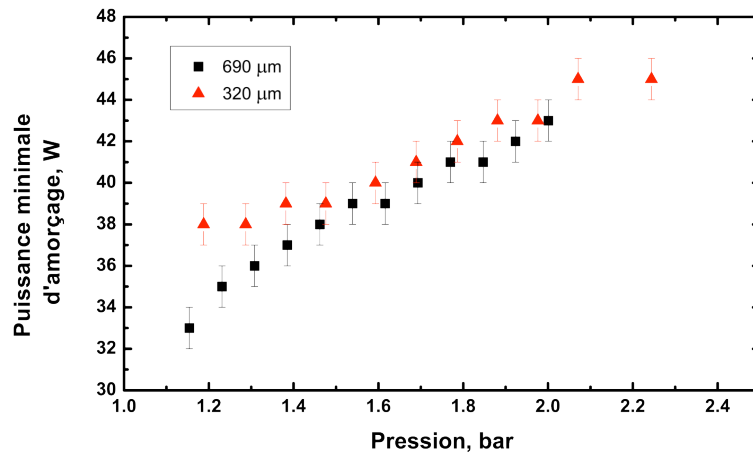


Figure V.13 : Mesure de la puissance minimale d'allumage en fonction de la pression dans un capillaire de 690 μm et de 320 μm .

On a reporté sur ce même graphique la courbe obtenue pour un capillaire dont le diamètre interne est presque deux fois plus petit et égal à 320 μm . Une allure similaire au cas du capillaire de 690 μm est obtenue. Cependant, une divergence apparaît entre les deux courbes en-dessous de 1,5 bar : les valeurs de puissance minimale semblent stagner pour le capillaire de 320 μm .

En-dessous d'un diamètre interne de capillaire de 200 μm , les courbes obtenues sur la figure V.14 présentent des minima pour des valeurs de pressions différentes. Pour le cas du capillaire de 180 μm , le minimum est obtenu pour une pression de 1,5 bar, tandis que pour le capillaire de 125 μm le minimum se situe autour de 2,5 bar. Il existe donc, pour chaque diamètre, une pression optimale pour laquelle le plasma peut être amorcé avec la puissance microonde la plus faible. Les pressions d'argon optimales d'amorçage dans des capillaires de diamètre interne inférieur à 200 μm sont donc des pressions supérieures à la pression atmosphérique pour ce régime de décharges microondes. On voit ici clairement que le

minimum des courbes se décale vers les hautes pressions quand le diamètre interne du capillaire diminue.

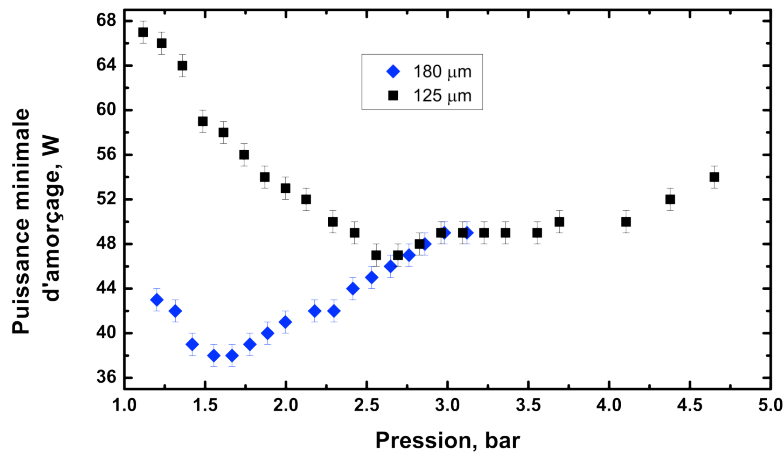


Figure V.14 : Mesure de la puissance minimale d'allumage en fonction de la pression dans un capillaire de 180 µm et de 125 µm.

Nous avons vu dans le premier chapitre que dans la littérature des décharges DC classiques, sont montrées des courbes appelées "courbes de Paschen", qui représentent justement la tension minimale de claquage devant être appliquée aux bornes des électrodes afin que le plasma soit créé.

Cette loi de Paschen reste valide dans le cas de l'amorçage de décharges microondes [1]. Nous avons ici présenté une démonstration expérimentale, en transposant dans notre cas la puissance minimum de claquage à la tension de claquage. La distance inter-électrodes est ici assimilée au diamètre interne des capillaires du fait que le phénomène physique mis en jeu pour cette loi est la diffusion des électrons. Cette diffusion dans le cas de décharges DC se fait entre les deux électrodes tandis que pour les plasmas microondes dans des tubes de décharge, elle s'effectue radialement. La distribution radiale de la densité des électrons $n_e(r)$ est alors approximée par :

$$n_e(r) \propto J_0\left(\frac{2,405 \times r}{R}\right) \quad (\text{III.1})$$

où R est le rayon interne du capillaire et J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0.

La longueur de diffusion caractéristique des électrons notée Λ est définie, pour les décharges microondes cylindriques par :

$$\Lambda = \frac{R}{2,405} \quad (\text{III.2})$$

Nous noterons d le diamètre interne des capillaires. Tout comme les courbes de Paschen tracées en fonction du produit pression du gaz (p) \times longueur de diffusion des électrons, nous allons tracer nos courbes de puissance minimale d'amorçage en fonction du produit pression de gaz (p) \times diamètre interne du capillaire (d). L'équivalence de cette expression avec le produit $p \times \Lambda$ est donc vraie à un facteur près.

Nous montrons sur la figure V.15 les courbes précédentes des figures V.13 et V.14 tracées en fonction de $p \times d$. D'autres capillaires avec des diamètres de cœur intermédiaires viennent compléter ce graphique.

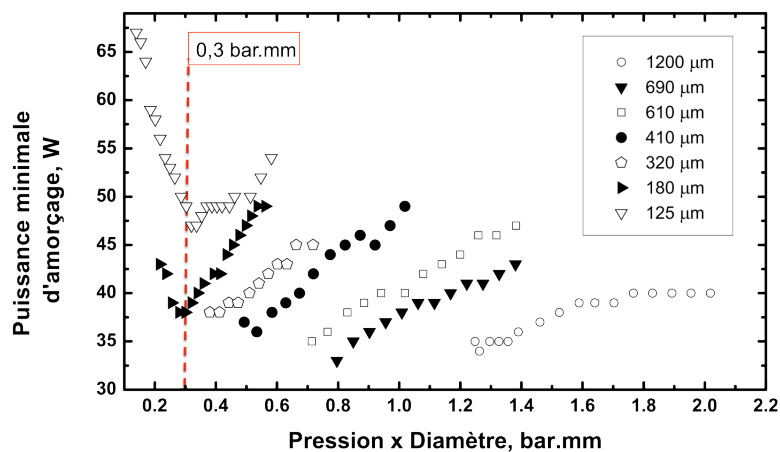


Figure V.15 : Puissance minimale d'amorçage du plasma en fonction du produit $p \times d$ pour sept capillaires présentant des diamètres internes différents, le diamètre externe étant constant, égal à 1,4 mm.

Il est remarquable que maintenant, pour les capillaires de plus faibles diamètres internes, le minimum des courbes est situé pour une même valeur de $p \times d$. Les conditions optimales pour amorcer un microplasma dans un capillaire de diamètre de cœur d , *i.e.* pour que le plasma soit amorcé avec la plus faible puissance possible, sont les pressions telles que le produit $p \times d$ est constant. Pour notre banc expérimental utilisé, dans le cas de l'argon, la valeur constante de $p \times d$ a été mesurée à 0,3 bar.mm. Il ressort de ces relevés, pour réussir l'amorçage du plasma, qu'il est très important de choisir convenablement la pression du gaz au sein d'un capillaire de diamètre donné. On peut voir que la plage de faibles puissances utiles à amorcer le plasma se resserre très fortement quand le diamètre du capillaire diminue. Aussi, un léger écart par rapport à cette pression optimale induit une puissance microonde à fournir qui augmente très brusquement. Ce phénomène est plus marqué pour les pressions inférieures à la pression optimale. En effet, les pentes des courbes sur la partie gauche de ces "paraboles" sont assez fortes. La pente devient plus faible quand les pressions sont plus grandes que la pression

optimale. Pour les capillaires les plus larges, la courbe "parabolique" et l'extremum ne sont pas obtenus car le minimum semble se situer pour des pressions bien inférieures à l'atmosphère. On remarque que pour un produit $p \times d$ constant de 0,3 bar.mm, la puissance minimale d'amorçage augmente très fortement avec la diminution du diamètre du cœur du capillaire. Cette observation diffère des courbes classiques de Paschen qui peuvent être trouvées dans différentes publications. Cette augmentation peut être attribuée au fait que le gaz se retrouve de plus en plus éloigné de la zone où le champ est fort dans le cylindre interne du surfatron (on rappelle ici que ce dernier n'est pas bien adapté aux dimensions internes de nos capillaires).

Des relevés complémentaires ont été faits pour observer, sur un capillaire de 200 μm de diamètre interne, l'influence du positionnement du capillaire dans la partie centrale du coupleur. Aussi nous avons regardé le rôle joué par l'épaisseur de la gaine de silice du capillaire. La figure V.16 montre les courbes "d'amorçages" obtenues pour un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur et de 1,4 mm de diamètre externe, et pour un capillaire dit "fibré" de même diamètre de cœur mais dont le diamètre externe est de 320 μm . Ce deuxième capillaire est d'abord positionné au centre de la zone de couplage et deuxièmement décalé d'une distance de 10 mm par rapport à ce centre. Cela sous-entend que le capillaire est quasiment collé à la paroi du cylindre métallique interne.

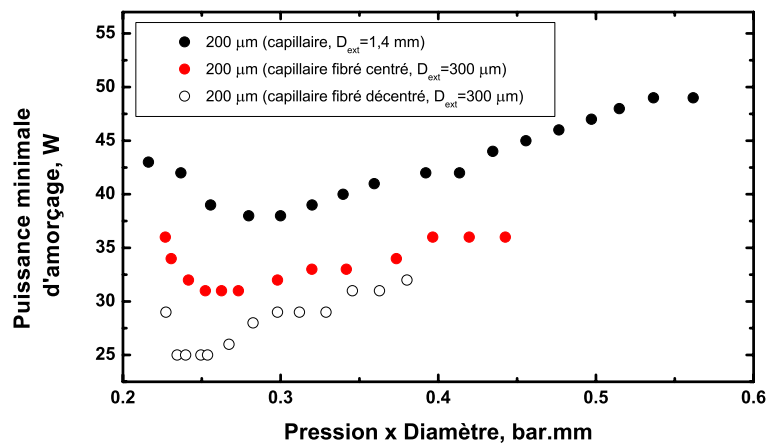


Figure V.16 : Influence de l'épaisseur de la gaine de silice et du positionnement du capillaire sur la puissance minimum d'amorçage du plasma pour deux capillaires avec comme diamètre interne 200 μm et comme diamètre externe 320 et 1400 μm .

Il ressort de ces courbes que la puissance minimale d'amorçage pour le capillaire fibré est inférieure à celle relevée pour le capillaire ayant plus de matière silice autour du cœur. Cette observation s'annonce très prometteuse pour les expériences visant à réaliser ces décharges

plasmas dans des fibres optiques dont les dimensions transverses sont très proches de celles du capillaire fibré utilisé ici.

L'influence du positionnement du capillaire au sein de ce surfatron "non idéal" pour ces faibles dimensions est nette. Des puissances d'amorçages bien plus faibles sont obtenues quand le capillaire (200 μm /320 μm) effleure la paroi. Un écart d'environ 7 W de puissance microonde est mesuré entre les deux conditions de positionnement et cela pour toute la gamme de $p \times d$ considérée. Ceci est donc expliqué par la différence de niveau d'intensité du champ au gap comme il était attendu. Le zoom sur la cartographie de l'intensité du champ au niveau du gap (montré sur la figure V.7) illustre bien cette inhomogénéité radiale d'intensité avec une zone de très faible intensité au centre.

II.3.e Puissance minimale d'amorçage avec des plasmas d'Hélium-Néon

Afin de démontrer la faisabilité de l'amorçage avec des mélanges gazeux autre que l'argon, nous avons mené ces mêmes relevés de puissance minimale d'amorçage avec un mélange d'Hélium-Néon (85% He et 15% Ne). Nous pouvons voir sur la figure V.17, dans le cas d'un capillaire de décharge de 180 μm de diamètre interne, la courbe de puissance minimale d'amorçage en fonction du produit $p \times d$ pour des décharges d'Hélium-Néon. Pour comparaison, la courbe équivalente obtenue avec l'argon est superposée. Une chose remarquable est le changement de valeur du produit $p \times d$ pour laquelle le minimum de la courbe est observé, étant pour le cas de l'Hélium-Néon égale à 0,24 bar.mm. La comparaison des niveaux de puissance montre clairement que l'écart entre les puissances minimales pour les deux types de gaz est assez important. Un plasma d'He-Ne ne pourra être amorcé, dans cette configuration, qu'avec une puissance microonde incidente minimale de 80 W. En revanche cette valeur chute à 40 W pour la décharge d'argon. Cet écart s'explique par les valeurs de potentiels d'ionisation qui diffèrent suivant les atomes mis en jeu. Le potentiel d'ionisation de l'argon vaut 15,7596 eV, tandis que ceux de l'hélium et du néon sont respectivement de 21,5645 eV et 24,5874 eV.

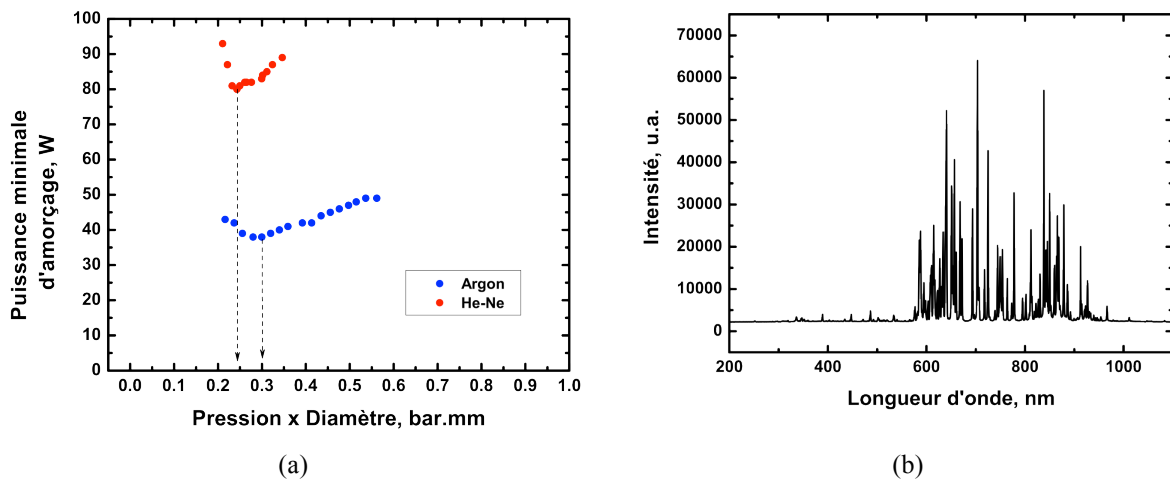


Figure V.17 : Comparaison des courbes de puissance minimale d'amorçage en fonction du produit $p \times d$, pour un capillaire de 180 μm de diamètre interne, pour un plasma d'argon et d'hélium-néon (a). Mesure du spectre de raies émis par un plasma d'He-Ne dans un capillaire de 690 μm de diamètre interne (b).

L'argon paraît donc être un bon candidat pour réaliser des amorçages de plasmas dans le cœur creux de fibres à cristal photonique du fait d'un apport de puissance microonde raisonnable. De plus, quasiment aucune des raies émises par un microplasma d'He-Ne ne sont présentes dans le domaine spectral "bleu" ou UV (un spectre d'émission typique d'un microplasma amorcé dans un capillaire de 690 μm a été mesuré et est représenté en figure V.17.b).

Avant de passer à la phase suivante, il est important de préciser qu'une mauvaise gestion de la pression du gaz pour l'amorçage du plasma ou après avoir généré le plasma peut venir augmenter considérablement la puissance microonde à fournir au système. Il en résulte une forte augmentation de la température du gaz. Aussi, le fait d'avoir un capillaire trop près des parois métalliques vient aggraver cet effet thermique. La température du gaz peut atteindre la température de fusion de la silice utilisée pour fabriquer ces capillaires. La figure V.18 montre quelques photos de capillaires ayant été déformés voire endommagés durant nos études à cause des différents facteurs évoqués.

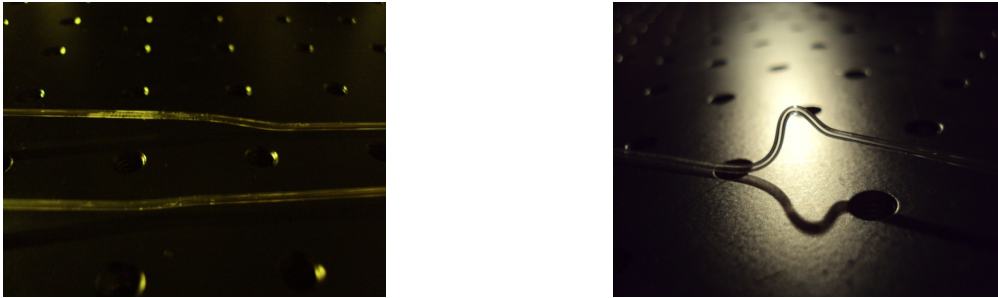


Figure V.18 : Photos de capillaires déformés du fait d'une augmentation de la température du plasma.

Nous verrons dans la troisième partie de ce chapitre les améliorations apportées, que ce soit au niveau du coupleur que des paramètres d'expériences, pour venir palier à ces problèmes de détériorations.

Il est important de noter que, grâce à cette étude expérimentale systématique, les meilleurs paramètres d'amorçage des microplasmas ont pu être trouvés. Particulièrement, ils nous ont permis de réussir pour la première fois l'amorçage et le maintien de microplasmas microondes à onde de surface dans des capillaires dont le diamètre de cœur est aussi petit que $100\ \mu\text{m}$. Ce résultat dépasse largement l'état de l'art fixé jusque-là à un diamètre de $500\ \mu\text{m}$ [2]. Nous démontrons ici la possibilité de réaliser la création de ces plasmas dans des dimensions caractéristiques des fibres optiques microstructurées à cœur creux.

II.4 Spectroscopie d'émission de plasmas microondes d'argon à onde de surface dans des capillaires, à pression atmosphérique

Suivant notre but de proposer une source laser UV, une caractérisation importante se porte sur la spectroscopie d'émission. Nous avons donc mesuré et dépouillé le spectre de raies émises par le microplasma. Les spectres présentés ici ont été mesurés de deux manières différentes : soit à l'extrémité du guide d'onde en sortie duquel la lumière du plasma a été "guidée", soit de manière transverse à la propagation du plasma. Les deux relevés sont ici très similaires car les pertes de propagation sont quasiment constantes sur la plage de longueurs d'onde étudiée (sauf pour les basses longueurs d'onde). Les mesures ont été obtenues grâce à un spectromètre fibré MAYApro permettant de faire un relevé de spectre en une seule fois allant de l'UV au proche IR (200-1100 nm).

La résolution de ce spectromètre a été mesurée en utilisant la largeur à mi-hauteur de la raie de mercure émise par un tube fluorescent (longueur d'onde de $435,8\ \text{nm}$). La résolution trouvée est d'environ $1\ \text{nm}$. Cette résolution, limitée en comparaison de ce qui est utilisé

conventionnellement dans le domaine spectroscopique, nous permet tout de même de pouvoir distinguer les raies majeures émises par les différents plasmas sur une large plage spectrale. A titre d'exemple, un spectre de raies émis par un plasma d'argon à une pression de 1,6 bar contenu dans un capillaire de 215 μm de diamètre interne, et avec une puissance de 50 W, est représenté sur la figure V.19.a. On retrouve de nombreuses raies situées à des longueurs d'onde d'émission typiques de l'atome Ar. Les raies situées entre 700 et 900 nm présentent une saturation due au spectromètre car il est ainsi plus facile de visualiser les autres raies dont les intensités sont plus faibles (principalement autour de 400 nm).

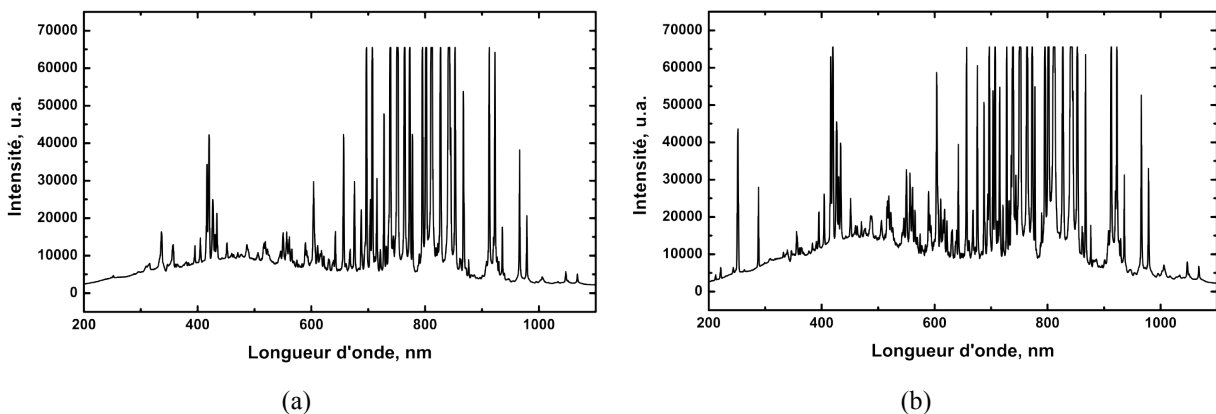


Figure V.19 : Spectre de raies mesuré en sortie d'un capillaire de 215 μm de diamètre interne, pour une pression de 1,6 bar et une puissance microonde de 50 W (a) et 70 W (b).

D'autres raies (moléculaires ou atomiques) ne venant pas de l'excitation électronique de l'argon peuvent être identifiées sur ce spectre. Ces raies observées sont dues à la présence de particules "parasites". Elles peuvent venir du capillaire lui-même, d'air résiduel enfermé dans les cellules ou encore de l'air ambiant qui peut venir polluer la pureté du gaz (fuite de notre système). Des raies atomiques d'oxygène et d'hydrogène ont été relevées ainsi que des raies moléculaires d'azote N_2 (autour de 337,1 nm, 357,7 nm et 380,5 nm), de NH (autour de 336 nm) et enfin de OH. Nous verrons par la suite comment certaines de ces raies peuvent être utiles pour caractériser le plasma (avec notamment le groupement OH compris entre 306 nm et 309 nm). A noter que la présence d'eau contenue dans la silice est responsable de l'émission des groupements OH et NH. Le chauffage dû au plasma implique un dégagement de l'eau et donc la présence de raies OH et d'hydrogène (486 nm 656,2 nm). Le groupement OH est obtenu par réaction entre le diazote et l'eau qui est dissocié.

On peut voir sur la figure V.19.b un relevé de spectre pour les mêmes conditions expérimentales que précédemment mais avec une puissance microonde incidente plus élevée

fixée à 70 W. Cette augmentation de puissance a pour principale conséquence une augmentation globale de l'intensité de toutes les raies présentes sur le spectre de 50 W. Le même comportement serait observé avec une augmentation de la pression. Ce qu'on remarque est une exacerbation de l'effet (de manière plus marquée entre 300 et 500 nm) qui fait que l'intensité lumineuse entre les raies ne redescend pas à un niveau proche du niveau de base. Ceci est un "fond de pression" qui est souvent observé lors de décharges dans des gaz pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique [3].

On observe également de manière marquée une exacerbation ou disparition de certaines raies "parasites" quand la puissance microonde augmente. Ce qui est remarquable entre le spectre mesuré pour une puissance de 50 W et celui mesuré pour 70 W, concerne l'apparition entre 200 et 300 nm de raies très intenses. Elles le sont d'autant plus que la puissance augmente. Ce sont des raies caractéristiques du Silicium (212,41 nm ; 221,09 nm ; 243,51 nm ; 251,92 nm ; 252,41 nm ; 263,13 nm ; 288,16 nm). L'augmentation de puissance, se traduisant par une augmentation de température, implique une attaque de la paroi interne du capillaire qui en vient à se détériorer. Des électrons sont ainsi arrachés du capillaire. A partir de ces puissances critiques nous pouvons observer des détériorations telles que celles montrées sur les images précédemment. On observe en même temps une diminution des raies OH et NH due à un chauffage de la paroi et donc à une disparition graduelle de l'eau contenue dans la silice.

Pour conclure, cette étude montre l'importance de contrôler parfaitement les différents paramètres et particulièrement la puissance microonde pour réussir à ne pas détériorer le guide d'onde de décharge. Celui étudié ici est "massif", c'est-à-dire avec une quantité de silice entourant le plasma relativement importante alors que dans le cas d'une fibre optique microstructurée la matière se présentera sous la forme de ponts de silice d'une centaine de nanomètres, donc d'une grande sensibilité à la température.

III. Conclusion

Ce cinquième chapitre a porté principalement sur la présentation des résultats expérimentaux effectués durant cette thèse. Une étude a été présentée sur l'amorçage de microplasmas microondes au sein de capillaires de silice de diamètre externe proche du millimètre et dont les dimensions du cœur ont été réduites au fur et à mesure. Grâce à cette phase de compréhension des paramètres clés (pression du gaz, diamètre du capillaire, puissance microonde) mis en jeu dans la création de plasmas, nous avons pu amorcer, pour la première fois, un microplasma microonde à onde de surface dans un capillaire de diamètre interne réduit à 125 μm (le plus petit capillaire de décharge étant jusqu'alors de 500 μm de diamètre de cœur). Cette étude a été menée pour des décharges à pression atmosphérique. Des courbes équivalentes aux courbes de Paschen pour les décharges DC ont pu être dressées nous donnant ainsi la pression du gaz optimale devant remplir le capillaire de décharge pour amorcer le microplasma avec la plus faible puissance microonde possible. C'est aussi grâce à ces travaux que l'on a pu mettre en avant l'intérêt de travailler à des pressions inférieures à la pression atmosphérique permettant de générer de plus grandes longueurs de colonnes plasma. Un dépouillement spectroscopique a mis en évidence la génération de raies Ar I avec un mélange de raies "parasites". A noter que toutes ces expériences ont été menées en utilisant un résonateur/coupleur surfatron, très proche de la version commerciale, c'est-à-dire plutôt opérationnel pour des tubes de décharge de larges dimensions transverses donc demandeur de fortes puissances. Cette observation additionnée à celle du bénéfice des faibles pressions du gaz nous a poussée à mettre en place un nouveau banc expérimental afin de réaliser l'amorçage de microplasmas dans les fibres à cristal photonique à cœur creux que nous présentons dans le chapitre suivant.

Références bibliographiques

- [1] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Springer, 1991.
- [2] M. Moisan and R. Pantel, “Distribution radiale de la densité électronique et de la densité des atomes excités dans une colonne de plasma produite par une onde de surface,” *Revue de Physique Appliquée*, vol. **15**, pp. 1383–1397, 1980.
- [3] A. Sola *et al.*, “On the use of the line-to-continuum intensity ratio for determining the electron temperature in a high-pressure argon surface-microwave discharge,” vol. **28**, pp. 1099–1110, 1995.

Table des figures

Figure V.1 : Schéma du banc expérimental pour l'amorçage de microplasmas microondes dans des guides d'onde capillaires.....	158
Figure V.2 : Système d'injection du gaz dans les capillaires de silice (chambre de gaz, vannes et lecture de pression).....	159
Figure V.3 : Spectre de puissance délivré par le générateur microonde utilisé pour les expériences.....	159
Figure V.4 : Temps pour atteindre l'équilibre en pression entre les 2 cellules (pour une pression initiale de 2 bar dans la cellule d'entrée) en fonction du diamètre interne du capillaire renfermant le gaz.....	160
Figure V.5 : (a) Image du surfatron utilisé pour l'amorçage de plasmas dans des capillaires. (b) Design du surfatron reproduit sur CST Microwave studio pour des simulations électromagnétiques.....	161
Figure V.6 : Paramètres S_{11} simulé et mesuré du surfatron utilisé pour les expériences d'amorçages de microplasmas.....	162
Figure V.7 : Représentation de la distribution de la composante E_x du champ électrique du mode résonant au sein du surfatron.....	163
Figure V.8 : Photo d'une colonne de microplasma maintenue dans un capillaire de silice avec une longueur variable L	164
Figure V.9 : Relevés de la longueur de la colonne plasma générée dans un capillaire de 690 μm de diamètre interne en fonction de la puissance microonde et pour une pression d'argon de 1,6 bar.....	164
Figure V.10 : Mesure de la distribution longitudinale de l'intensité lumineuse d'un plasma dans un capillaire de 690 μm de diamètre interne pour trois puissances microondes différentes (30 W (a), 35 W (b) et 55 W (c)), à 1,2 bar.....	165
Figure V.11 : Relevés de la longueur du plasma en fonction de la pression du gaz pour différentes puissances microondes incidentes, pour un capillaire de 320 μm de diamètre interne (a) et de 180 μm de diamètre interne (b).....	166
Figure V.12 : Relevés de longueurs de colonnes plasmas en fonction de la puissance microonde incidente pour quatre capillaires avec des diamètres de cœur de 690 μm , 320 μm , 180 μm et 125 μm . Dans chaque cas, ces relevés ont été faits pour différentes pressions comprises entre 1,2 et 2 bar.....	167
Figure V.13 : Mesure de la puissance minimale d'allumage en fonction de la pression dans un capillaire de 690 μm et de 320 μm	168
Figure V.14 : Mesure de la puissance minimale d'allumage en fonction de la pression dans un capillaire de 180 μm et de 125 μm	169
Figure V.15 : Puissance minimale d'amorçage du plasma en fonction du produit $p \times d$ pour sept capillaires présentant des diamètres internes différents, le diamètre externe étant constant, égal à 1,4 mm.....	170
Figure V.16 : Influence de l'épaisseur de la gaine de silice et du positionnement du capillaire sur la puissance minimum d'amorçage du plasma pour deux capillaires avec comme diamètre interne 200 μm et comme diamètre externe 320 et 1400 μm	171
Figure V.17 : Comparaison des courbes de puissance minimale d'amorçage en fonction du produit $p \times d$, pour un capillaire de 180 μm de diamètre interne, pour un plasma d'argon et d'hélium-néon (a). Mesure du spectre de raies émis par un plasma d'He-Ne dans un capillaire de 690 μm de diamètre interne (b).....	173
Figure V.18 : Photos de capillaires déformés du fait d'une augmentation de la température du plasma.....	174
Figure V.19 : Spectre de raies mesuré en sortie d'un capillaire de 215 μm de diamètre interne, pour une pression de 1,6 bar et une puissance microonde de 50 W (a) et 70 W (b).....	175

Chapitre VI

Amorçage expérimental de microplasmas microondes d'argon par onde de surface dans des fibres Kagomé à large cœur creux

Un banc expérimental spécifique pour l'amorçage de plasmas microondes à onde de surface est présenté. Un travail d'adaptation d'un coupleur microonde efficace pour les dimensions transverses micrométriques des fibres Kagomé est mené. Le premier amorçage d'un plasma dans une fibre optique à cœur creux est démontré fixant un nouvel état de l'art (colonne plasma de 6 cm dans un cœur de diamètre de 100 μm).

I. Introduction

L'étude expérimentale menée précédemment sur l'amorçage de microplasmas dans des capillaires de plus en plus petits nous a permis de montrer le potentiel de la technique d'excitation par onde de surface via un surfatron pour initier ces plasmas dans des fibres optiques à cœur creux. L'amorçage dans un diamètre de cœur équivalent à celui de la fibre Kagomé fabriquée et optimisée, présentée dans le chapitre IV, a ainsi pu être atteint. Nous avons ainsi pu aussi démontrer que certaines conditions expérimentales pouvaient être améliorées pour tendre vers la création d'un plasma dans une fibre Kagomé de manière la plus facile qu'il soit. Notamment, la longueur du plasma semble considérablement augmenter avec l'utilisation de faibles pressions de gaz. A la suite de ces premiers travaux et de la preuve de l'apport de la basse pression pour faciliter l'amorçage des microplasmas, un travail d'optimisation du coupleur surfatron a été mené pour être efficace aux faibles dimensions transverses de ces fibres (n'étant pas jusqu'ici complètement adapté du fait de son dimensionnement). Aussi, nous avons mis en place un nouveau banc expérimental permettant d'utiliser les fibres à cristal photonique comme guides d'onde de décharge en les remplissant d'un gaz à une pression basse, inférieure à la pression atmosphérique. Pour la première fois, nous présenterons l'amorçage et le maintien d'un microplasma microonde confiné au sein d'une fibre à cristal photonique à cœur creux Kagomé, celle qui a été développée et présentée dans le chapitre IV. Pour finir, nous montrerons des caractérisations optiques du confinement de ce microplasma.

II. Amorçage de microplasmas microondes dans une fibre à cœur creux à maille Kagomé

II.1 Optimisation du banc expérimental

II.1.a Pour une étude avec de faibles pressions

Afin de gérer des faibles pressions de gaz, c'est-à-dire inférieures à la pression atmosphérique, les cellules de gaz utilisées pour les décharges à pression atmosphérique ne sont plus adaptées. Les connectiques et le matériau qui les constituent impliquent des fuites avec d'importantes entrées d'air ne permettant pas de maintenir des pressions inférieures à environ 100 mbar.

De nouvelles cellules faites pour "l'ultra-vide", avec des connectiques dédiées au vide poussé, ont donc été conçues. Nous pouvons voir sur la photo de la figure VI.1 la réalisation de ces nouvelles chambres.

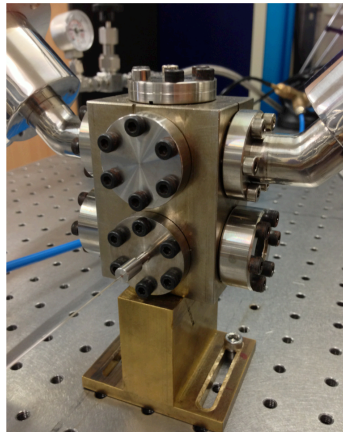


Figure VI.1 : Photo d'une chambre "ultra-vide" utilisée sur le nouveau banc expérimental.

La figure VI.2 représente le nouveau banc expérimental de manière schématique. Afin de faire baisser la pression du gaz indépendamment dans chacune des deux chambres de gaz situées à chaque extrémité du guide de décharge (ici maintenant un capillaire fibré ou bien une fibre à cristal photonique à cœur creux), nous avons choisi d'utiliser deux pompes à vide turbo. Aussi, nous le verrons, la gestion de la pression du gaz en amont et en aval du microplasma généré ainsi que la gestion du flux sont primordiales pour ce type de décharges. C'est pourquoi nous avons ajouté à ce banc des débit-mètres et contrôleurs massiques en

entrée du système. Le premier permet de contrôler l'arrivée et la pression d'argon sur la chambre amont (située sur la droite du banc). Le second est connecté directement à une pompe à vide pour contrôler un certain échappement de gaz tout en venant pomper afin de faire chuter la pression dans la première chambre. Enfin, la deuxième pompe à vide est directement placée en sortie du système sur la deuxième chambre et permet de créer le sens du flux avec une pression de gaz extrêmement faible (jusqu'à 1×10^{-4} mbar). Nous notons ici que le surfatron est placé de sorte que le gap soit positionné face à la deuxième chambre. Deux manomètres (Jauges Pirani) placés sur chacune des chambres permettent de mesurer avec une bonne précision les pressions de gaz aval et amont ($\pm 30\%$ de la lecture).

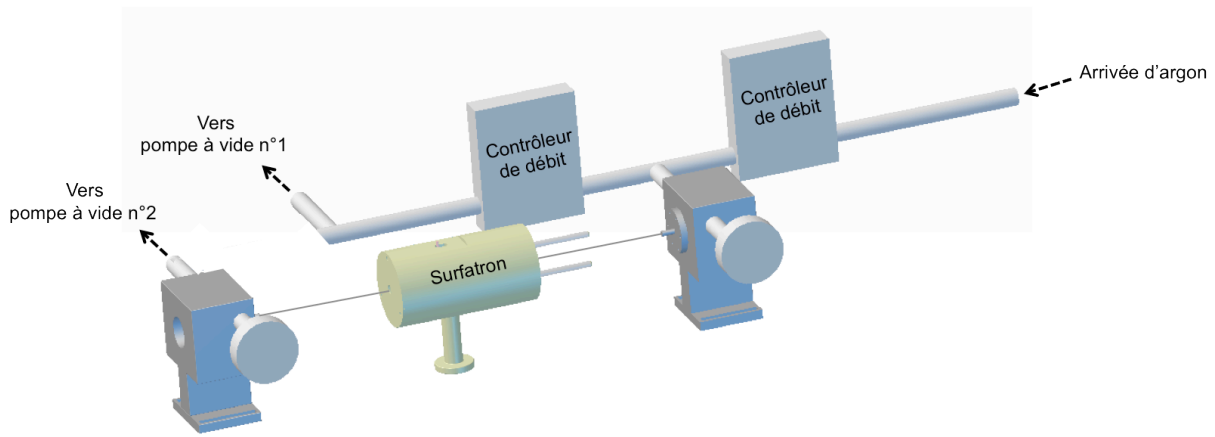


Figure VI.2 : Schéma du nouveau banc expérimental optimisé.

II.1.b Nouveau coupleur Surfatron

Une nouvelle génération de résonateurs microondes a aussi été conçue et fabriquée en collaboration avec le LPGP. Une optimisation a été faite principalement sur les dimensions du surfatron afin d'obtenir des conditions optimales pour l'amorçage de plasmas. L'objectif s'est porté sur l'obtention d'un meilleur couplage de l'énergie en entrée de la cavité (c'est-à-dire un travail sur le paramètre S_{11} de la cavité) mais aussi d'un couplage beaucoup plus efficace de l'énergie microne vers le milieu gazeux pour des décharges que l'on souhaite amorcer dans des fibres optiques à cœur creux. Ce dernier point implique un travail sur le dimensionnement du gap du résonateur, où le champ doit être maximal et homogène autour de la fibre. Pour réaliser le nouveau design de ce surfatron nous avons utilisé le logiciel de simulation CST Microwave studio en testant différentes structures de cavité et surtout différents dimensionnements. Des simulations de propagation d'ondes de surface (qui seront détaillées dans le chapitre suivant) à l'aide d'un code "maison" sont venues appuyer et compléter le travail d'optimisation sur COMSOL.

Nous pouvons voir sur la figure VI.3 une représentation, sur une coupe transverse, de la distribution du champ (sa valeur absolue) simulée au sein de la cavité. Le mode s'établissant dans la cavité est le mode TEM_{010} . Nous montrons ici la cavité choisie pour les futures expériences. Celle-ci présente une longueur un peu plus importante que la précédente (environ 10 cm). Le changement notable entre les deux générations de surfatron est le diamètre du cylindre central et plus particulièrement celui du gap. La zone de couplage présente maintenant un diamètre de 2 mm (contre 10 mm pour le premier surfatron). On peut observer une augmentation du niveau de champ d'un facteur 2.

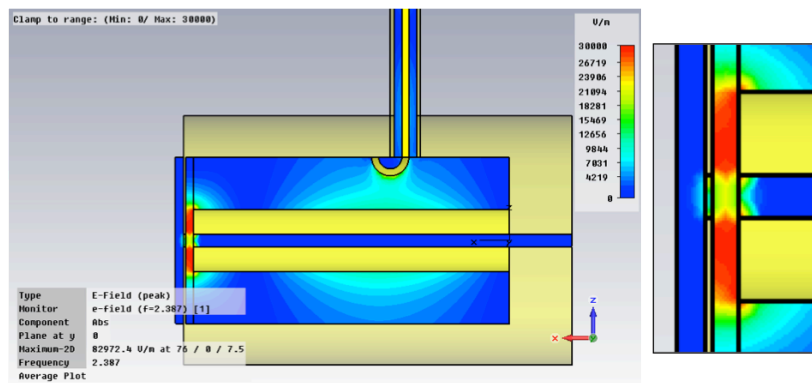


Figure VI.3 : Représentation de la distribution du champ E au sein du surfatron optimisé. En insert : zoom sur la zone de couplage du surfatron.

Au niveau du gap, le champ est beaucoup plus intense mais surtout beaucoup plus homogène comme le montre le zoom présenté en insert (figure VI.3).

La figure VI.4 présente la courbe du paramètre S_{11} issue de ces simulations. Ici, la simulation n'est pas effectuée avec le surfatron "à vide", c'est-à-dire sans capillaire/fibre ni plasma. Nous avons incorporé au niveau du gap un tronçon de fibre (de diamètre externe de $300\ \mu\text{m}$, avec une certaine valeur de permittivité diélectrique (l'image de la structure simulée est montrée sur la figure VI.4)). On peut voir que la cavité est maintenant beaucoup plus résonnante. Le pic de résonance descend jusqu'à une valeur minimale $|S_{11}| \approx 0,65$. Ceci correspond à un pourcentage de couplage de $1 - |S_{11}|^2 \approx 60\%$.

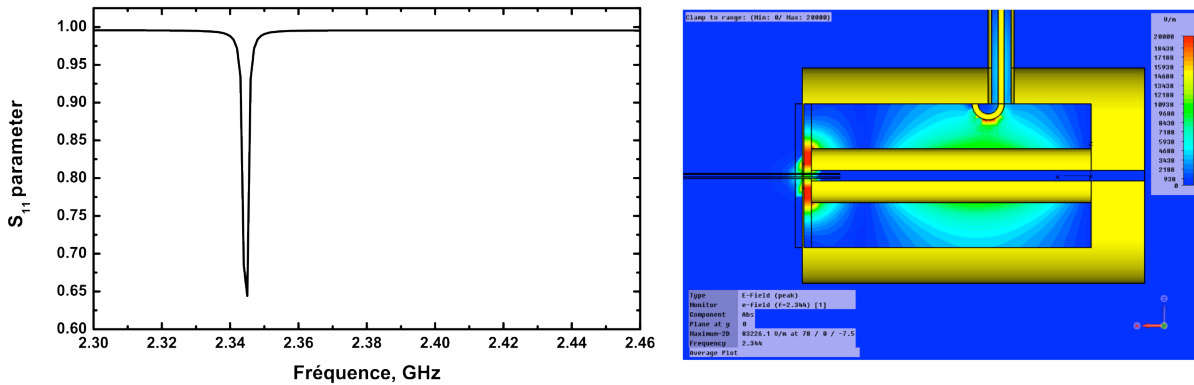


Figure VI.4 : Paramètre S_{11} simulé du surfatron optimisé en présence d'une fibre optique avec l'image de la structure simulée représentant la distribution de champ en insert.

Cette valeur de couplage est très supérieure à celle obtenue avec la première cavité utilisée pour l'amorçage dans des capillaires de 1,4 mm de diamètre externe. Ceci aura pour conséquence une moindre consommation de puissance microonde. Il a été montré que dès que le plasma est créé ce couplage augmente très fortement grâce à un accord d'impédance qui s'établit avec le plasma. Une réflexion de puissance vers le générateur microonde quasiment nulle peut-être obtenue avec un dispositif d'accord d'impédance adapté.

Aussi, on peut remarquer sur ces captures de simulation que l'antenne n'est plus droite avec une excitation électrique mais elle se présente sous la forme d'une boucle permettant un couplage magnétique. Cette excitation a montré, lors des simulations, de meilleures performances de couplage d'énergie dans la cavité (60 % contre 20 % avec une excitation électrique).

La fréquence de résonance de cette cavité simulée se situe autour de 2,354 GHz. Cette fréquence semble assez éloignée de la fréquence émise par le générateur microonde (2,45 GHz). C'est pourquoi, comme le générateur utilisé n'est pas accordable en fréquence, nous avons envisagé de pouvoir translater le fond de cavité du résonateur de manière à faire varier cette fréquence de résonance afin qu'elle puisse s'ajuster expérimentalement à une valeur optimale pour le couplage. Le graphique suivant (figure VI.5) représente le coefficient de couplage (en pourcentage) de cette cavité pour différentes positions du fond de cavité. L'axe des abscisses correspond à la distance entre le fond de cavité et la position fixe de l'antenne. On peut voir qu'il existe une position optimale pour laquelle la cavité résonne le plus fortement. Cette distance est ici, pour les conditions choisies, de 25 mm.

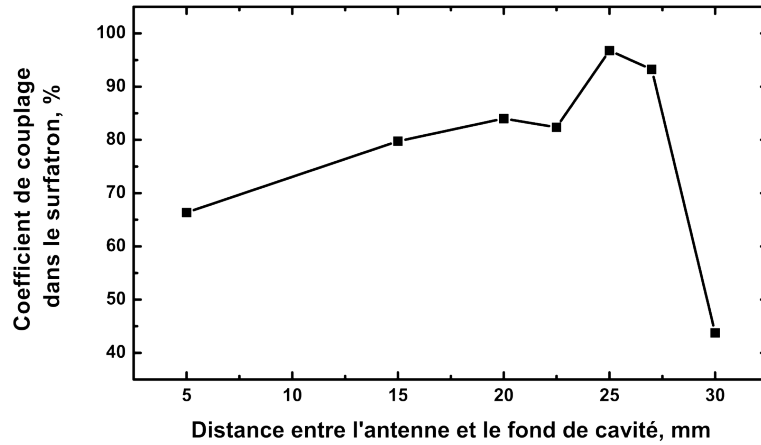


Figure VI.5 : Simulation de l'évolution du coefficient de couplage de l'énergie au sein du surfatron pour différentes positions du fond de cavité.

Nous verrons par la suite des représentations des lignes de champ dans cette cavité et au niveau du gap en présence d'un capillaire et d'un plasma.

Nous sommes donc passé à la phase de fabrication de cette nouvelle génération de surfatron (réalisé au LPGP). Une photo du surfatron réalisé est montrée sur la figure VI.6. Nous retrouvons à l'arrière de la cavité des tiges qui permettent d'ajuster le fond de cavité et ainsi de régler la longueur de la cavité. La fréquence de résonance en présence du plasma pouvant varier légèrement, cette translation peut également permettre de rectifier la résonance du système pour minimiser les réflexions vers la source microonde. Enfin, la plaque métallique à l'avant de la cavité est amovible afin d'utiliser des largeurs et des diamètres de gap différents.

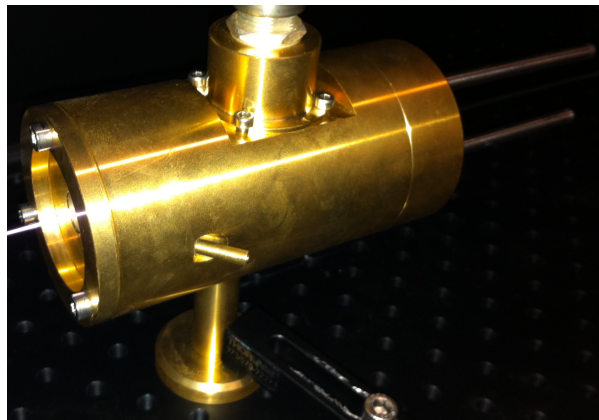


Figure VI.6 : Photo du nouveau surfatron optimisé.

Cette cavité a ensuite été testée en paramètre S_{11} à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (figure VI.7). Ces mesures ont été faites à vide et en présence d'un capillaire fibré

(200 μm /300 μm) utilisé pour les expériences et surtout pour tester au préalable les amorçages avec ce nouveau coupleur. Il est à noter que la présence du capillaire fibré au sein du gap n'engendre pas de changement sur la courbe du paramètre S_{11} .

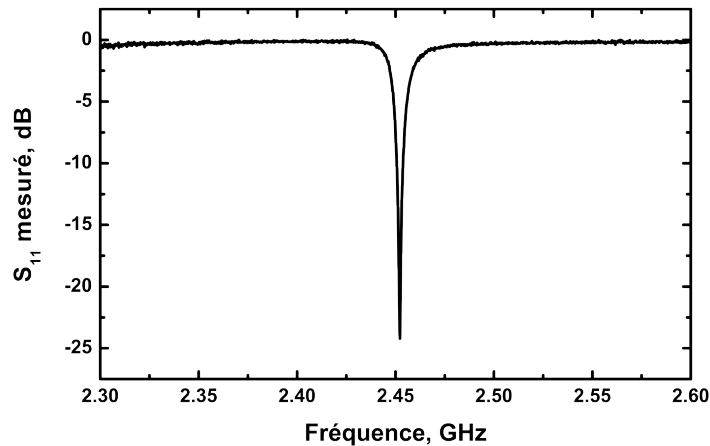


Figure VI.7 : Paramètre S_{11} du surfatron optimisé à vide.

II.2 Résultats expérimentaux sur l'amorçage de microplasmas microondes dans une fibre à maille Kagomé

Nous allons voir au cours de ce paragraphe les expériences menées sur l'amorçage de microplasmas dans les fibres à cristal photonique à cœur creux de type Kagomé. Quelques éléments sur la physique et la dynamique de ces microplasmas microondes seront évoqués afin de mieux comprendre les distributions des différentes forces et particules au sein de ces plasmas confinés.

Nous réunissons ici les fibres optimisées présentées précédemment (cf. chapitre IV) et le nouveau banc expérimental optimisé pour les faibles pressions utilisant la nouvelle génération de surfatron.

II.2.a Test du nouveau banc avec un capillaire fibré

Tout d'abord, l'amorçage de plasmas avec ce nouveau banc a été testé en utilisant un capillaire fibré de 200 μm de diamètre interne et de 300 μm de diamètre externe. Nous pouvons voir sur la figure VI.8 une photo du surfatron avec la colonne plasma générée dans ce capillaire. La puissance microonde incidente est de 45 W pour cette colonne. La puissance minimale d'amorçage pour ce guide d'onde de décharge a drastiquement chuté à 30 W. La longueur de colonne générée pour cette puissance minimale est de 8 cm. Elle augmente de

manière significative avec la puissance incidente (à environ 10 cm pour 45 W). On retrouve donc bien ici le comportement évoqué dans le précédent chapitre marqué par l'augmentation de longueur de la colonne avec la puissance. Mais on voit surtout, comme nous l'avions anticipé, que les colonnes générées présentent des longueurs beaucoup plus importantes qu'à des pressions atmosphériques, à puissance microonde incidente équivalente. Pour obtenir cette même longueur de colonne à 1,2 bar de pression de gaz, il nous faudrait injecter une puissance bien supérieure à 100 W. Aussi, une différence majeure est apparue par rapport à l'amorçage obtenu avec ce même capillaire mais à pression atmosphérique : la couleur émise par le plasma n'est plus blanche mais d'un bleu très clair. Cette couleur correspond à une émission de nombreuses raies dans le domaine bleu du spectre entre 400 et 500 nm. Ces raies sont des raies de l'ion Ar^+ (ArII). Nous avons notamment relevé des raies classiquement mises à profit pour un effet laser dans les lasers ion-Ar (entre 454 et 514 nm). Pour rappel, ces raies n'étaient pas observées lors des décharges à pression atmosphérique et en utilisant le surfatron de première génération.

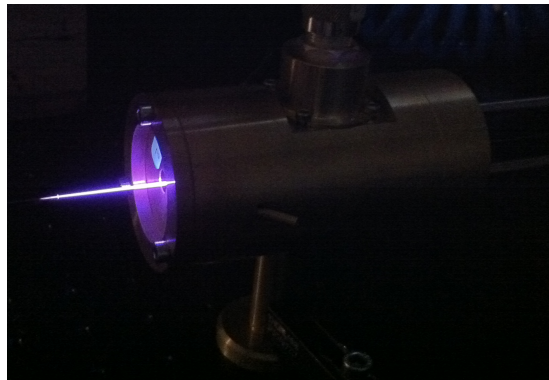


Figure VI.8 : Photo du microplasma généré dans un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur avec le surfatron optimisé.

Le spectre représenté sur la figure VI.9 a été mesuré sur le côté du plasma, de manière perpendiculaire par rapport à la propagation de l'onde. C'est donc la lumière diffusée du plasma qui a été collectée. En effet, il a été impossible de collecter de la lumière guidée par le capillaire, les pertes de propagation de cette structure étant très fortes et l'intensité lumineuse émise à ces pressions étant moindre qu'à pression atmosphérique.

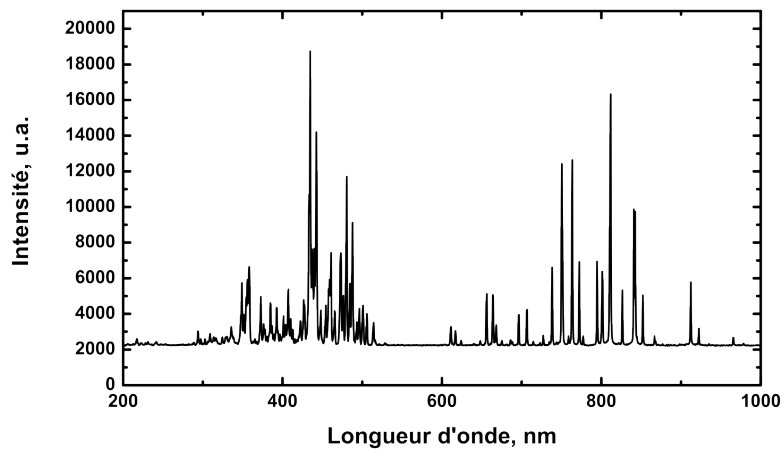


Figure VI.9 : Spectre de raies émises par le microplasma d'argon dans le capillaire de 200 μm (récolté sur le côté du plasma).

Cette étape intermédiaire, en utilisant un capillaire de 200 μm de cœur, a été essentielle et nous a permis de trouver les bons paramètres de débits de gaz et de pressions amont et aval pour obtenir la création de décharge la plus "facile" possible et ainsi de démontrer l'amorçage de plasmas optimisés (en longueur et en consommation de puissance) grâce à ce nouveau banc.

II.2.b Amorçage d'un microplasma dans une fibre Kagomé

II.2.b.i Représentation schématique 3D de l'ensemble Surfatron, Fibre Kagomé et Plasma

Fort de ces résultats, l'étape suivante s'est portée sur l'amorçage de plasmas dans les fibres microstructurées. Nous montrons sur l'image suivante (figure VI.10) une représentation schématique en 3D de la cavité ré-entrante surfatron avec la fibre à maille Kagomé placée de manière non intrusive au centre.

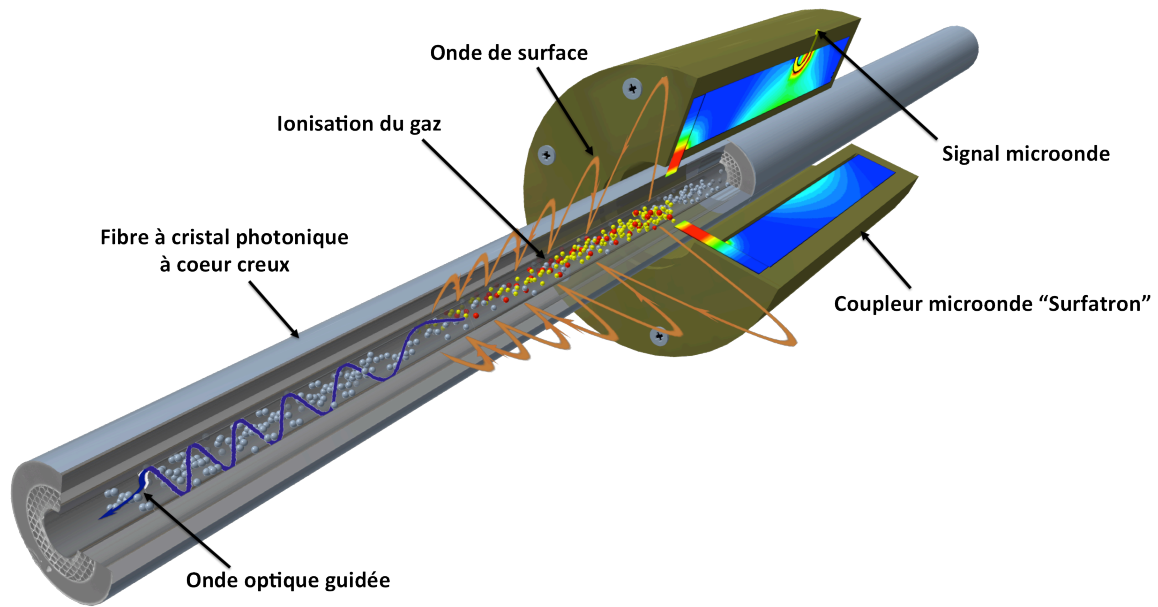


Figure VI.10 : Représentation schématique en 3D du système surfatron, fibre Kagomé remplie d'argon et du gaz ionisé.

Cette représentation a pour but d'illustrer de manière claire et simplifiée les principales briques importantes de ces travaux avant de passer à la phase expérimentale. Tout d'abord, la cavité dont la géométrie et le défaut créé à l'avant permettent de concentrer fortement le champ électromagnétique sur une zone très localisée de la fibre optique. Cette fibre est remplie de particules neutres d'argon avec un certain flux. A partir de la zone de couplage, la forte intensité du champ de l'onde électromagnétique est suffisante pour créer le claquage du gaz dans la région où se trouve le gap. Le plasma qui en découle va créer les conditions nécessaires à la formation de l'onde de surface à l'interface entre le plasma formé et la paroi interne du cœur de la fibre. Cette configuration de champ maximal à l'interface entre le plasma et la couronne de silice du cœur se rapproche très fortement de la configuration des ondes plasmoniques. Au cours de la propagation de l'onde de surface, celle-ci fournit le champ microonde nécessaire à la génération du plasma. Certaines collisions conduisent à l'ionisation du gaz avec la production de nouveaux électrons et par conséquent à l'émission de photons avec l'excitation du gaz par des électrons suffisamment énergétiques. Cette onde de surface est alors fortement atténuée au cours de sa propagation, avec de manière liée une diminution de la production d'électrons libres et donc aussi de l'intensité lumineuse générée. Nous pouvons nous attendre et c'est le but recherché ici à ce que toute la lumière (ou une

partie) qui a été générée le long de la colonne de microplasma se trouve piégée et guidée en sortie de fibre. C'est alors un pur guidage d'ondes optiques qui s'opèrera.

II.2.b.ii 1^{er} amorçage d'un plasma dans une fibre à cristal photonique

En appliquant expérimentalement ce concept, la figure VI.11 montre la photo prise du microplasma d'argon que nous avons réussi à initier et maintenir durant une longue période de fonctionnement (10 heures) dans le cœur creux d'une fibre à maille Kagomé. La colonne générée a une longueur mesurée d'environ 4 cm. Cette longueur est la partie "visible" du plasma. Nous estimons la partie cachée par le surfatron à environ 2 cm.

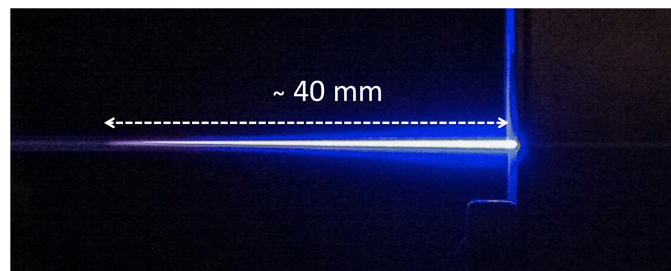


Figure VI.11 : Image de la partie visible de la colonne de microplasma maintenue dans une fibre à maille Kagomé.

II.2.b.iii Fibre 19 cell utilisée pour la décharge

La fibre Kagomé utilisée ici présente un cœur à 19-cell avec un large diamètre de $107\ \mu\text{m}$ et un diamètre externe de $350\ \mu\text{m}$ (voir la photo prise au MEB sur la figure VI.12.a). La courbe de transmission de cette fibre sur 10 m, mesurée à partir d'une source de lumière blanche, est montrée sur la figure VI.12.b. Plusieurs bandes de transmission sont identifiées allant de $400\ \text{nm}$ à $1700\ \text{nm}$. Il est important de noter ici que cette fibre présente un cœur avec une forme quasiment circulaire. Ce choix a été fait, dans un premier temps, afin de se rapprocher le plus possible, de la forme du cœur circulaire des capillaires fibrés.

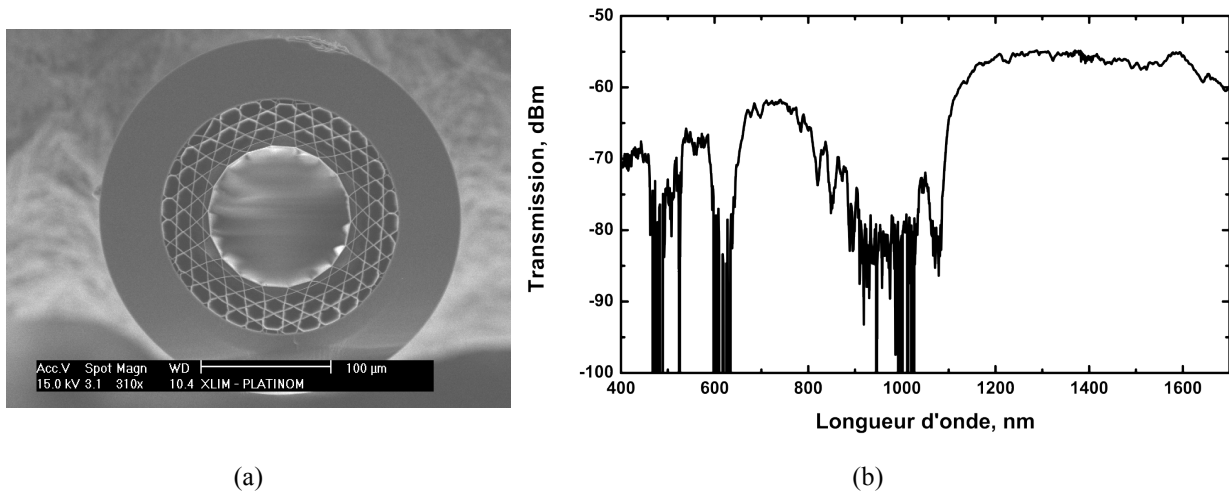


Figure VI.12 : (a) Image de la section transverse (prise au MEB) de la fibre Kagomé dans laquelle est amorcé le plasma. (b) Spectre de transmission mesuré de la fibre.

Trois zones de coupure à fortes pertes peuvent être relevées : une autour de 1000 nm, une autour de 610 nm et enfin une autour de 460 nm.

II.2.b.iv Paramètres d'amorçage

La longueur totale de fibre utilisée ici, placée entre les deux chambres ultra-vides, est de 80 cm. Le surfatron est placé à mi-chemin entre les deux chambres.

Cet amorçage a été obtenu avec comme pression de gaz amont (correspondant à la chambre n°1 sur l'image du banc) une faible valeur de 9 mbar et comme pression aval (correspondant à la chambre n°2 du banc) une très faible valeur de 1.10^{-4} mbar. La puissance microonde incidente est de 30 W. A noter ici que nous avons introduit au banc expérimental, entre le générateur microonde et le coupleur, un système d'adaptation d'impédance avec un double stub. Grâce à cela nous avons réussi à obtenir une puissance réfléchie par la cavité vers le générateur quasiment nulle.

De nombreux tests et expériences ont été menés afin de trouver les paramètres optimaux pour l'amorçage de ces microplasmas avec la technologie des fibres microstructurées à cœur creux. En particulier, du fait de la résonance très prononcée de la cavité, il a été très délicat de trouver la position adéquate pour faire correspondre la résonance de la cavité à la fréquence pour laquelle le générateur microonde délivre le maximum de puissance. Après que cette position de fond de cavité a été optimisée, nous avons mesuré le paramètre S_{11} de la cavité en présence de la fibre seule, sans plasma (figure VI.13). On peut voir un très bon recouvrement entre les deux spectres, celui du générateur microonde et celui du coefficient de réflexion exprimé en pourcentage. A la résonance, centrée à une fréquence de 2,45 GHz, le couplage à

vide est très efficace avec une valeur avoisinant les 90 %. Le léger décalage entre les extrema des deux courbes peut être expliqué par un décalage de fréquence en présence d'un plasma comme cela est évoqué dans [1].

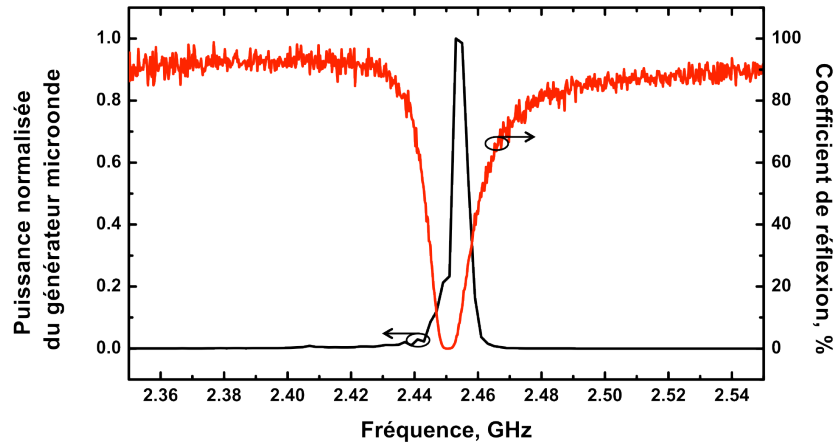


Figure VI.13 : Superposition du coefficient de réflexion du surfatron avec le spectre de puissance du générateur.

II.2.b.v Caractéristiques de l'onde de surface (simulations)

Le résultat des simulations électromagnétiques sur la distribution globale du champ pour tout le système composé du surfatron et de la fibre optique (remplie d'un microplasma) insérée au sein de cette cavité est montré en figure VI.14.

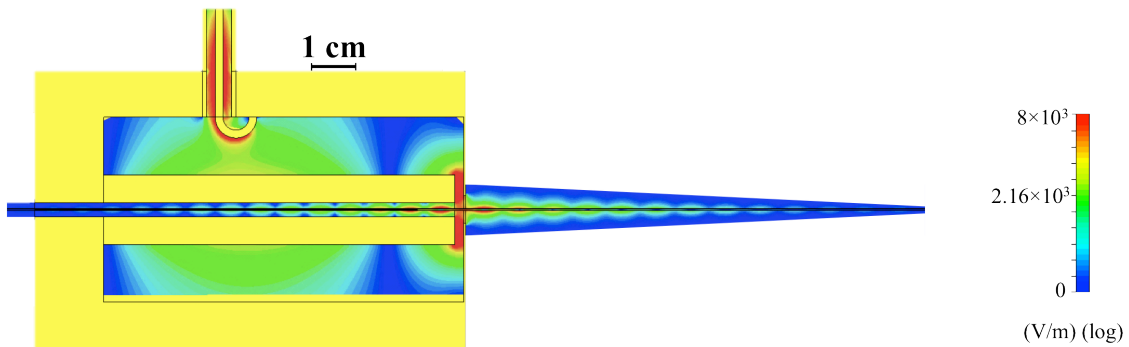


Figure VI.14 : Distribution du champ électrique simulé du système surfatron + onde de surface.

Certains paramètres physiques ont dû être fixés pour ces simulations. Nous verrons dans le chapitre suivant comment nous avons calculé, estimé ou déduit ces différentes valeurs. Nous verrons aussi la validité de certaines approximations.

Par souci de simplification dans un premier temps, la densité électronique est considérée arbitrairement constante le long de la colonne, égale à $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. La pression du gaz est aussi considérée constante le long du microplasma. Elle est estimée autour de 6 mbar. Ces

valeurs correspondent à une permittivité relative complexe du plasma de $\epsilon_p = -5237,3-j816,7$ et à une fréquence plasma d'environ 180 GHz.

Dans ces simulations, la structure de la fibre Kagomé a été simplifiée compte tenu de la complexité structurelle de la microstructure air/silice de la gaine. Nous avons donc considéré cette fibre comme un empilement de trois couches concentriques successives avec différentes valeurs de permittivité diélectrique (figure VI.15). Ces trois couches représentent le plasma, la gaine microstructurée et la couche de silice externe. La valeur de la permittivité diélectrique du plasma prise en compte vient d'être mentionnée, la permittivité de la couche de silice externe est prise égale à 3,8 et celle de la microstructure est une valeur moyenne estimée arbitrairement à 1,15.

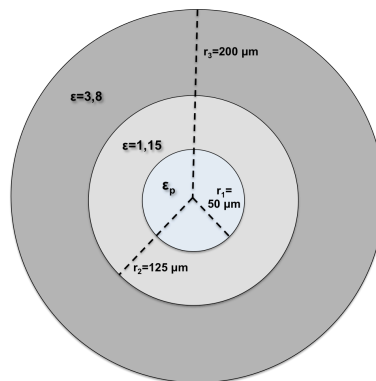


Figure VI.15 : Représentation schématique de la structure simplifiée de la fibre Kagomé prise en compte pour les simulations électromagnétiques sous CST.

Nous identifions clairement sur la figure VI.14 le mode résonant installé dans la cavité surfatron. La distribution du champ de l'onde de surface qui s'étend en dehors de la cavité, le long de la fibre Kagomé "simplifiée", est aussi observée. La figure VI.16 montre un zoom sur la distribution de l'amplitude du champ de l'onde de surface, à un instant de phase donné, sur une partie de la colonne plasma et sur le gap du coupleur. Les deux autres images montrent la décomposition de ce champ sur les deux composantes majeures : la composante transverse x et la composante longitudinale z . On constate comme nous le mentionnions ci-dessus que l'intensité de la composante transverse du champ a un maximum localisé à l'interface cœur/gaine. Le maximum d'intensité de la composante longitudinale du champ est quant à lui localisé au centre du plasma et de la fibre. Le bilan total de l'intensité du champ microonde est situé à l'interface plasma/couronne de silice autour du cœur.

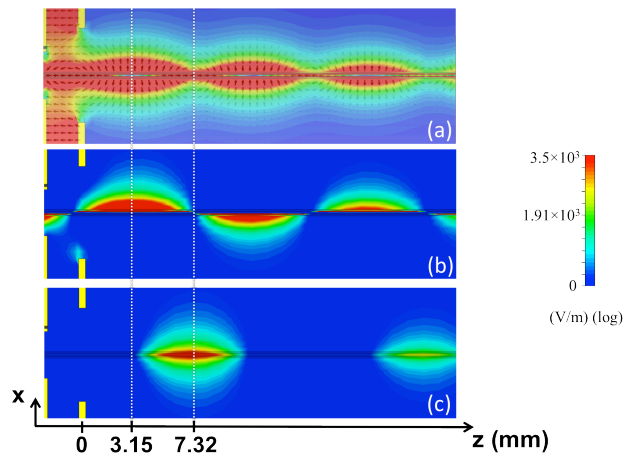


Figure VI.16 : Zoom (au niveau du gap et des premiers cm de fibre) sur la distribution du champ électrique de l'onde de surface : amplitude du champ (a), composante transverse (b) et composante longitudinale (c).

Il est remarquable que les composantes transverse et longitudinale du champ ont un décalage de phase relatif de valeur π . La figure VI.16.b montre la localisation du premier quart de longueur d'onde de la composante transverse centrée à 3,15 mm, tandis que le premier maximum de la composante longitudinale est situé à 7,32 mm. L'origine a été fixée au centre du gap de la cavité. Nous avons représenté (figure VI.17) la distribution, sur une coupe transverse de la fibre, de l'intensité du champ à ces deux positions spécifiques (3,15 mm et 7,32 mm) et pour les deux composantes majeures du champ. Ces coupes permettent de mieux visualiser les localisations des maxima d'intensité de champ suivant ces deux composantes.

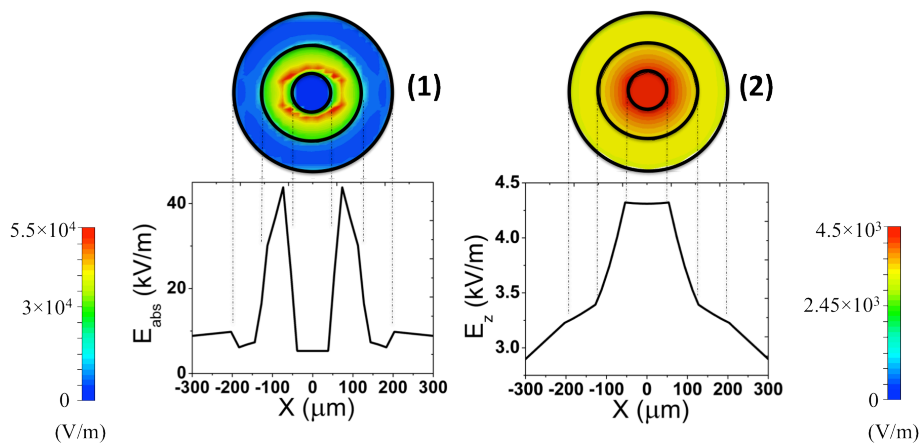


Figure VI.17 : Profils transverses de l'amplitude du champ à deux positions à partir du gap : $z = 3,15$ mm (1) et $z = 7,32$ mm (2).

La composante longitudinale du champ constitue le champ nécessaire au maintien de la micro-colonne plasma le long de la propagation de l'onde de surface. La composante

transverse permet la propagation de l'onde de surface et fournit l'énergie nécessaire à la formation de la colonne plasma.

II.2.b.vi Spectroscopie d'émission / Spectre de raies guidé par la fibre

Grâce à l'amorçage contrôlé de ce plasma, un très bon guidage par la fibre Kagomé de la lumière émise par le plasma a été obtenu. Nous montrons, sur la figure VI.18, le spectre de raies relevé en sortie de fibre, après un guidage sur 40 cm. Ce qui ressort du dépouillement de ce spectre, comme le cas du guide de décharge sous forme de capillaire fibré, est la forte émission de raies venant de l'ion Ar^+ (Ar II) sur une plage de longueurs d'onde comprise entre 350 et 500 nm. Un tableau récapitulatif dresse le relevé des principales raies observées avec les différentes configurations et intensités relatives mesurées (figure VI.19).

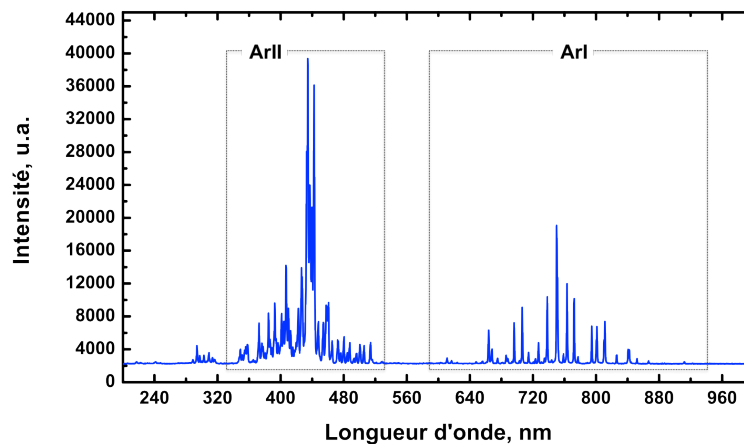


Figure VI.18 : Spectre de raies guidé le long de 40 cm de fibre Kagomé.

<i>Longueur d'onde de la raie (nm)</i>	<i>Configuration</i>
427,75	$3s^2.3p^4.(1D).4s$
434,80	$3s^2.3p^4.(3P).4s$
437,07	$3s^2.3p^4.(3P).3d$
440,1	$3s^2.3p^4.(3P).3d$
442,6	$3s^2.3p^4.(3P).4s$
458,98	$3s^2.3p^4.(1D).4s$
472,68	$3s^2.3p^4.(3P).4s$
487,98	$3s^2.3p^4.(3P).4s$

Figure VI.19 : Principales raies observées sur le spectre de raies guidé le long de 40 cm de fibre Kagomé.

La présence d'un impressionnant rapport d'intensité des raies de l'ion Ar^+ (Ar II) par rapport à celles des raies atomiques (Ar I) est révélateur d'un taux d'ionisation potentiellement fort ou d'une large densité de puissance microonde du gaz. Le meilleur confinement de la lumière par la fibre sur certaines bandes spectrales peut aussi favoriser ce rapport mais il ne peut l'expliquer à lui seul. En effet, le spectre mesuré sur le côté du plasma venant de la lumière diffusée non guidée est très similaire dans les rapports de raies (sur les zones de transmission de la fibre). Les raies Ar I sont majoritairement situées sur le haut du spectre mesuré, entre 600 et 800 nm. Celles de l'ion Ar^+ sont elles plus présentes dans le domaine "bleu" (d'où cette couleur typique bleue observée à l'œil). On peut voir ici de façon marquée l'influence de la fibre optique Kagomé sur le guidage de ces différentes raies. En effet, nous retrouvons un guidage le plus efficace autour de 400-420 nm sur la bande de transmission IV de la fibre. Les raies autour de 460-480 nm semblent être très fortement atténuées du fait du positionnement de ces raies sur une plage de fortes pertes de la fibre.

II.2.b.vii Contenu modal

Le guidage dans ce type de fibres à 19-cell s'opère de manière très multimode du fait de leur très large diamètre de cœur. Nous avons relevé ici la distribution d'intensité en champ proche de la lumière guidée par cette fibre par une excitation optique et une excitation plasma. La fibre utilisée est présentée sur la figure VI.20. Elle présente un diamètre de cœur de 107 μm . Son spectre de transmission à été mesuré grâce à une source supercontinuum.

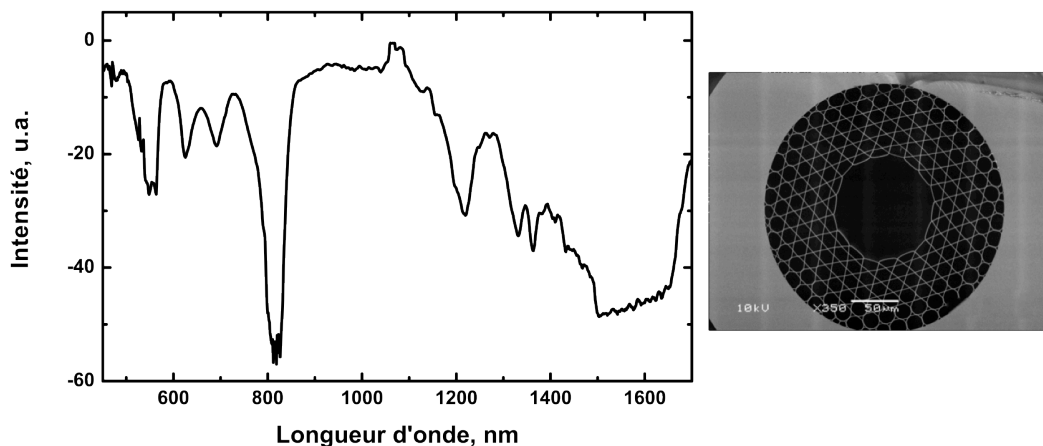


Figure VI.20 : Spectre de transmission et image MEB de la fibre utilisée pour la caractérisation modale du guidage engendré par l'émission du plasma.

Lors de cette caractérisation linéaire, différents relevés de distribution d'intensité en champ proche (à l'aide d'une caméra CCD) ont été faits à des longueurs d'onde spécifiques réparties

entre 450 nm et 1100 nm. On peut voir (figure VI.21) que chacune des distributions (sur les zones de bande de transmission) mesurées révèle, comme attendu, un guidage multimode dans le cœur creux de la fibre. En revanche, les distributions observées suite au guidage par la fibre des raies émises par le plasma montrent un comportement différent. En effet, le contenu modal dans le cas de l'excitation par plasma est beaucoup plus propre avec une excitation préférentielle des modes proches du mode fondamental. Cette excitation quasi-monomode peut être expliquée par la structure même du plasma dont la symétrie et la répartition des particules favorisent un maximum d'émission électronique et lumineuse sur l'axe du plasma et donc de la fibre, comme nous le verrons au cours du chapitre VII.

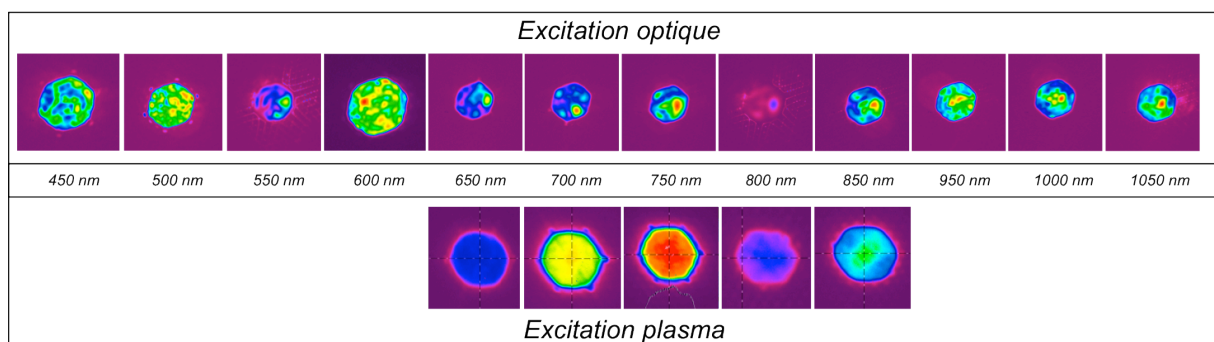


Figure VI.21 : Comparaison des images observées en champ proche entre une excitation optique par une source supercontinuum et une excitation par le plasma.

II.2.b.viii Température du gaz

Pour la première fois, la création d'un microplasma microonde dans le cœur creux d'une fibre optique a été démontrée. Il est très important de noter que ce résultat sous-entend que la fibre n'a pas été détériorée suite à l'amorçage du microplasma. Même après une longue période de fonctionnement (~ 10 h), la fine microstructure de ponts de silice (épaisseur de ponts autour de 500 nm) a été maintenue intacte. Nous allons détailler dans ce paragraphe les éléments qui nous ont permis d'aboutir à un tel résultat de conservation de l'intégrité de la fibre.

Au regard des décharges de gaz réalisées dans les différentes publications, malgré sa dénomination de plasma "froid", ce type de plasma présente des températures de gaz relativement fortes (comprises entre 500 et 2000 K). Nous nous sommes donc intéressés à la caractérisation d'un point de vue thermique du plasma généré dans la fibre Kagomé. Cette étude a été menée à partir de diagnostics spectroscopiques bien établis dans la communauté

des plasmas [2]. Nous parlons bien ici de la température du gaz et non de la température du plasma car ce sont les particules neutres qui portent le chauffage du système.

La détermination de la température du gaz, notée T_g , a été menée grâce à une étude spectroscopique d'émission optique du système gaz/plasma. Les mesures sont basées sur l'émission du groupement OH venant d'impuretés d'eau piégées dans la matière silice et absorbées sur la paroi interne du cœur de la fibre. Les spectres mesurés sont obtenus expérimentalement comme montré sur la figure VI.22. La lumière émise par le plasma est collectée sur le côté de la colonne par une fibre optique et analysée par un analyseur de spectre optique. De manière à s'assurer de la pureté du gaz contenu dans le cœur de la fibre et en particulier pour éviter les raies spectrales parasites telles que celles de N_2 , le système est, comme on l'a vu, constitué d'un système ultra-vide très étanche et le système a été purgé par de l'argon pur pendant un certain temps avant d'effectuer les expériences et relevés. De cette façon, nous évitons des soucis de fuites du système et aussi de dégazage des chambres, tubes et connectiques. En effet, ces raies N_2 pourraient venir rendre moins visibles les raies de OH par recouvrement.

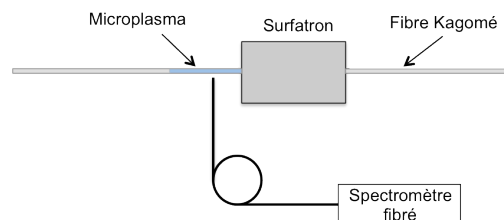


Figure VI.22 : Représentation schématique du relevé de spectre de raies du groupement OH pour l'estimation de la température du gaz.

Ces relevés de spectres du groupement OH sont comparés à des simulations spectroscopiques menées en utilisant le programme de simulation et de base de données spectroscopique "Lifbase" [3]. Les raies d'émission moléculaires prises en considération sont celles du groupement ro-vibrationnel OH ($A_2 \Sigma^+, v=0 \rightarrow X_2 \Pi, v'=0$). Celles-ci sont émises sur une plage spectrale s'étendant environ de 306 à 310 nm. La température du gaz est alors estimée par fit entre la courbe de spectre expérimentale et la courbe de spectre simulée par Lifbase [4]. Dans ce logiciel, nous pouvons changer la température du gaz jusqu'à trouver celle qui fait le mieux correspondre la simulation au spectre mesuré. Nous pouvons aussi intégrer à cette simulation la résolution du spectromètre afin de prendre en compte les nombreux recouvrements entre les raies de ce groupement si la résolution du spectromètre n'est pas

suffisamment élevée. La résolution du spectromètre optique que nous avons utilisé est pour rappel de 1 nm. Un exemple de spectre de OH mesuré est représenté sur la figure VI.23. Une attention a été portée pour faire correspondre les rapports d'intensité des deux larges raies entre le spectre simulé et mesuré (dû à la résolution du spectromètre).

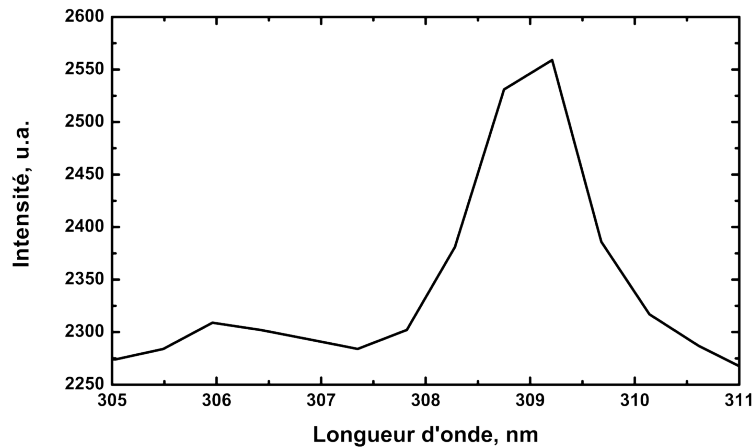


Figure VI.23 : Spectre d'émission du groupement OH (entre 306 et 306 nm) mesuré sur le côté de la colonne plasma.

Différents relevés de spectres de OH ont été effectués le long de la colonne de microplasma de 4 cm générée dans la fibre Kagomé. Trois positions ont été ciblées : la première très proche du surfatron (au niveau du gap), la deuxième au milieu de la colonne (à 2 cm du gap) et enfin la troisième quasiment en bout de colonne (figure VI.24). On estime à 5 mm l'incertitude sur la position de la mesure de ces différents spectres.

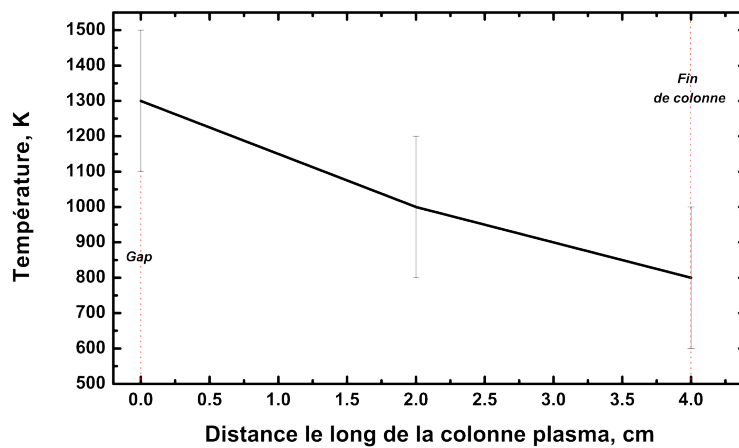


Figure VI.24 : Estimation de la température du gaz par diagnostic spectroscopique le long de la colonne de plasma dans la fibre Kagomé.

Les mesures permettent de révéler des températures de gaz maximales, au niveau du gap, autour de 1300 K (avec une marge d'erreur de 200 K). Cette température chute le long de la colonne avec une valeur de 1000 ± 200 K. Enfin, en fin de colonne, la température déduite est de 800 ± 200 K. Ce comportement de diminution a été également mesuré expérimentalement sur des tubes de décharge de plus gros diamètres, pour une décharge de N_2 , et pour une pression équivalente [5].

Il est remarquable que la température du gaz est assez forte au niveau du gap, et qu'elle est très importante au regard du point de fusion de la silice qui est de 1873 K. Cependant, cette température étant inférieure, elle a ainsi permis de maintenir le plasma sans destruction de la fibre Kagomé et en particulier de sa microstructure air/silice. Cette configuration non intuitive de fort confinement de température à cette échelle sans détruire la structure environnante a fait l'objet d'une étude spécifique et sera détaillée dans le prochain chapitre.

Nous verrons aussi, dans la suite de ce manuscrit, qu'il nous est utile de connaître les températures aux limites du système, c'est-à-dire au niveau des parois externes de la fibre. De même que pour la température du gaz, les relevés de température ont été effectués à trois positions de la colonne microplasma (figure VI.25). Ces mesures ont été faites en utilisant un thermocouple qui a été positionné sur l'extérieur de la fibre.

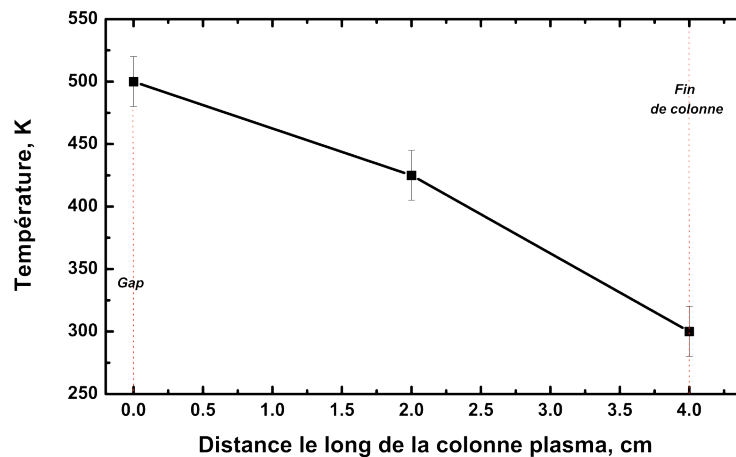


Figure VI.25 : Evolution de la température mesurée sur la paroi externe de la fibre Kagomé le long de la colonne plasma.

La température maximale au niveau de la zone de couplage du surfatron est trouvée autour de 500 ± 20 K.

II.3 Gestion de l'endommagement de la microstructure de la fibre

Kagomé

De manière à mettre en évidence la difficulté à obtenir la stabilisation de la colonne de plasma dans le cœur de la fibre Kagomé sans engendrer de dégâts sur la fibre, nous montrons une comparaison entre une décharge obtenue dans une fibre Kagomé 19-cell sur un banc optimisé avec les bonnes conditions d'amorçage et avec des paramètres non adéquats (figure. VI.26). Pour cette comparaison, le banc expérimental est identique, seul le coupleur diffère : (a) le surfatron de "1^{ère} génération" ; (b) le surfatron de 2^{ème} génération. La pression du gaz au niveau de la zone de couplage pour cette étude est de 6 mbar. La puissance d'amorçage dans le cas du premier coupleur est de 40 W tandis qu'elle n'est plus que de 33 W dans le second cas. Les photos de la colonne plasma générée dans les deux cas sont montrées longitudinalement. Il apparaît clairement, comme nous l'avons évoqué précédemment, une différence de longueur de colonne pour une puissance microonde incidente équivalente de 45 W. La colonne obtenue avec le surfatron "commercial" est de seulement 1 cm alors que l'on a réussi à produire une colonne 4 fois plus longue avec le surfatron optimisé pour les dimensions des fibres optiques.

Comme nous l'avons aussi vu, la différence majeure entre les deux décharges concerne le spectre de raies émis par le microplasma et guidé par la fibre. Les raies émises par le premier plasma sont majoritairement fortes entre 700 nm et 800 nm tandis que la seconde décharge nous a permis de guider intensément des raies autour de 400-500 nm (lié à une forte ionisation du gaz).

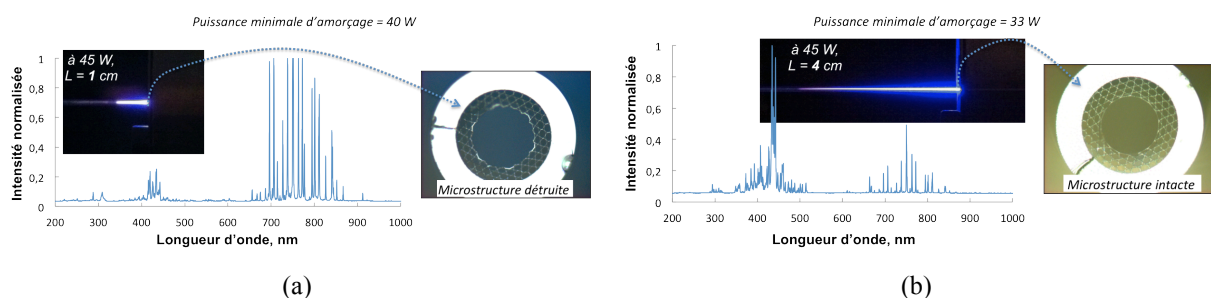


Figure VI.26 : Comparaison des spectres de raies guidés, de la colonne microplasma, et de l'intégrité de la fibre Kagomé après amorçage du plasma dans le cas du surfatron de première génération (a) et du surfatron optimisé (b).

Mais ici, l'objet de cette comparaison repose surtout sur l'observation de la microstructure de la fibre après amorçage du plasma pendant une durée d'expériences de 4 h. Nous montrons

deux images de la section transverse de la fibre à cœur creux observée à l'endroit du gap, où le mode de cavité fuit vers le mélange gazeux enfermé dans le cœur de la fibre. Cette zone, comme il a été montré précédemment, correspond à l'endroit où la température du gaz est la plus élevée. Il apparaît que, pour une même puissance microonde, la fibre à cœur creux remplie d'argon excitée par le coupleur surfatron optimisé ne présente aucun endommagement en opposition au cas du premier coupleur pour lequel la destruction de la fine microstructure air/silice est très visible. L'endommagement est dû à une température du gaz beaucoup trop élevée. Cette destruction est assez localisée à l'endroit du gap, sur environ 5 mm au maximum. La discontinuité longitudinale de la structure interne de la fibre engendrée par cette destruction n'empêche pas l'onde de surface de continuer à se propager et donc de générer des photons le long de sa propagation. La lumière collectée en sortie de fibre correspond à la lumière qui a été générée sur le reste de la colonne et bien captée par la structure guidante intacte de la fibre. En revanche, il est certain qu'aucun guidage ne peut être obtenu à travers cette zone détruite, c'est-à-dire dans le cas où l'on souhaiterait guider la lumière réfléchie (configuration des cavités lasers).

A noter que ce type de destruction structurelle peut aussi être observée si le fond de cavité du 2^{ème} surfatron n'est pas exactement positionné de sorte que la cavité soit en accord avec la fréquence d'opération du générateur. Un léger décalage de la fréquence de résonance de la cavité aura pour conséquence une concentration de la colonne, avec un plasma court, intense et très dense. Cette concentration est liée à une augmentation de la température qui devient trop élevée pour que le plasma soit maintenu sans engendrer de dommage sur la microstructure. Enfin, également, une mauvaise gestion du débit du gaz et/ou de la pression du gaz amont et aval va avoir exactement les mêmes conséquences néfastes pour un amorçage et maintien dans la fibre à cœur creux. Ceci sera d'autant plus vrai que la pression du gaz sera importante au sein de la fibre.

II.4 Guidage optimisé autour de 488 nm du spectre de raies émis par le plasma

Fort de ces résultats, nous nous sommes intéressés à l'optimisation du guidage des raies émises par le plasma.

En effet, le guidage engendré par la fibre présentée dans le paragraphe précédent n'était pas complètement adapté pour favoriser les raies autour de 488 nm. Nous présentons donc ici la

fabrication de différentes fibres Kagomé 19-cell avec une attention particulière portée sur l'influence de la forme du cœur d'air.

Les images de la section transverse des trois fibres étudiées (A, B et C) prises au microscope sont montrées sur la figure VI.27.

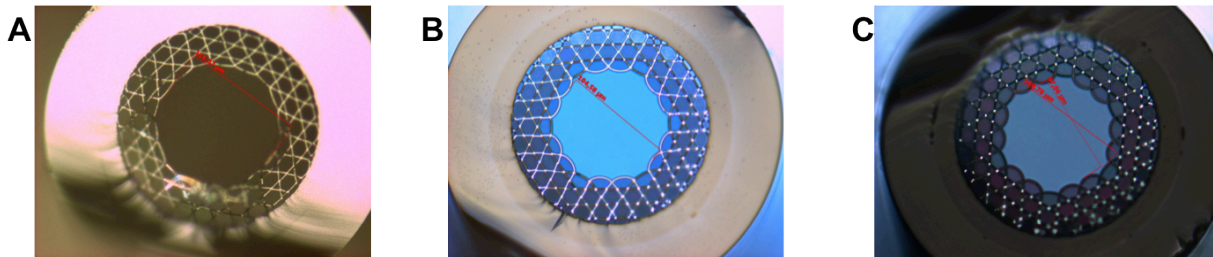


Figure VI.27 : Images de la section transverse de trois fibres Kagomé 19-cell à large cœur utilisées comme guide de décharge de microplasmas microondes avec un paramètre b de plus en plus important.

Les trois fibres ont un diamètre externe de $330 \mu\text{m}$. La fibre A présente un diamètre de cœur de $115 \mu\text{m}$, la fibre B de $107 \mu\text{m}$ et la fibre C de $100 \mu\text{m}$. On peut voir que la forme du cœur est un peu différente entre ces fibres. Particulièrement, la diminution du diamètre de cœur est associée à des contours de silice formant le cœur qui exhibent des courbures d'arche b variant. b est de 0 pour la fibre A avec donc une forme de cœur quasi-circulaire, de 0,45 pour la fibre B et de 0,5 pour la fibre C.

L'épaisseur des ponts de silice varie entre ces fibres de manière très minime mais suffisamment pour engendrer un décalage sur le domaine spectral de leurs bandes de transmission. Les spectres de transmission sur des tronçons de 2 m sont présentés sur la figure VI.28. A noter que les bandes de transmission sont nombreuses du fait de l'épaisseur des ponts de silice de leur microstructure avoisinant $1,2 \mu\text{m}$.

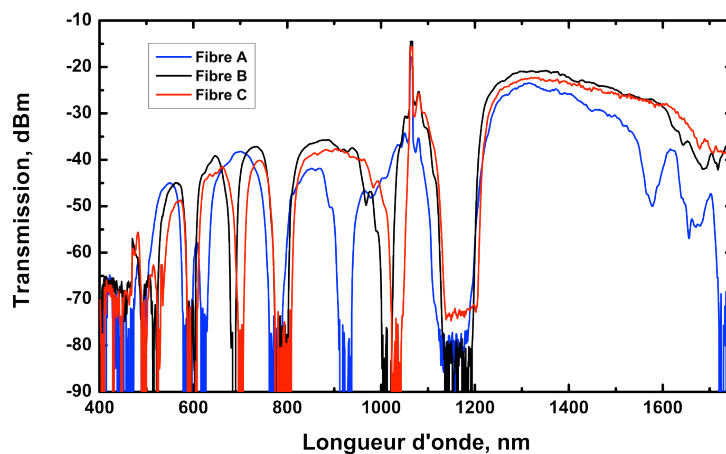


Figure VI.28 : Spectres de transmission sur 2 m des fibres Kagomé 19-cell A, B et C.

Des décharges microondes ont alors été réalisées en utilisant le même banc expérimental optimisé. Les spectres de raies guidés par les différentes fibres ont été relevés, sur la figure VI.29, après propagation le long de 30 cm. Il apparaît nettement une différence entre ces trois spectres. Principalement, on peut voir un décalage sur les raies présentes sur le bas du spectre (comprises entre 400 et 550 nm) et qui sont les plus fortement guidées (*i.e.* dont l'intensité mesurée est la plus importante). Le spectre A montre de fortes raies autour de 480 nm. La fibre B quant à elle permet d'obtenir un guidage important de raies autour de 430 nm.

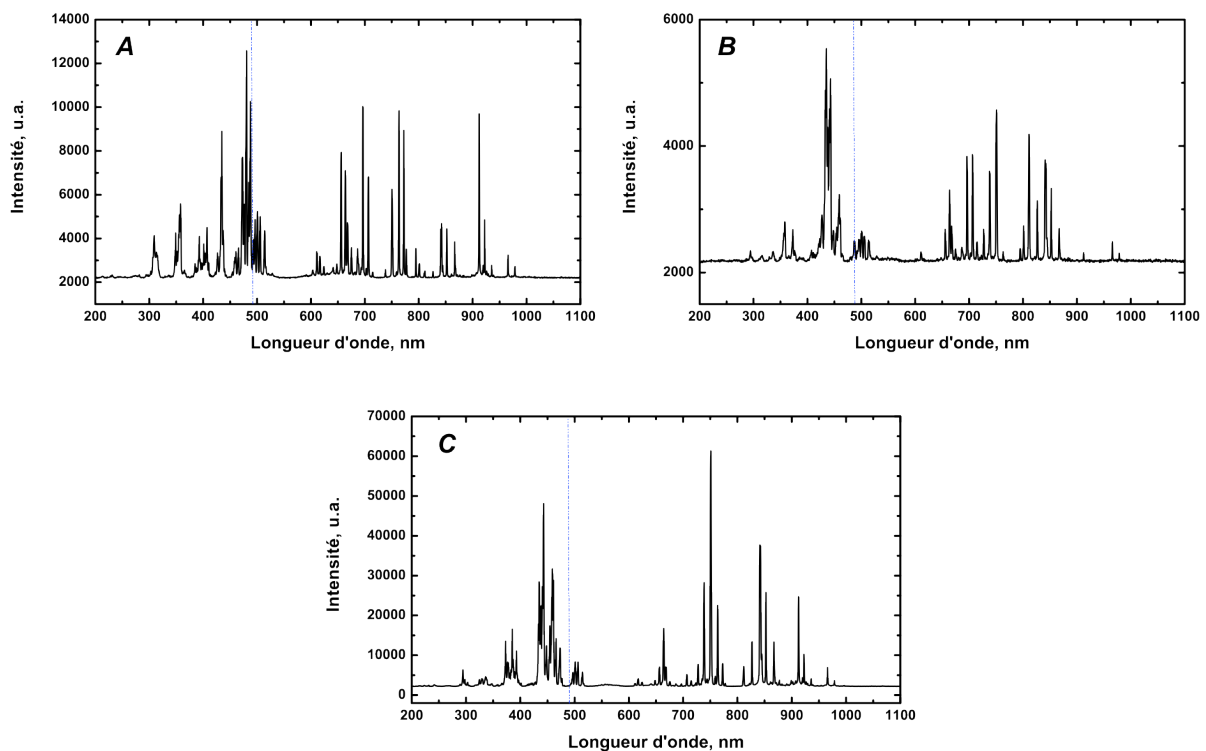


Figure VI.29 : Spectres de raies (pour les trois fibres A, B et C) émis par le plasma, relevés en sortie de 30 cm de fibre.

Après l'amorçage et le maintien de ces microplasmas, aucun endommagement n'a été observé sur la microstructure. Aussi, ces derniers résultats permettent de montrer que la forme hypocycloïdale du cœur n'empêche pas de générer un microplasma microonde à onde de surface et qu'elle ne provoque pas de destruction particulière sur la fibre.

Aucune de ces fibres n'est cependant optimale pour un guidage exacerbé de la raie à la longueur d'onde précise de 488 nm. Une nouvelle étape de fabrication a été menée dans ce sens et présentée dans le chapitre IV. La figure VI.30 présente la superposition du spectre de

transmission de la fibre Kagomé sélectionnée sur 2 m avec le spectre de raies guidé le long de 30 cm de fibre. On distingue clairement un très bon guidage de la raie 488 nm et des raies voisines alors que les raies comprises entre 700 et 800 nm sont bien atténuées dans cette configuration. Cette dernière observation est un atout essentiel, la fibre jouant ici un rôle de filtrage spectral, avec une discrimination du guidage des raies. Ces derniers résultats montrent le maintien stabilisé d'un microplasma microonde dans une fibre optique à cœur creux sans dommage sur sa microstructure, constituant une étape clé vers le développement futur d'une source laser à gaz fibrée.

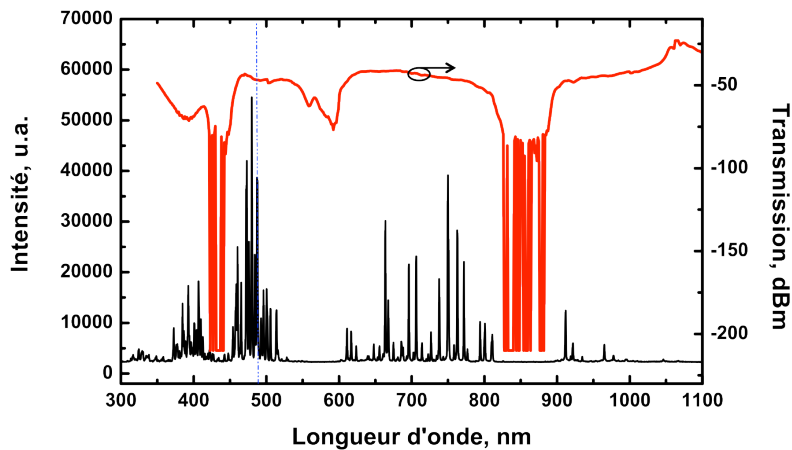


Figure VI.30 : Spectre de raie mesuré en sortie de 30 cm de la fibre Kagomé 19-cell optimisée pour un guidage efficace autour de 488 nm. Superposition du spectre de transmission de la fibre sur 2 m (courbe rouge).

III. Conclusion

L'observation, faite au chapitre précédent, d'une cavité microonde non optimisée pour les dimensions transverses des fibres Kagomé comme guide de décharge additionnée à celle du bénéfice des faibles pressions du gaz, nous ont poussé à mettre en place un nouveau banc expérimental afin de réaliser l'amorçage de microplasmas dans les fibres à cristal photonique à cœur creux. En parallèle, un travail de simulations électromagnétiques et de conception d'un nouveau résonateur microonde optimisé pour les dimensions des fibres optiques microstructurées à cœur creux a été mené. Grâce à ces deux avancées essentielles, nous avons amorcé et maintenu, pour la première fois, un microplasma microonde à onde de surface dans le cœur creux d'une fibre à maille Kagomé, sans aucun endommagement de la fine microstructure air/silice. Basée sur le travail préliminaire de fabrication des fibres Kagomé du chapitre IV, une fibre a été réalisée pour guider l'émission du plasma argon. En particulier, l'optimisation du positionnement des bandes de transmission nous a permis de favoriser le guidage de raies utilisées dans les lasers Ar, et plus particulièrement, celle à 488 nm. Un autre résultat marquant, non attendu, concerne les caractéristiques intrinsèques du plasma qui ont engendrées une excitation sélective des modes guidés de la fibre, résultant en l'apparition d'un guidage quasi unimodal malgré les larges cœurs utilisés.

Références bibliographiques

- [1] W. McColl, C. Brooks, and M. L. Brake, “Electron density and collision frequency of microwave-resonant-cavity-produced discharges,” *Journal of Applied Physics*, vol. **74**, no. 6, p. 3724, 1993.
- [2] C. O. Laux, T. G. Spence, C. H. Kruger, and R. N. Zare, “Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **12**, no. 2, pp. 125–138, 2003.
- [3] “Programme de simulation spectroscopique Lifbase.” [Online]. <http://www.sri.com/engage/products-solutions/lifbase>.
- [4] S. Pellerin, J. M. Cormier, F. Richard, K. Musiol, and J. Chapelle, “A spectroscopic diagnostic method using UV OH band spectrum,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. **29**, no. 3, pp. 726–739, 1996.
- [5] L. Mählmann *et al.*, “Axial temperature profile of plasma columns sustained by surface microwaves,” *Journal de Physique III*, vol. **1**, no. 9, pp. 1557-1561 1991.

Table des figures

Figure VI.1 : Photo d'une chambre "ultra-vide" utilisée sur le nouveau banc expérimental.	186
Figure VI.2 : Schéma du nouveau banc expérimental optimisé.	187
Figure VI.3 : Représentation de la distribution du champ E au sein du surfatron optimisé. En insert : zoom sur la zone de couplage du surfatron.	188
Figure VI.4 : Paramètre S_{11} simulé du surfatron optimisé en présence d'une fibre optique avec l'image de la structure simulée représentant la distribution de champ en insert.	189
Figure VI.5 : Simulation de l'évolution du coefficient de couplage de l'énergie au sein du surfatron pour différentes positions du fond de cavité.	190
Figure VI.6 : Photo du nouveau surfatron optimisé.	190
Figure VI.7 : Paramètre S_{11} du surfatron optimisé à vide.	191
Figure VI.8 : Photo du microplasma généré dans un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur avec le surfatron optimisé.	192
Figure VI.9 : Spectre de raies émis par le microplasma d'argon dans le capillaire de 200 μm (récolté sur le côté du plasma).	193
Figure VI.10 : Représentation schématique en 3D du système surfatron, fibre Kagomé remplie d'argon et du gaz ionisé.	194
Figure VI.11 : Image de la partie visible de la colonne de microplasma maintenue dans une fibre à maille Kagomé.	195
Figure VI.12 : (a) Image de la section transversale (prise au MEB) de la fibre Kagomé dans laquelle est amorcé le plasma. (b) Spectre de transmission mesuré de la fibre.	196
Figure VI.13 : Superposition du coefficient de réflexion du surfatron avec le spectre de puissance du générateur.	197
Figure VI.14 : Distribution du champ électrique simulé du système surfatron + onde de surface.	197
Figure VI.15 : Représentation schématique de la structure simplifiée de la fibre Kagomé prise en compte pour les simulations électromagnétiques sous CST.	198
Figure VI.16 : Zoom (au niveau du gap et des premiers cm de fibre) sur la distribution du champ électrique de l'onde de surface : amplitude du champ (a), composante transverse (b) et composante longitudinale (c).	199
Figure VI.17 : Profils transverses de l'amplitude du champ à deux positions à partir du gap : $z = 3,15 \text{ mm}$ (1) et $z = 7,32 \text{ mm}$ (2).	199
Figure VI.18 : Spectre de raies guidé le long de 40 cm de fibre Kagomé.	200
Figure VI.19 : Principales raies observées sur le spectre de raies guidé le long de 40 cm de fibre Kagomé.	200
Figure VI.20 : Spectre de transmission et image MEB de la fibre utilisée pour la caractérisation modale du guidage engendré par l'émission du plasma.	201
Figure VI.21 : Comparaison des images observées en champ proche entre une excitation optique par une source supercontinuum et une excitation par le plasma.	202
Figure VI.22 : Représentation schématique du relevé de spectre de raies du groupement OH pour l'estimation de la température du gaz.	203
Figure VI.23 : Spectre d'émission du groupement OH (entre 306 et 306 nm) mesuré sur le côté de la colonne plasma.	204
Figure VI.24 : Estimation de la température du gaz par diagnostic spectroscopique le long de la colonne de plasma dans la fibre Kagomé.	204
Figure VI.25 : Evolution de la température mesurée sur la paroi externe de la fibre Kagomé le long de la colonne plasma.	205
Figure VI.26 : Comparaison des spectres de raies guidés, de la colonne microplasma, et de l'intégrité de la fibre Kagomé après amorçage du plasma dans le cas du surfatron de première génération (a) et du surfatron optimisé (b).	206

- Figure VI.27** : Images de la section transverse de trois fibres Kagomé 19-cell à large cœur utilisées comme guide de décharge de microplasmas microondes avec un paramètre b de plus en plus important. 208
- Figure VI.28** : Spectres de transmission sur 2 m des fibres Kagomé 19-cell A, B et C. 208
- Figure VI.29** : Spectres de raies (pour les trois fibres A, B et C) émis par le plasma, relevés en sortie de 30 cm de fibre. 209
- Figure VI.30** : Spectre de raie mesuré en sortie de 30 cm de la fibre Kagomé 19-cell optimisée pour un guidage efficace autour de 488 nm. Superposition du spectre de transmission de la fibre sur 2 m (courbe rouge). 210

Chapitre VII

Confinement d'un microplasma microonde dans le cœur d'une fibre à cœur creux à maille de Kagomé

La dynamique d'un plasma (d'une température de ~ 1300 K), confiné à l'échelle micrométrique dans le cœur d'une fibre optique creuse, est montrée dans ce chapitre. Les caractéristiques longitudinales de l'onde de surface et les répartitions radiales des constituants du plasma sont présentées mettant en exergue le rôle d'une gaine de charge d'espace dans, à la fois,

- i) le confinement de ce plasma et de son maintien sans endommager la microstructure de la fibre,*
- ii) le fort taux d'ionisation à des températures relativement basses.*

I. Introduction

Le précédent chapitre est venu présenter des résultats expérimentaux sur l'amorçage de microplasmas d'argon dans des fibres Kagomé. Les températures de gaz mesurées se sont révélées relativement élevées (proche de la température de transformation de la silice) mais sans pour autant, pour des conditions optimales d'amorçage, engendrer de destruction de la microstructure de silice de la fibre. Des études, principalement basées sur de la spectroscopie d'émission, permettent de penser qu'un fort taux et degré d'ionisation couplés à des densités de puissance importantes sont présents dans ces colonnes de microplasmas. La température du gaz semble elle cependant être très modérée.

Cette situation contre-intuitive de fortes densités de puissance associées à une température de gaz restant à un niveau convenable n'engendrant pas de dommage sur la fibre sera explicitée au cours de ce dernier chapitre. Nous avons eu pour cela recours à deux modèles électromagnétiques de simulation. Grâce au complément de cette modélisation, la physique et la dynamique des plasmas à onde de surface dans différentes structures de guide seront abordées. Nous verrons tout d'abord comment grâce à un code de simulation propagatif, développé au LPGP, nous pouvons obtenir les principales caractéristiques qui définissent le plasma et surtout les constantes de propagation et d'atténuation qui régissent l'onde de surface. Les profils longitudinaux pourront être étudiés et nous montrerons comment l'on peut remonter à la densité électronique au niveau de la zone de couplage du surfatron, celle qui a été utilisée dans le précédent chapitre. Enfin, afin de compléter cette étude théorique, nous avons utilisé un deuxième code complémentaire. Ce code dit "radial" permettra de simuler les distributions radiales des grandeurs essentielles mises en jeu dans la dynamique de tels microplasmas confinés dans les fibres à cristal photonique à cœur creux.

Nous verrons comment un impressionnant confinement du plasma sur de si petites dimensions transverses explique le maintien d'un plasma exhibant une température de 1300 K en conservant l'intégrité de la fibre optique microstructurée.

II. Approche des forces et distributions caractéristiques radiales au sein d'un plasma microonde à onde de surface dans une fibre à cœur creux

Nous allons voir, dans la suite de ce chapitre, une succession de simulations sur la dynamique du plasma appliquée à nos différents cas expérimentaux. Voyons ici, tout d'abord, une approche simplifiée pour comprendre les différentes forces qui s'appliquent au sein du microplasma et la distribution radiale des différentes particules qui le constituent.

La distribution du champ de l'onde de surface implique un certain profil longitudinal de permittivité relative du plasma. Il en est de même radialement où elle va dicter la grandeur de la permittivité (négative) du plasma et le profil transverse des différents constituants du plasma : les particules neutres d'argon, les électrons et les ions. Une représentation schématique des différentes forces mises en jeu à l'intérieur de la colonne du microplasma sur une fine tranche permet de mieux visualiser la dynamique du plasma (figure VII.1).

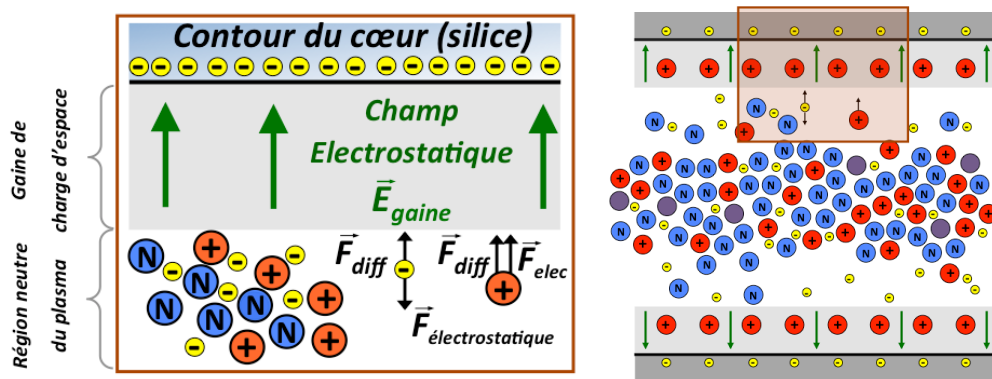


Figure VII.1 : Représentation schématique de l'intérieur du cœur de la fibre Kagomé rempli d'un plasma microonde décrivant le profil transverse des constituants du plasma et les forces mises en jeu dans la création de la gaine de charge d'espace.

On constate que la région effective du plasma, c'est-à-dire la partie neutre du plasma, est confinée dans la partie centrale de la colonne. Cette zone centrale est entourée d'une couche dont l'épaisseur est plus ou moins importante et qui est chargée positivement, c'est-à-dire qui présente un excès de particules d'ions (par rapport aux électrons). Cette couche positive porte le nom de "gaine/zone de charge d'espace". On retrouve ce phénomène largement étudié dans les colonnes plasmas DC [1, 2] mais nous verrons par la suite comment cette gaine joue ici un rôle primordial et est influencée par différents paramètres dans le cas du confinement de

plasmas au sein de la technologie des fibres à cristal photonique. Cette gaine est la conséquence d'une séparation de charge entre les électrons et les ions. En tout premier lieu, la paroi interne du tube de décharge est chargée négativement par quelques électrons libres (diffusion beaucoup plus facile comparée à celle des ions). Ce léger déséquilibre de charges implique que les électrons et les ions sont séparés près de la paroi du cœur. Ceci est responsable du développement d'un important champ électrostatique, noté \vec{E}_{gaine} , sur la figure VII.1. C'est alors ce phénomène qui définit l'établissement entretenu de la gaine électrostatique.

Différents flux radiaux de particules sont donc présents dans ce type de décharges. Le flux transversal net final des ions et des électrons est majoritairement le résultat de deux phénomènes :

- un flux de diffusion Γ_d qui est proportionnel au gradient de densité de la particule dn/dr , et à son coefficient de diffusion D . Ce flux a pour effet d'accélérer à la fois les ions et les électrons vers la paroi interne de la fibre, ou de manière plus générale, du tube de décharge.

$$\vec{\Gamma}_d = D \frac{dn}{dr} \vec{u} \quad (\text{VII.1})$$

- un flux de conduction (ou de dérive) qui est proportionnel au champ électrostatique de charge d'espace et dont la valeur est supérieure ou égale au flux de diffusion. Ce flux est dirigé vers la paroi interne pour les ions. En revanche, il est dirigé vers le centre de la colonne pour les électrons. Cet effet induit une diminution du mouvement des électrons vers la paroi.

La gaine électrostatique est délimitée et débute à partir du moment où les ions sont fortement accélérés vers la paroi et atteignent la vitesse de Bohm [3]. Cette zone de charge nette positive joue un rôle de barrière électrique entre le milieu plasma et la paroi diélectrique et va avoir tendance à ramener les électrons vers le centre de la décharge et donc à fortement les confiner. Les ions qui atteignent la paroi sont majoritairement perdus par recombinaison avec les électrons de la paroi.

Il va de soi que pour des soucis de clarté et de représentation schématisée, le nombre de particules neutres ou chargées représentées sur la figure VII.1 ne reflète pas les proportions de densités au sein de ces plasmas. Pour donner une idée des rapports de densités entre les

différentes particules, voici quelques données pour des décharges classiques. Pour 10^6 particules neutres N non excitées présentes dans un volume élémentaire dV de plasma, on retrouve :

- 100 à 1000 ions non excités N^+
- 100 à 1000 électrons e^-
- 1 à 10 particules neutres excitées N^*
- 0,001 ion excité N^{+*}

Ce sont bien ces deux dernières entités qui sont émettrices de lumière au sein de la décharge.

III. Caractéristiques et paramètres physiques d'une colonne plasma microonde

Nous avons vu qu'expérimentalement amorcer un microplasma microonde dans des fibres optiques à cœur creux dont le diamètre de cœur est très faible (autour de 100 μm) ne s'obtenait pas de manière triviale. Ceci est dû à la difficulté de gérer le transfert de puissance pendant la génération du plasma et la propagation de l'onde de surface qui est nécessaire à la génération et au maintien d'une "longue" colonne de microplasma stable.

L'équilibre des différents transferts de puissance nécessaire à la mise en place du plasma se résume sous la forme d'un couplage entre trois critères :

- La puissance microonde portée par l'onde de surface doit être suffisamment forte pour maintenir le plasma. Par conséquent, la densité électronique du plasma doit être supérieure à la densité électronique critique n_c . Nous avons vu qu'en dessous de cette valeur, le plasma s'éteint.
- La variation du coefficient d'atténuation de l'onde le long de la colonne ne doit pas être trop abrupte mais au contraire assez lente pour que l'équilibre entre la puissance gagnée par le plasma venant de l'onde de surface et la puissance perdue par collisions des particules soit stable.
- La propagation de l'onde de surface doit se faire de manière adiabatique afin de minimiser les pertes par radiation.

De manière résumée, cet équilibre important pour la formation et le maintien d'une colonne plasma microonde peut être exprimé sous la forme d'une équation simplifiée donnant le gradient longitudinal (le long de l'axe z) de la densité électronique n_e :

$$\frac{dn_e}{dz} = - \frac{2\alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \left(\frac{d\alpha}{dn_e} \right) + \frac{n_e}{\Theta} \left(\frac{d\Theta}{dn_e} \right)} \quad (\text{VII.2})$$

Les grandeurs α et Θ sont respectivement la constante d'atténuation de l'onde de surface et la puissance microonde minimale nécessaire au maintien d'un électron. Elles vont être définies plus en détails dans les paragraphes qui suivent.

III.1 Equation de dispersion

Nous allons montrer ici les étapes majeures permettant de trouver l'équation de dispersion de l'onde de surface. Le champ électromagnétique de l'onde de surface peut être décomposé en composantes longitudinales et transversales dans un système à coordonnées cylindriques $(\vec{u}_r, \vec{u}_\varphi, \vec{u}_z)$:

$$\vec{E} = (\vec{E}_t + E_z \vec{u}_z) e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \quad (\text{VII.3})$$

$$\vec{H} = (\vec{H}_t + H_z \vec{u}_z) e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \quad (\text{VII.4})$$

Ici, γ désigne la constante de propagation complexe de l'onde de surface avec :

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{VII.5})$$

où α est la constante d'atténuation et β le nombre d'onde $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ avec λ la longueur d'onde.

Les équations du champ électromagnétique peuvent s'écrire grâce aux équations de Maxwell sous la forme :

$$\nabla_T^2 E_z + k^2 E_z = 0 \quad (\text{VII.6})$$

$$\nabla_T^2 H_z + k^2 H_z = 0 \quad (\text{VII.7})$$

$$\vec{E}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \nabla_T E_z + j\omega \frac{\mu_0}{k^2} \vec{u}_z \wedge \nabla_T H_z \quad (\text{VII.8})$$

$$\vec{H}_T = -\frac{\gamma}{k^2} \nabla_T H_z - j\omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{k^2} \vec{u}_z \wedge \nabla_T E_z \quad (\text{VII.9})$$

$$\text{avec } k^2 = k_0^2 \epsilon_r + \gamma^2 \text{ où } k_0 = \frac{\omega}{c} \quad (\text{VII.10})$$

Nous prenons en compte ici l'hypothèse que le plasma est supposé homogène, c'est-à-dire que

la permittivité relative du plasma est une constante $\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial z} = \frac{\partial \epsilon_r}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon_r}{\partial \varphi} = 0 \right)$. La pulsation plasma

ω_p et la densité électronique sont donc aussi supposées homogènes. Il en est de même pour chaque milieu diélectrique constituant le système considéré.

Les composantes E_z et H_z dépendant de r et φ nous permettent d'écrire, avec F_E et F_H étant des fonctions :

$$E_z = F_E(r) e^{jm\varphi} \quad (\text{VII.11})$$

$$H_z = F_H(r) e^{jm\varphi} \quad (\text{VII.12})$$

Grâce aux deux premières équations du système précédent, on aboutit à :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dF_E}{dr} \right) + \left(k^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F_E = 0 \quad (\text{VII.13})$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dF_H}{dr} \right) + \left(k^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F_H = 0 \quad (\text{VII.14})$$

La solution de ces deux équations différentielles est une combinaison de fonctions de Bessel de première et deuxième espèce, $J_m(kr)$ et $H_m(kr)$, d'ordre m . On a donc :

$$F_E = A J_m(kr) + B H_m(kr) \quad (\text{VII.15})$$

$$F_H = A' J_m(kr) + B' H_m(kr) \quad (\text{VII.16})$$

Les autres équations du système nous permettent d'exprimer les composantes E_r , E_φ , H_r , H_φ comme suit :

$$E_r = -\frac{\gamma}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{m\omega\mu_0}{k^2} \frac{H_z}{r} \quad (\text{VII.17})$$

$$E_\varphi = -jm \frac{\gamma}{k^2} \frac{E_z}{r} + j\omega \frac{\mu_0}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (\text{VII.18})$$

$$H_r = -m\omega \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{k^2} \frac{E_z}{r} - \frac{\gamma}{k^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \quad (\text{VII.19})$$

$$H_\varphi = -j\omega \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{k^2} \frac{\partial E_z}{\partial r} - jm \frac{\gamma}{k^2} \frac{H_z}{r} \quad (\text{VII.20})$$

Si on considère une onde transverse magnétique TM, on obtient la première expression de la partie droite de ces équations ($H_z=0$). Au contraire, si l'on considère une onde transverse électrique TE, c'est-à-dire $E_z=0$, on obtient la seconde expression de la partie droite de ces équations.

A partir d'ici nous pouvons considérer n'importe quelle structure de décharge cylindrique. En premier lieu, nous avons au centre le milieu plasma défini par son rayon dont la valeur est la même que le rayon interne de la première couche de diélectrique considérée. On peut ensuite prendre en compte plusieurs couches de diélectrique. Dans le cas d'un capillaire de décharge nous avons, en plus du milieu plasma, une seule couche de diélectrique qui est la silice. Cette couche est entourée d'air ambiant. Cet air ambiant est délimité par un cylindre métallique. Nous considérerons principalement dans cette première partie une telle structure capillaire à 3 milieux représentée, sur la figure VII.2, afin de simplifier le problème.

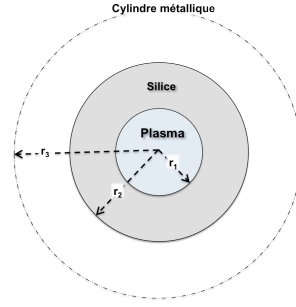


Figure VII.2 : Représentation schématique d'une structure cylindrique (capillaire de silice).

On obtient pour chacun des 3 milieux :

- Milieu 1 (*Plasma*), pour $0 \leq r \leq r_1$:

$$E_z = A J_m(k_p r) \quad (\text{VII.21})$$

$$H_z = A' J_m(k_p r) \quad (\text{VII.22})$$

- Milieu 2 (*Silice*), pour $r_1 \leq r \leq r_2$:

$$E_z = B J_m(k_2 r) + C H_m(k_2 r) \quad (\text{VII.23})$$

$$H_z = B' J_m(k_2 r) + C' H_m(k_2 r) \quad (\text{VII.24})$$

Pour le dernier milieu délimité par le cylindre métallique, on considère un conducteur parfait.

Par conséquent, la composante tangentielle de E est nulle à la surface du cylindre : $E_z(r_{cyl})=0$

et $E_r(r_{cyl})=0$ impliquant $E_z(r_{cyl})=0$ et $\left. \frac{\partial H_z}{\partial r} \right|_{r_{cyl}} = 0$

- Milieu 3 (*Air*), pour $r_2 \leq r \leq r_3$:

$$E_z = F \left[H_{m_{nd}} J_m(k_3 r) - J_{m_{nd}} H_m(k_3 r) \right] \quad (\text{VII.25})$$

$$H_z = F' \left[H'_{m_{nd}} J_m(k_3 r) - J'_{m_{nd}} H_m(k_3 r) \right] \quad (\text{VII.26})$$

Où :

$$k_p^2 = k_0^2 \epsilon_p + \gamma^2 \quad (\text{VII.27})$$

$$k_2^2 = k_0^2 \epsilon_{silice} + \gamma^2 \quad (\text{VII.28})$$

$$k_3^2 = k_0^2 \epsilon_{air} + \gamma^2 \quad (\text{VII.29})$$

et A, A', B, B', C, C', F et F' sont des constantes.

La continuité des composantes tangentielles des champs (E_z, H_z, E_r, H_r) aux différentes interfaces permet d'obtenir un système de 8 équations avec pour inconnues les 8 constantes A, A', B, B', C, C', F et F' . Ceci est obtenu pour une structure à trois milieux diélectriques concentriques. Dans le cas où la structure présente plusieurs milieux (n milieux), on obtient un système de $4(n-1)$ équations avec autant d'inconnues. Nous verrons par la suite que durant ces travaux de simulations, nous avons étendu l'étude à un système comprenant 4 milieux diélectriques.

Ce système n'a de solution (non-nulle) uniquement si son déterminant est nul. L'annulation de ce déterminant permet de fournir l'équation de dispersion.

Ce déterminant et l'équation de dispersion seront fonction de différents paramètres pour une symétrie de mode donnée, qui sont :

- les différents rayons r_i qui délimitent la structure du guide
- les permittivités de chaque milieu ε_i
- la pulsation de l'onde ω
- la constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$

On peut donc voir ici que la caractéristique principale du plasma ayant une influence sur la propagation de l'onde est sa permittivité ε_p . Par conséquent, la densité électronique et la fréquence de collisions électrons-neutres ν vont être les paramètres clés étant reliés à ε_p par :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu)} \quad (\text{VII.30})$$

$$\text{et } \omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (\text{VII.31})$$

Nous avons utilisé un code numérique, développé par Caroline Boisse-Laporte du LPGP, afin de suivre la démarche qui vient d'être présentée et de résoudre numériquement les équations de Maxwell [4]. Nous avons ainsi pu déterminer les différentes courbes de dispersion (ou de phase) ainsi que les profils de champ.

Pour cela, on s'est d'abord fixé une fréquence de collisions ν réaliste. En fixant la pulsation du plasma ω_p , on obtient α et β en fonction de ω . Les tracés résultants sont des courbes de dispersion (l'évolution de ces courbes en fonction de la densité électronique a été représentée de manière schématique dans le premier chapitre). Si ω est fixé, on peut obtenir α et β en fonction de ω_p , avec des courbes dites "de phase".

Suivant que le plasma est fortement ou faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$) la résolution numérique est plus ou moins complexe. Différents modes sont solution de l'équation de dispersion. Nous nous intéressons uniquement ici au cas où $m=0$, c'est-à-dire au cas de modes à symétrie azimutale pour lesquels on a des modes purement TE ou TM. Le premier de ces

modes est le mode dit "plasma", ou autrement dit l'onde de surface qui, pour rappel, est l'objet de notre étude.

III.2 Bilan de puissance

III.2.a Puissance de l'onde de surface

La puissance absorbée sur toute la longueur L de la colonne du plasma, nécessaire à son maintien, peut être définie par :

$$P_{abs} = L (2\alpha P_{inc}) \quad (\text{VII.32})$$

où P_{inc} désigne la puissance incidente de l'onde de surface sur la totalité du plasma.

C'est donc aussi la puissance cédée par l'onde de surface. Elle dépend directement du coefficient d'atténuation α de l'onde.

Au cours de sa propagation, l'onde de surface perd de son énergie et on peut écrire la puissance incidente de l'onde le long de la colonne (suivant z) comme :

$$P_{inc}(z) = P_{inc_0} \exp\left[-2 \int_0^z \alpha(z) dz\right] \quad (\text{VII.33})$$

où P_{inc_0} est la puissance incidente au niveau du gap du surfatron.

La puissance absorbée dans une certaine tranche de plasma de longueur Δz est :

$$P_{abs}(z, \Delta z) = P_{inc}(z) \left[1 - \exp(-2 \int_z^{z+\Delta z} \alpha(z) dz)\right] \quad (\text{VII.34})$$

III.2.b Puissance utile au maintien d'un électron dans la décharge

Nous introduisons ici l'hypothèse que la puissance absorbée dans une tranche de plasma d'épaisseur Δz est proportionnelle au nombre d'électrons présents dans cette tranche :

$$P_{abs}(z, \Delta z) = \Theta Ne(z, \Delta z) \quad (\text{VII.35})$$

$$\text{où } Ne(z, \Delta z) = \int_z^{z+\Delta z} \overline{n_e(z)} \pi r_p^2 dz \quad (\text{VII.36})$$

Nous avons introduit un facteur très important Θ qui désigne la puissance moyenne absorbée par le plasma pour maintenir une paire électron-ion. Ce paramètre est supposé constant le long de la colonne, ne dépendant pas de la densité électronique. Il permet d'évaluer la puissance utile pour maintenir la décharge. Elle est naturellement reliée à un champ effectif de maintien E_{eff} par l'expression :

$$\Theta = \frac{e^2 E_{eff}^2}{m_e \nu} \quad (\text{VII.37})$$

Le bilan de puissance par unité de longueur de la colonne plasma est représenté par l'équation :

$$2\alpha P_{inc} = \Theta n_e S \quad (\text{VII.38})$$

où S est la section du plasma.

Avec :

$$P_{onde}(n_e) = 2\alpha P_{inc} \quad (\text{VII.39})$$

qui représente la puissance cédée par l'onde de surface aux électrons du milieu plasma

$$\text{et } P_{plasma}(n_e) = \Theta n_e S \quad (\text{VII.40})$$

qui représente la puissance perdue par les électrons par collisions.

III.3 Fréquence de collisions électrons-neutres

Dans cette étude théorique, le cas pris en compte est simplifié en considérant la fréquence de collisions électrons-neutres ν négligeable par rapport à la fréquence de pulsation de l'onde ω ($\nu \ll \omega$). Des études comparatives ont pu permettre d'évaluer l'influence de ces collisions sur les courbes de dispersion et de phase pour les différents modes. Nous donnons juste ici les limites et la validité de cette considération.

Pour une fréquence d'excitation de 2,45 GHz, les collisions, même présentant une faible fréquence, ont une influence sur les courbes de phase pour les modes dipolaires (avec $m=1$).

Pour les modes à symétrie azimutale (avec $m=0$), et donc par conséquent pour le mode plasma TM_{00} , les constantes de propagation β , pour une fréquence de collisions nulle et pour de faibles fréquences de collisions, sont quasiment identiques. La constante d'atténuation α est quasi proportionnelle à ν . L'influence de plus grandes valeurs de fréquence a été étudiée. A

partir d'une certaine valeur du rapport $\frac{\nu}{\omega}$, l'influence est notable et se caractérise par

l'apparition d'un maximum sur les courbes de β en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$. Ce maximum apparaît à

des valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$ d'autant plus petites que $\frac{\nu}{\omega}$ est grand.

Nous pouvons considérer l'hypothèse du plasma faiblement collisionnel jusqu'à une valeur de fréquence de collisions égale à $\nu = 2\omega$. C'est donc ici aussi cette valeur qui va fixer les limites d'utilisation du code de résolution numérique que nous avons utilisé.

IV. Simulation des différentes caractéristiques longitudinales du plasma confiné à l'échelle micrométrique dans un capillaire

IV.1 Utilisation du code de résolution numérique du LPGP

Nous avons pris en charge l'utilisation du code développé par le LPGP. Son utilisation s'appuie sur plusieurs sous-programmes. Le déroulement de ce code général nous permet d'obtenir pour une structure de guide donnée, et pour une fréquence donnée, dans l'ordre :

- les constantes d'atténuation et de propagation α et β en fonction de n_e ,
- n_e en fonction de la distance de propagation de l'onde z et donc par conséquent,
- la longueur d'onde λ_{OS} en fonction de z

Il nous faut comme point de départ à ces simulations trouver un premier couple (α, β) solution. C'est ensuite une implémentation de la variable de pulsation de plasma ω_p (et donc de ε_p) qui permet d'obtenir l'intégralité des courbes $\alpha, \beta(n_e)$ allant d'une densité électronique élevée (supérieure à la densité électronique maximale atteinte au sein de la colonne plasma) jusqu'à une faible densité pour laquelle les valeurs de α et β deviennent très importantes. A partir d'une certaine valeur basse de n_e (et donc de ω_p), l'augmentation de α et β est telle que la résolution numérique ne peut plus se faire.

IV.2 Structure étudiée : Capillaire fibré

Nous avons d'abord choisi de présenter des résultats de simulations "propagatives" de l'onde de surface pour le cas d'un capillaire fibré qui a fait l'objet d'une étude expérimentale dans le chapitre V (paragraphe II.3.d). Son diamètre interne est de 200 μm et son diamètre externe est de 300 μm . Nous prenons, pour les simulations menées dans le cas d'un plasma confiné dans ce capillaire, les dimensions et propriétés diélectriques schématisées sur la figure VII.3.

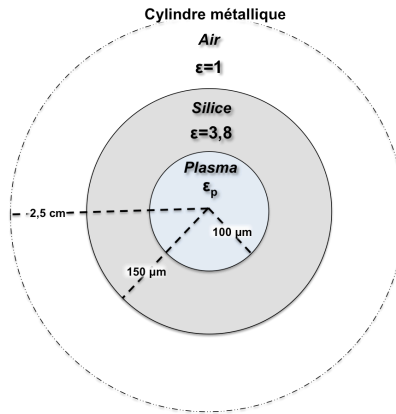


Figure VII.3 : Représentation schématique de la structure simulée de capillaire fibré rempli d'une colonne de plasma.

3 milieux sont pris en compte :

- Le plasma avec sa permittivité ϵ_p ;
- La gaine de silice dont la permittivité est de 3,8 ;
- Et enfin un milieu constitué d'air (délimité par un cylindre métallique) de permittivité égal à 1.

IV.3 Constantes de propagation et d'atténuation en fonction de la densité électronique

IV.3.a Détermination de la fréquence de collision ν

La fréquence d'excitation de l'onde est de 2,45 GHz. Pour ce qui est du choix de la fréquence de collision ν , nous avons utilisé des courbes expérimentales issues de la thèse de Caroline Boisse-Laporte [4] comme abaque. Ces courbes représentent le rapport $\frac{\nu}{p}$ en fonction du

produit $p.r_p$ (figure VII.4) pour de l'argon et des tubes de décharge de 3 mm de diamètre. Pour notre cas, r_p est égal à 100 μm . Nous nous plaçons dans les conditions expérimentales de pression où l'on avait estimé la pression du gaz p autour de 1 mbar.

On a donc $p.r_p=7,5 \times 10^{-3}$ Torr.cm et cela conduit à une fréquence ν d'environ $2,5 \times 10^9$ s^{-1} .

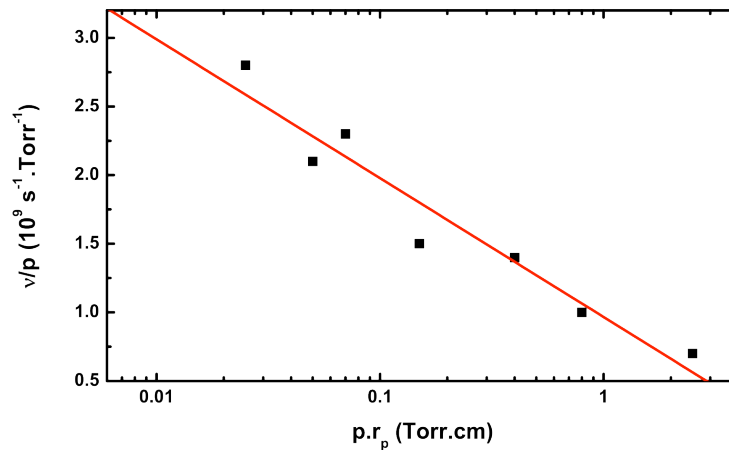


Figure VII.4 : Rapport v/p de la fréquence de collision avec la pression du gaz (argon ici) en fonction du produit $p.r_p$ pour un plasma d'argon contenu dans un guide de décharge de 3 mm de diamètre (issu de [4]).

IV.3.b Courbes $\alpha(n_e)$ et $\beta(n_e)$

Nous avons choisi arbitrairement pour calculer le premier couple (α, β) solution, une valeur de densité électronique égale à $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Les valeurs trouvées sont $\alpha=11,52 \text{ m}^{-1}$ et $\beta=145,67 \text{ m}^{-1}$. Nous avons ensuite obtenu les courbes pour des densités électroniques allant de 1×10^{12} à $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (figure VII.5).

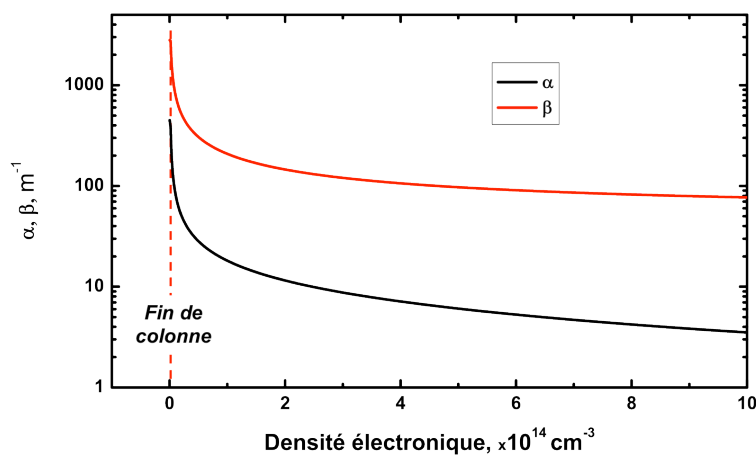


Figure VII.5 : Evolution de la constante de propagation β et de la constante d'atténuation α de l'onde de surface en fonction de la densité électronique pour un plasma au sein d'un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur (pour une fréquence de collisions $\nu=2,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$). La fin de la colonne plasma se produit lorsque la densité électronique devient inférieure à $1,87 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Les valeurs de β sont supérieures aux valeurs α sur une large plage de densités électroniques. On peut remarquer que les courbes augmentent très fortement à partir d'une certaine densité électronique. On peut observer également, dans certains cas, un croisement entre les courbes

$\alpha(n_e)$ et $\beta(n_e)$. C'est à ce croisement, ou lorsque les couples (α, β) tendent vers une asymptote verticale, que l'on considère la fin de la colonne plasma. La constante d'atténuation devient alors très importante par rapport à celle de propagation. La densité électronique n_e en fin de colonne est donc de $1,87 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ dans notre étude.

IV.4 Densité électronique le long de la colonne du plasma

Grâce au modèle numérique, nous pouvons ensuite calculer l'évolution de la densité électronique au cours de la propagation de l'onde. Nous partons de la densité électronique minimale de fin de colonne trouvée précédemment, puis nous remontons vers des densités électroniques croissantes, c'est-à-dire vers la source de l'onde de surface (gap), située à une certaine distance z de la fin de la colonne de plasma. Nous pouvons voir la courbe de densité électronique en fonction de z sur la figure VII.6.

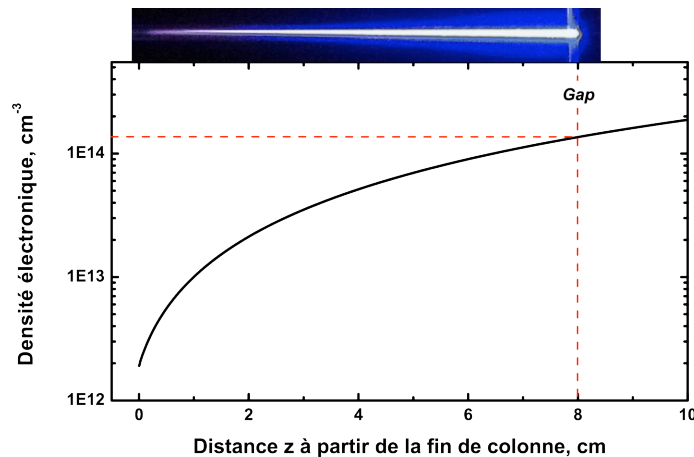


Figure VII.6 : Profil de la densité électronique le long du microplasma, de la fin de colonne ($z=0$) au gap ($z=8 \text{ cm}$) pour une fréquence de collision de $2,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

Expérimentalement, nous avons mesuré une longueur de colonne de 8 cm. Nous cherchons donc, sur ce graphique, la densité électronique correspondante à une distance $z=8 \text{ cm}$. Cette distance correspond donc bien à la distance entre la fin de colonne (n_e faible, chutant rapidement) et le gap. Ainsi, la densité électronique estimée au niveau du gap est égale à $1,3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Nous rappelons ici que cette valeur est estimée pour une fréquence de collision ν de $2,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

IV.5 Influence de la fréquence de collision électrons-neutres ν

Voyons l'influence de la fréquence de collision ν sur les courbes d'évolution des constantes d'atténuation et de propagation. Nous avons mené des simulations pour des fréquences de collision allant de $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ à $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Les différentes courbes d'évolution de la constante d'atténuation de l'onde en fonction de n_e , calculées pour différentes valeurs de ν , sont tracées sur la figure VII.7. Celles relatives à la constante de propagation sont représentées sur la figure VII.8.

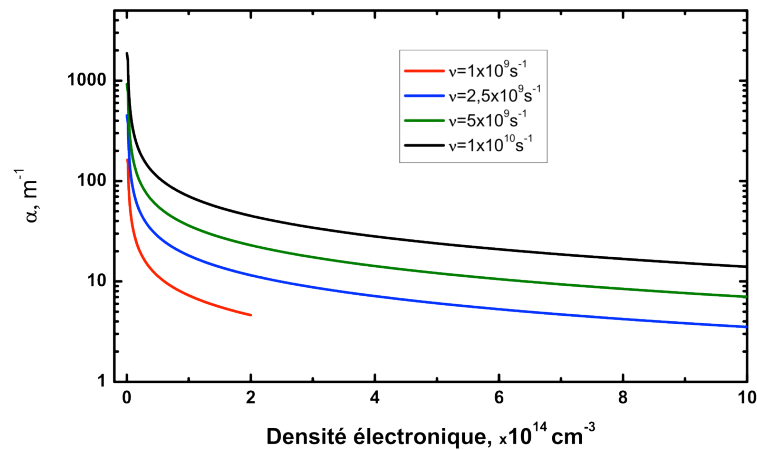


Figure VII.7 : Evolution, pour différentes fréquences de collision électrons-neutres, de la constante d'atténuation α en fonction de la densité électronique.

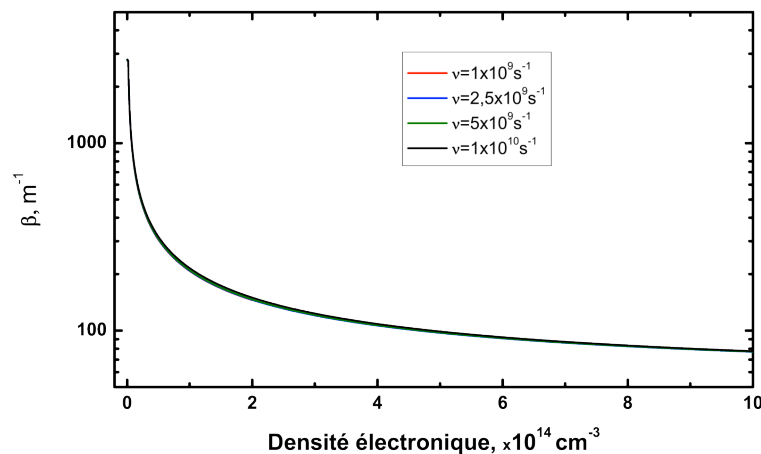


Figure VII.8 : Evolution, pour différentes fréquences de collision électrons-neutres, de la constante de propagation β en fonction de la densité électronique.

On remarque que la fréquence de collisions entre électrons et neutres n'a aucune influence sur les valeurs de constantes de propagation. On constate alors que pour une valeur de densité électronique donnée, la constante d'atténuation α de l'onde augmente avec la fréquence de collision. En outre, comme nous l'avons vu auparavant, α est quasiment proportionnelle à ν . Il est donc évident que l'évolution de la densité électronique le long de la colonne va être influencée par la fréquence de collisions ν . Nous rappelons ici que cette fréquence de collisions est supposée constante le long de la colonne de microplasma. Les différentes courbes de $n_e(z)$ pour chaque fréquence ν sont représentées sur la figure VII.9.

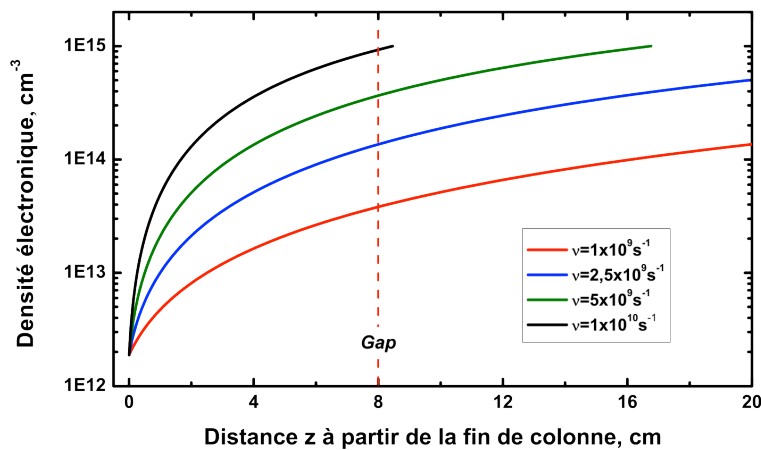


Figure VII.9 : Influence de la fréquence ν sur le profil de la densité électronique le long de la colonne de microplasma au sein d'un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur.

Ces différents tracés permettent de venir encadrer la valeur de la densité électronique estimée au gap du surfatron par des valeurs de densités "extrêmes". Nous avons estimé cette densité à $1,3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour $\nu = 2,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$. Pour une fréquence environ divisée par 2 ($\nu = 1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$), la densité électronique chute à $3,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. En revanche, le doublement de la fréquence de collisions implique l'augmentation de la densité électronique au niveau de la zone de fuite du coupleur à $3,65 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

V. Simulation des caractéristiques longitudinales du microplasma confiné dans une fibre à cristal photonique à maille de Kagomé

Nous allons maintenant présenter les simulations menées pour appuyer la compréhension et caractériser le microplasma microonde d'une longueur de 4 cm que nous avons maintenu dans une fibre à cristal photonique à cœur creux.

V.1 Structure de la fibre simulée

Nous rappelons la photographie de la section transverse de la fibre Kagomé utilisée pour l'étude expérimentale du sixième chapitre (figure VII.10.a). Sur la figure VII.10.b, on peut voir la structure cylindrique simplifiée prise en compte pour les simulations.

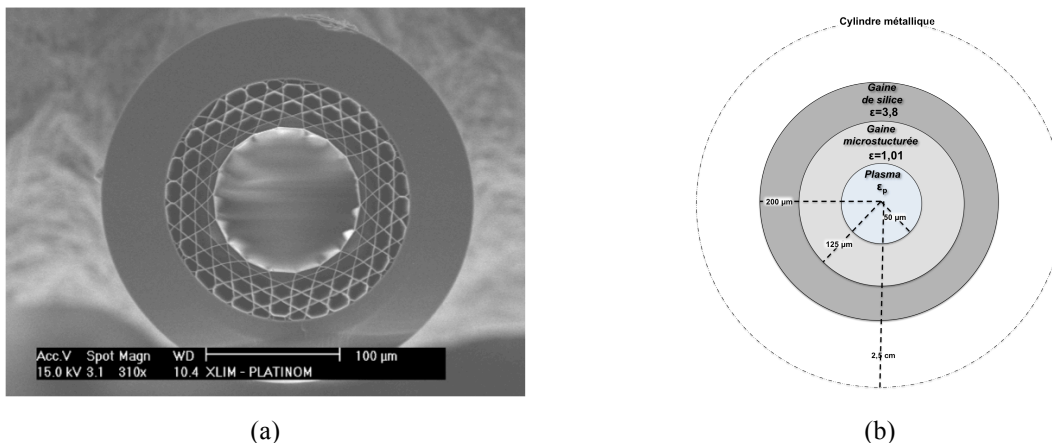


Figure VII.10 : Image MEB (a) et représentation schématisée (b) de la section transverse de la fibre Kagomé utilisée pour simuler les différentes caractéristiques de l'onde de surface à l'aide du code propagatif.

Nous considérons donc maintenant un plus petit diamètre de plasma avec $r_p = 50 \mu\text{m}$. La gaine microstructurée air/silice est considérée comme étant un milieu diélectrique homogène de permittivité moyenne de 1,01. Le rayon extérieur de cette couche de diélectrique est de $125 \mu\text{m}$. Enfin, la gaine extérieure de silice présente un rayon de $200 \mu\text{m}$. Toute cette structure est délimitée par un cylindre métallique situé à un rayon de $2,5 \text{ cm}$.

Lors des expériences menées, les pressions amont et aval dans les chambres ultra-vide ont permis d'estimer une pression de gaz au niveau du gap du surfatron à environ 6 mbar, pour le cas de la fibre Kagomé dont le diamètre de cœur fait $100 \mu\text{m}$. Pour cette estimation, nous avons recours à la formule simplifiée suivante (dynamique des fluides de Poiseuille) qui exprime la pression du gaz le long de la fibre (le long de z) prise en compte [5] :

$$p(z) = \sqrt{p_0^2 + \frac{z}{L}(p_L^2 - p_0^2)} \quad (\text{VII.41})$$

où z désigne la distance le long du tronçon de fibre, L la longueur de fibre, p_L et p_0 les pressions dans les chambres à chaque extrémité de la fibre.

La figure VII.11 présente le profil de la pression du gaz estimé grâce à cette expression pour nos conditions expérimentales de pression de part et d'autre du tronçon de 80 cm de fibre. p_L vaut 9 mbar et p_0 vaut 1.10^{-4} mbar. Le surfatron étant placé au milieu des 80 cm de fibre, la pression équivalente au gap est estimée à 6 mbar.

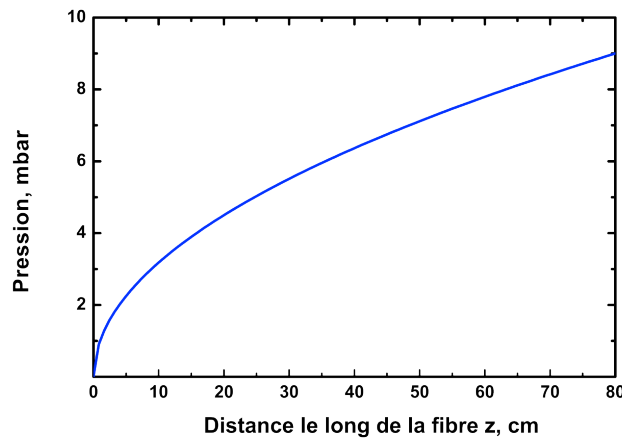


Figure VII.11 : Profil de la pression du gaz le long de la longueur de fibre.

Le produit entre la pression et le rayon du plasma donne une valeur de $2,25 \times 10^{-2}$ Torr.cm. Le rapport $\frac{v}{p}$ déduit sur les courbes de [4] est de $2,3 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$. La fréquence de collisions estimée lors de l'amorçage expérimental de la colonne de microplasma au niveau du gap est donc de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Nous considérons de nouveau que cette fréquence est constante le long du microplasma.

V.2 Constantes de propagation et d'atténuation

De la même manière que pour le cas du capillaire fibré de $200 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur nous présentons les courbes d'atténuation et de propagation en fonction de la densité électronique (figure VII.12).

La densité électronique critique marquant la fin de la colonne plasma est $2,61 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

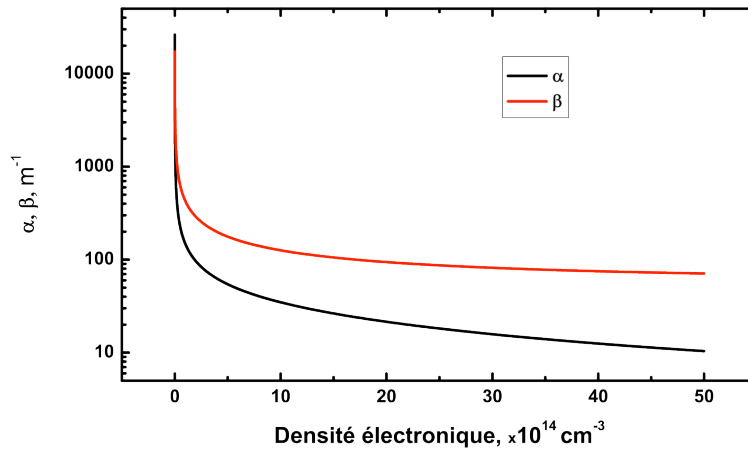


Figure VII.12 : Evolution de la constante de propagation β et de la constante d'atténuation α en fonction de la densité électronique de l'onde de surface pour un plasma au sein d'une fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur.

V.3 Estimation de la densité électronique le long de la colonne de plasma

La courbe suivante (figure VII.13) présente l'évolution de la densité électronique au cours de la propagation de l'onde de surface. Quand cette onde de surface prend naissance, comme dans le cas que l'on étudie ici, à 4 cm de la fin de la colonne de plasma observée, la densité électronique au niveau du gap est de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (traits hachurés sur cette courbe).

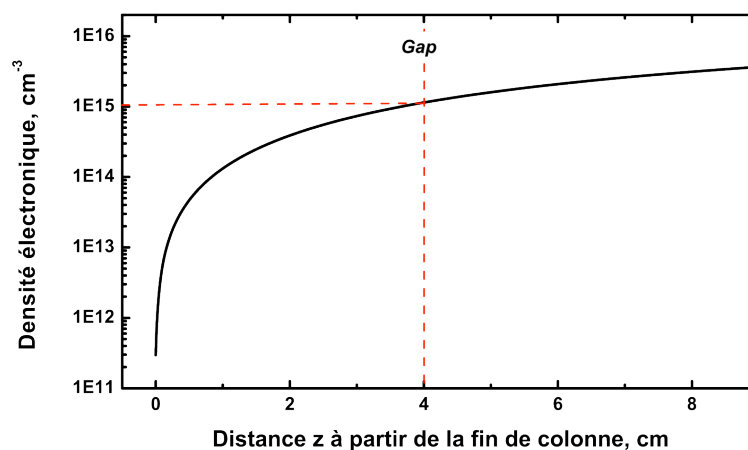


Figure VII.13 : Evolution de la densité électronique le long du microplasma, de la fin de colonne ($z=0$) au gap ($z=4 \text{ cm}$) pour une fréquence de collision de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Le plasma que nous avons généré dans le cœur de la fibre Kagomé présente donc une forte densité électronique au niveau de la zone de couplage. Cette densité chute au cours de la

propagation de l'onde de surface et de la longueur de la colonne plasma. On peut voir qu'en milieu de colonne à 2 cm du gap, la densité n_e est réduite à $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

V.4 Densité électronique le long de la colonne de plasma pour différentes fréquences de collision électrons-neutres

Des courbes similaires de $n_e(z)$ ont été calculées pour d'autres valeurs de fréquences de collision ν inférieures à la valeur que l'on a estimée être celle expérimentale (figure VII.14). Comme attendu, les courbes présentent des valeurs de densités qui chutent avec la diminution de la fréquence de collision. Si l'on considère une fréquence de collision ν de $5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, n_e au niveau du gap prend une valeur de $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Cette comparaison permet de montrer qu'une erreur pouvant être commise sur l'estimation de la fréquence ν engendre une diminution de la densité mais celle-ci reste tout de même à un niveau très élevé. Nous verrons par la suite une étude plus détaillée prenant en compte des marges d'erreur sur ces quantités. Dans tous les cas (pour des fréquences ν comprises entre $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ et $2,4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$), cette densité élevée au niveau du gap implique l'obtention d'un fort degré d'ionisation dans cette décharge avec un très bon transfert de puissance vers le milieu plasma.

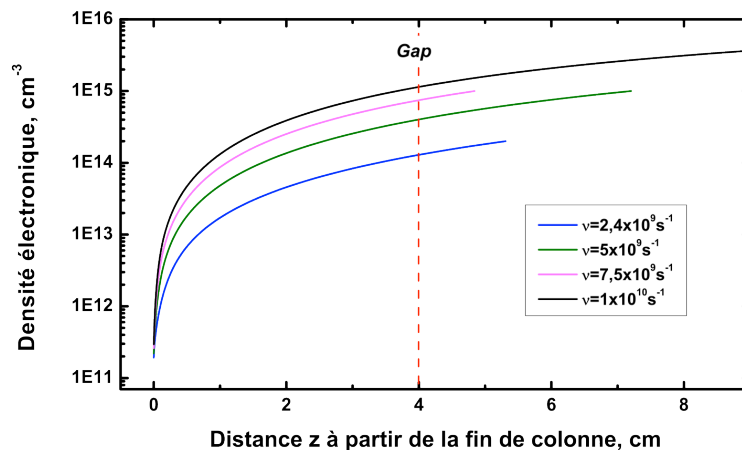


Figure VII.14 : Influence de la fréquence ν sur le profil de la densité électronique le long de la colonne microplasma au sein d'une fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur.

La densité de particules neutres est donnée par :

$$N = \frac{p}{k_B T_g} \quad (\text{VII.42})$$

où k_B est la constante de Boltzmann, p la pression du gaz et T_g la température du gaz que nous avons estimée à 1300 K, pour la décharge expérimentale étudiée.

La densité de neutres pour une telle température et une pression de 6 mbar est donc de $3,34 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Pour la plage de fréquence ν de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ à $2,4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, le taux d'ionisation défini par $\frac{n_e}{N}$ est alors compris entre 3×10^{-2} et 4×10^{-3} . Il faut souligner que la valeur minimale de 4×10^{-3} reste largement supérieure aux degrés d'ionisation atteints dans des décharges classiques avec une excitation DC généralement compris entre 10^{-6} et 10^{-4} [1, 2].

V.5 Longueur d'onde de l'onde de surface le long du microplasma

Nous avons obtenu les courbes $n_e(z)$, il est donc facile de tracer les courbes $\beta(z)$ et par conséquent $\lambda_{OS}(z)$ le long de la colonne de microplasma, ces deux paramètres étant reliés par :

$$\lambda_{OS} = \frac{2\pi}{\beta} \quad (\text{VII.43})$$

On peut remarquer que comme la constante de propagation augmente avec la diminution de la densité électronique (c'est-à-dire en allant vers le bout de colonne $z=4 \text{ cm}$), la longueur d'onde diminue le long de la colonne de plasma, atteignant au niveau du gap une valeur de 5 cm pour la fréquence de collision ν de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (figure VII.15). Les courbes $\lambda_{OS}(z)$ pour différentes valeurs de ν sont montrées en figure VII.15.

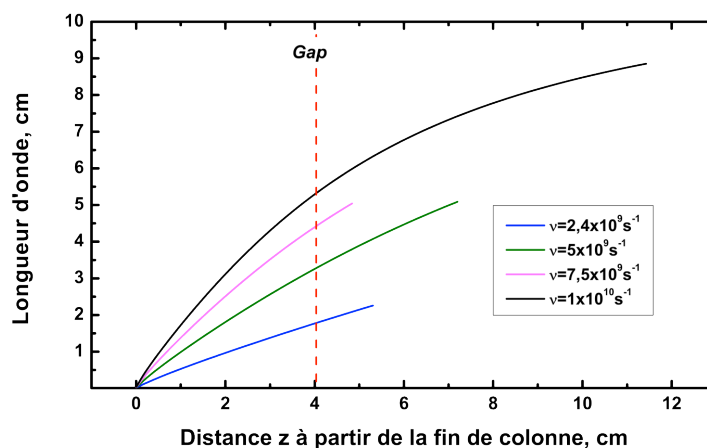


Figure VII.15 : Evolution de la longueur d'onde de l'onde de surface le long du microplasma, de la fin de colonne ($z=0$) au gap ($z=4 \text{ cm}$), pour différentes fréquences de collision comprises entre $2,4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ et $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

V.6 Estimation expérimentale de la fréquence de collision électrons-neutres et de la densité électronique par diagnostics microondes

Nous avons jusqu'ici utilisé pour toutes les simulations présentées une valeur de fréquence de collisions entre électrons et neutres estimée, en ayant recours aux abaques établis dans la référence [4].

Nous présentons et utilisons ici une méthode expérimentale décrite dans la référence [4] pour estimer plus précisément cette fréquence de collisions ν entre électrons-neutres et par conséquent la densité électronique le long de la colonne plasma. Cette méthode est basée sur une caractérisation longitudinale de l'onde de surface (principalement sa longueur d'onde) couplée à l'exploitation de courbes de phase théoriques.

La partie expérimentale de cette caractérisation consiste à mesurer la longueur d'onde de l'onde de surface le long du microplasma confiné dans le cœur de la fibre optique, $\lambda(z)$. Ces expériences ont été menées par Katell Gadonna (post-doctorante). Le schéma et une photo du banc expérimental sont représentés sur la figure VII.16. La fibre renfermant le plasma est entourée d'un cylindre métallique fendu permettant d'y insérer une antenne (sous la forme d'une tige de cuivre) venant détecter le champ rayonné par l'onde de surface. Cette sonde est positionnée sur une platine de translation afin d'être déplacée par petits pas (environ de 5 mm) perpendiculairement au plasma. Le signal récolté par l'antenne est sous la forme :

$$S_{ant} \propto \cos\left(\omega t - \int_0^z \frac{2\pi}{\lambda(z)} dz\right) \quad (\text{VII.44})$$

Ce signal est mélangé à un signal "référence" :

$$S_{ref} \propto \cos(\omega t - \varphi_0) \quad (\text{VII.45})$$

Ce signal de référence est prélevé sur le signal délivré par le générateur microonde grâce à un coupleur bi-directionnel. La longueur de la colonne plasma étant du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de l'onde de surface, pour obtenir assez de points expérimentaux $\lambda(z)$, le signal de référence est déphasé. Une illustration de cette technique est montrée sur la figure VII.17.b avec la représentation d'un zoom sur les relevés de ce signal le long de la colonne avec plusieurs déphasages (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3). Entre deux zéros consécutifs (représentés par un trait horizontal en pointillés sur la figure VII.17.b) correspondant à une distance Δz , et pour une différence de phase relative entre les deux signaux $\Delta\phi$, on a au milieu de la distance Δz :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\Delta\phi} \Delta z \quad (\text{VII.46})$$

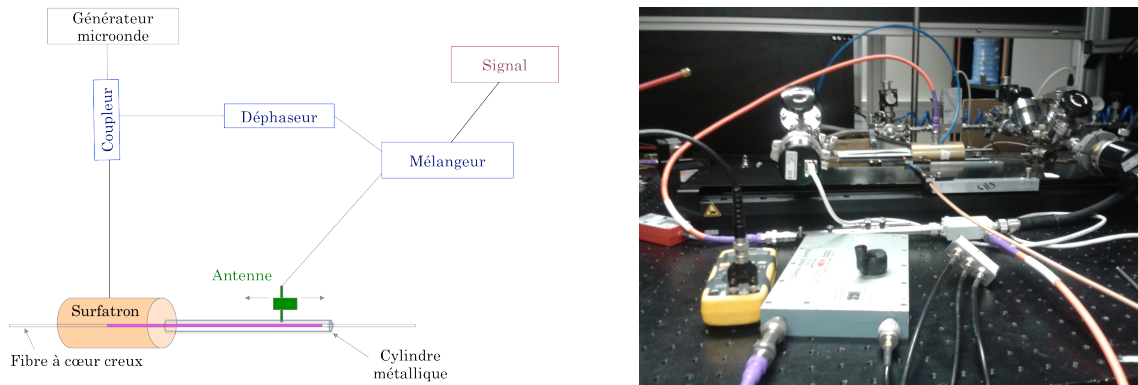


Figure VII.16: Schéma et photographie du banc expérimental utilisé pour la caractérisation de la longueur d'onde de l'onde de surface le long de la colonne de microplasma.

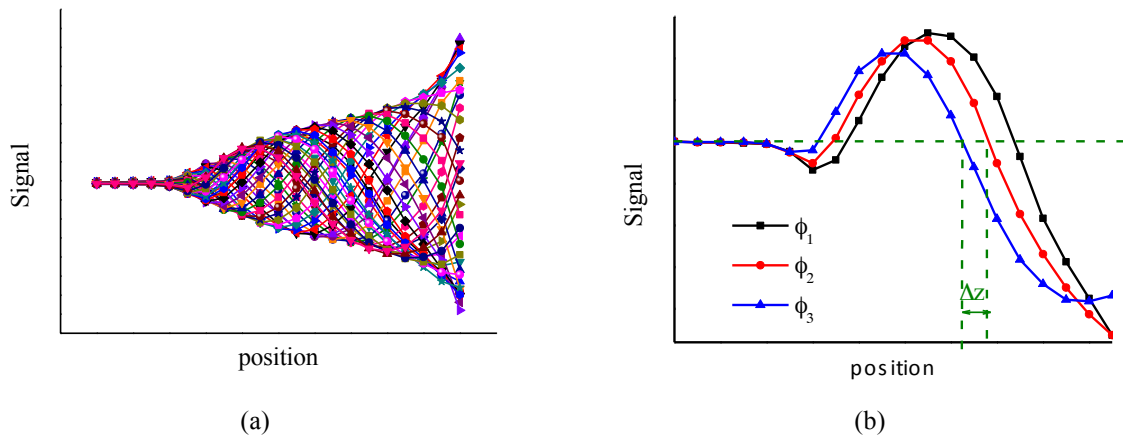


Figure VII.17 : Relevés expérimentaux du signal le long du microplasma dans la fibre Kagomé pour différentes valeurs de déphasage (a). Zoom sur une plus courte distance de plasma (b).

De proche en proche, il nous est donc possible de déterminer les valeurs de longueurs d'onde à différentes positions le long du microplasma. La figure VII.18 montre l'évolution de la longueur d'onde déterminée expérimentalement le long de la colonne du plasma. Sont superposées à ces points expérimentaux les courbes de longueur d'onde en fonction de la distance à partir de la fin de colonne et ce pour différentes valeurs de fréquences de collisions ν . Nous pouvons ainsi trouver une estimation de la fréquence de collisions expérimentale pour nos conditions de décharge en recherchant la courbe de phase qui correspond le mieux aux relevés expérimentaux. Il ressort de cette superposition une correspondance pour une fréquence ν autour de $2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Ce diagnostic permet de valider la première estimation que nous avons faite autour de $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

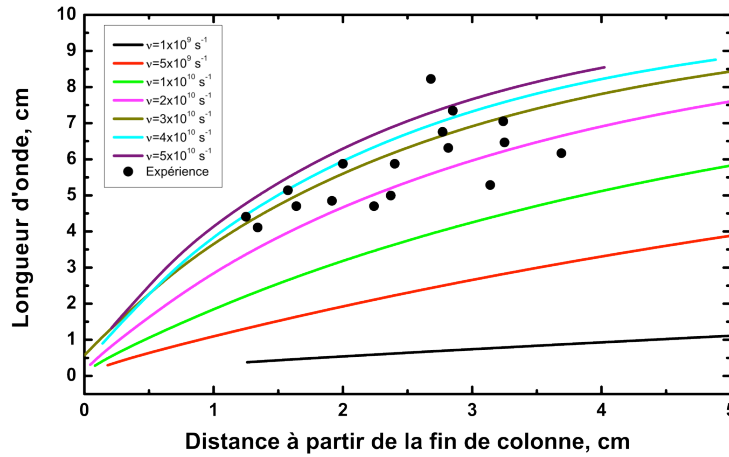


Figure VII.18 : Superposition des relevés expérimentaux de la longueur d'onde avec les courbes de phase théoriques pour différentes valeurs de fréquence de collision électrons-neutres.

V.7 Profil de puissance de l'onde de surface le long de la colonne plasma

Toutes les simulations menées avec ce code propagatif et présentées précédemment ont été faites en prenant en compte une valeur de puissance de maintien d'un électron Θ typique égale à 1×10^{-12} W. Nous rappelons ici que la valeur Θ est supposée constante sur toute la longueur du microplasma. Le code de simulation nous permet d'obtenir la puissance de l'onde de surface le long du microplasma, ou autrement dit, la puissance nécessaire au niveau du gap pour obtenir une colonne plasma d'une certaine longueur z . Nous pouvons voir sur la figure VII.19.a la courbe simulée représentant l'évolution de la puissance de l'onde le long de la distance de propagation z (avec $\Theta = 1 \times 10^{-12}$ W). En considérant la valeur réelle de puissance incidente au niveau du gap il est possible par une simple règle de trois d'estimer la valeur réelle de Θ_{gap} :

$$\Theta_{\text{gapréel}} = \frac{P_{\text{inc}}(\text{gap}) \times 1.10^{-12}}{P_{\text{inc}}_{\Theta=1.10^{-12}}} \quad (\text{VII.47})$$

Nous avons considéré une puissance incidente au niveau du surfatron de 40 W (correspondant à la puissance nécessaire pour obtenir la colonne de 4 cm). En prenant en compte un couplage de 90% dans la cavité, la puissance qui se couple au milieu gazeux est de 36 W. Comme nous étudions ici uniquement la partie visible de la colonne plasma générée, la puissance incidente qui part dans la colonne extérieure $P_{\text{inc}}(\text{gap})$ est de 24 W. En effet, nous avons estimé la longueur de plasma qui sort du surfatron à 2/3 de la longueur totale. La puissance servant à

générer la colonne au sein du surfatron est donc de 12 W. La valeur de $\Theta_{\text{gapréel}}$ est donc

$$\Theta_{\text{gapréel}} = \frac{24 \times 1.10^{-12}}{0,1406} = 1,7 \times 10^{-10}. \text{ Nous pouvons donc corriger la courbe de } P_{\text{inc}}(z) \text{ en}$$

calibrant avec le bon Θ_{gap} (figure VII.19.b). Nous retrouvons bien sur cette courbe une évolution de puissance de manière exponentielle le long du microplasma avec une puissance à 4 cm de la fin de colonne $z=0$ de 24 W.

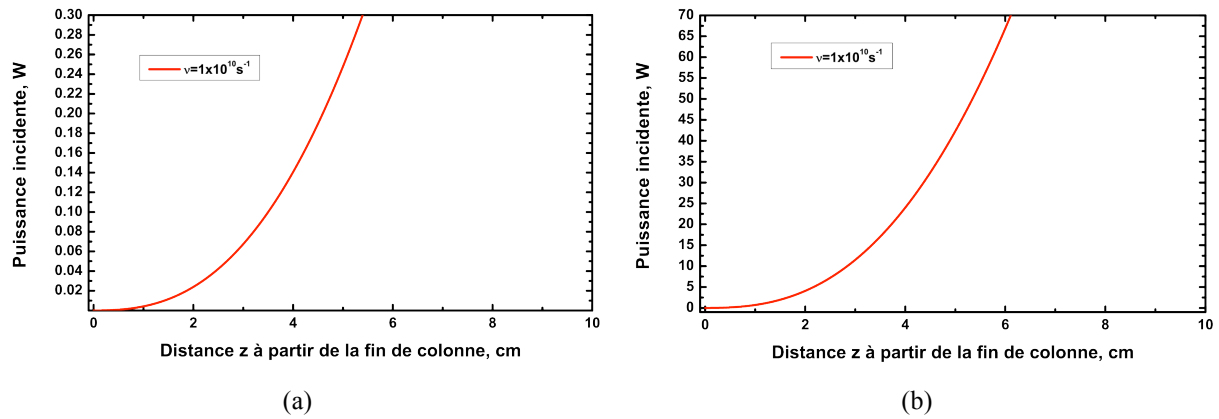


Figure VII.19 : Evolution de la puissance de l'onde de surface le long de la colonne plasma pour
(a) $\Theta=1 \times 10^{-12}$ W et (b) $\Theta=1,7 \times 10^{-10}$ W.

VI. Simulation des caractéristiques radiales du microplasma confiné dans une fibre à cristal photonique à maille de Kagomé à l'aide d'un modèle fluide

Nous venons de voir que le microplasma que nous avons amorcé et maintenu dans le cœur creux d'une fibre à cristal photonique à maille Kagomé présentait un niveau de densité de puissance élevé mêlé à des forts taux d'ionisation. Le résultat qui est mis en relief ici est qu'aucun dommage n'a été observé sur la fibre en dépit de ces fortes valeurs de densités de puissance ($\sim 0,1 \text{ MW.cm}^{-3}$), de densité électronique et de la température du gaz de 1300 K. Cette observation majeure mais contre-intuitive ne peut être expliquée par les seules simulations "propagatives" basées sur un modèle électromagnétique. Nous nous sommes donc intéressé à une étude radiale afin de caractériser la dynamique du microplasma d'argon dans ces fibres dont le diamètre de cœur est de 100 μm . Du fait de ces très petites dimensions transverses, le microplasma ne peut être caractérisé radialement de manière expérimentale. Nous avons donc fait appel à un modèle développé par Luis Lemos Alvès (IPFN Portugal) permettant de simuler les distributions radiales des paramètres clés pour cette dynamique d'un plasma microonde à onde de surface à l'échelle micrométrique.

VI.1 Modèle utilisé

VI.1.a Description du modèle utilisé

Le modèle qui a été utilisé repose sur la résolution de nombreuses équations de différents types :

- Les équations de transfert de moment et de continuité pour les électrons et les ions ;
- Les équations de transport de l'énergie moyenne des électrons ;
- L'équation de Poisson pour le champ électrostatique de charge d'espace ;
- Les équations de Maxwell pour le champ électromagnétique de l'onde de surface ;
- L'équation d'équilibre de l'énergie du gaz.

A cette résolution s'ajoute l'équation de cinétique électronique de Boltzmann pour laquelle sont considérés des processus de collisions inélastiques avec environ 40 états excités de l'argon ainsi que des collisions entre électrons.

Toutes les équations que nous présentons ici ont été résolues en considérant les conditions aux limites suivantes :

- conditions de symétrie le long de la décharge des quantités suivantes : densités, énergies, températures, potentiels ;
- courant nul sur la paroi du diélectrique ;
- flux de particules électroniques et de l'énergie moyenne à l'interface plasma/diélectrique fixés ;
- continuité des composantes B_θ et E_z du champ de l'onde de surface ;
- température sur la paroi extérieure égale à 500 K (valeur mesurée expérimentalement).

L'approximation de conduction-diffusion sur le transport des particules et de l'énergie moyenne électronique permet d'écrire les équations suivantes :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Gamma_{e_{dc}}) = n_e \nu_I \quad (\text{VII.48})$$

$$\Gamma_e = \Gamma_{e_{dc}} + \Gamma_{e_{hf}} e^{j\omega t} \quad (\text{VII.49})$$

$$\Gamma_{e_{dc}} = -n_e \mu_e E_{dc} - \frac{d(n_e D_e)}{dr} \quad (\text{VII.50})$$

$$\Gamma_{e_{hf}} = -n_e \mu_{hf} E_{hf} \quad (\text{VII.51})$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Gamma_\varepsilon) + \Gamma_{e_{dc}} E_{dc} + \Theta_{coll} n_e = \frac{\Re[\sigma_p]}{e E_{hf}^2} \quad (\text{VII.52})$$

$$\Gamma_\varepsilon = -n_e \varepsilon \mu_\varepsilon E_{dc} - \frac{d(n_e \varepsilon D_\varepsilon)}{dr} \quad (\text{VII.53})$$

Les différentes quantités dans ces équations sont définies par :

- Γ_e est le flux radial d'électron ;
- $\Gamma_{e_{dc}}$ et $\Gamma_{e_{hf}}$ sont les deux composantes radiales DC et microonde de ce flux d'électrons ;
- ν_I est la fréquence d'ionisation effective par impact électronique ;
- E_{dc} désigne le champ électrostatique radial de charge d'espace ;
- μ_e est le coefficient de mobilité électronique, D_e est le coefficient de diffusion libre ;
- ε désigne l'énergie électronique moyenne ;
- Γ_ε est le flux radial de l'énergie moyenne électronique ;
- Θ_{coll} désigne la puissance perdue par électron dans les collisions (élastiques et inélastiques) ;
- $\Re[\sigma_p]$ désigne la partie réelle de la conductivité du plasma $\left(\sigma_p = \frac{e n_e}{\mu_{hf}} \right)$; μ_{hf} est la mobilité

électronique microonde ;

- E_{hf} est la valeur efficace du champ électrique total microonde ;
- μ_e est le coefficient de mobilité électronique, D_e est le coefficient de diffusion avec le flux d'énergie.

Nous supposons dans ce modèle que les ions Ar^+ (les seuls ions à être considérés) sont thermalisés avec les particules neutres du gaz. L'approximation de l'ion "froid" permet de négliger le terme de diffusion dans les équations de transport des ions et d'obtenir :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rn_i v_i) = n_e v_i \quad (\text{VII.54})$$

$$n_i v_i = -\frac{1}{v_{ci}} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rn_i v_i^2) + n_i \mu_i E_{dc} \quad (\text{VII.55})$$

où v_i est la vitesse de conduction radiale électronique ; $\mu_i = \frac{e}{M v_{ci}}$ est la mobilité ionique.

La description du plasma d'un point de vue énergétique est donnée par une équation d'équilibre de puissance électronique :

$$\underbrace{\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Gamma_\varepsilon)}_1 + \underbrace{\Gamma_{e_{dc}} E_{dc}}_2 + \underbrace{\Theta_{coll} n_e}_3 = \underbrace{\frac{\Re[\sigma_p]}{e E_{hf}^2}}_4 \quad (\text{VII.56})$$

pour laquelle le terme n°1 représente la puissance perdue (ou gagnée) par convection ; le terme n°2 représente la puissance perdue par transport contre le champ de charge d'espace ; n°3 représente la puissance perdue par friction lors de collisions électrons-neutres ; le n°4 représente la puissance gagnée par chauffage collisionnel du fait de l'apport du champ de l'onde de surface.

L'équilibre de puissance du gaz est représenté par l'équation :

$$\underbrace{-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_T \frac{dT_g}{dr} \right)}_1 + \underbrace{\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{MC_p T_g}{e} \Gamma_{e_{dc}} \right)}_2 = \underbrace{\Theta_{el} n_e}_3 + \underbrace{\Gamma_{e_{dc}} E_{dc}}_4 \quad (\text{VII.57})$$

où $\lambda_T (\text{eVs}^{-1} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1}) = 2,6 \times 10^{13} [T_g(\text{K})]^{2/3}$ est la conductivité thermique du gaz, $C_p = \left(\frac{5}{2} \right) \left(\frac{k_B}{M} \right)$ est la capacité thermique du gaz, Θ_{el} est la puissance perdue par électron due aux collisions élastiques avec les neutres.

Dans cette équation, le terme n°1 représente la puissance perdue par le gaz causée par la conduction ; le terme n°2 représente la puissance perdue (ou gagnée) par convection ; le terme n°3 représente la puissance gagnée par collisions élastiques électrons-neutres ; le terme n°4 représente la puissance gagnée due au flux d'ions causé par le champ de charge d'espace.

Ce code de simulation a besoin en entrée de deux valeurs : la densité électronique moyenne radialement n_e et la pression du gaz p . Les solutions, valeurs propres de sortie, sont $E_{hf}(0)/N$, les constantes d'atténuation et de propagation α et β ainsi que les différents profils radiaux de densités de particules (électrons et ions), de flux, d'énergie moyenne, de potentiels et de champs (DC et HF).

Le code "propagatif" utilisé précédemment permet de fournir une estimation de la densité électronique au niveau du gap du surfatron pour une certaine fréquence de collision électrons-neutres afin de donner en entrée du modèle radial une densité électronique moyenne radialement. Les valeurs de sortie du code (notamment la fréquence de collisions, α et β) permettent de comparer les valeurs déterminées avec le code propagatif et ainsi venir encadrer et trouver une valeur plus affinée de densité électronique moyenne.

VI.1.b Validité du modèle utilisé

Nous discutons ici la validité d'utilisation du modèle plasma fluide dans le cas étudié de microdécharges plasmas confinées à l'échelle micrométrique. Le libre parcours moyen des électrons est donné par : $\lambda_e = \frac{v_e}{\nu_c}$. Les simulations ont donné comme valeur de vitesse de conduction des électrons $v_e \approx 10^5 \text{ cm s}^{-1}$. Le rapport entre ce libre parcours moyen et le rayon interne de la fibre est environ de 6×10^{-3} . Ceci montre que le modèle fluide pour les électrons est possible. En revanche, la forte accélération des ions dans la gaine électrostatique a pour conséquence d'engendrer un libre parcours moyen des ions très élevé à la moitié du rayon du

plasma avec un rapport $\frac{v_i}{\nu_{ci} r_1}$ quasiment de 1, avec $v_i \approx v_e$ la vitesse de conduction des ions et

$\frac{\nu_{ci}}{N} = 7 \times 10^{-9} \sqrt{\frac{k_B T_g}{eM}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ la fréquence de collisions entre neutres et ions. Si l'utilisation d'un

modèle fluide est complètement justifiée pour les électrons, pour les ions nous devons faire attention aux résultats fournis par rapport au comportement du libre parcours moyen des ions

avec des collisions ions-neutres très peu fréquentes. Ce modèle fluide nous donne donc une vision qualitative. Afin de prendre en compte la dynamique du plasma de manière plus complète dans une telle colonne confinée à l'intérieur d'une fibre à cristal photonique à cœur creux, il serait aussi intéressant de compléter cette étude avec un modèle cinétique.

VI.2 Résultats de simulations

VI.2.a Structure de fibre simulée

De même que pour les simulations menées avec le code "propagatif", nous avons utilisé une structure de fibre simplifiée (cf. figure VII.10). Les dimensions et paramètres physiques de chaque couche considérée sont les mêmes que ceux pris en compte pour les simulations de propagation électromagnétique présentées dans le paragraphe V.1. La pression de gaz comme entrée dans ces simulations est de 6 mbar.

VI.2.b Affinement de l'estimation de la densité électronique moyenne au niveau du gap

Nous dressons dans un tableau (figure VII.20) un récapitulatif des valeurs de densités électroniques estimées (à l'aide du code propagatif), au niveau de la zone de couplage du surfatron, pour la colonne microplasma de 4 cm maintenue dans la fibre Kagomé (avec une puissance microonde incidente de 40 W) pour différentes fréquences de collision ν . Les valeurs de ν sont comprises entre $1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ et $1 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Pour ces simulations, nous rappelons que la fréquence de collision est considérée constante le long de la colonne ainsi que θ . Les grandeurs α , β et θ_{gap} sont associées à chaque densité électronique. Grâce aux nouvelles simulations menées avec le code radial, il nous est possible de corriger l'estimation de la densité électronique au niveau du gap en trouvant la meilleure concordance des valeurs de sortie du code. Les principaux résultats sont présentés dans le tableau de la figure VII.21 avec pour différentes densités électroniques moyennes radiales comprises entre $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$: la fréquence de collision électrons-neutres moyenne radialement ν , α , β , la température du gaz au centre du plasma $T_g(0)$, la puissance absorbée par électron θ moyenne. Ces valeurs permettent d'être confrontées aux données expérimentales et aux résultats du code propagatif.

ν (s^{-1})	$n_{e\text{ gap}}$ (cm^{-3})	α (m^{-1})	β (m^{-1})	θ_{gap} (W)
1×10^9	$3,51 \times 10^{13}$	29,8	760,2	$2,6 \times 10^{-9}$
$1,8 \times 10^9$	$8,34 \times 10^{13}$	30,7	455,3	$2,2 \times 10^{-9}$
$2,4 \times 10^9$	$1,29 \times 10^{14}$	31,2	355,2	$1,5 \times 10^{-9}$
5×10^9	$4,01 \times 10^{14}$	31,9	193	$4,9 \times 10^{-10}$
$7,5 \times 10^9$	$7,45 \times 10^{14}$	32	143	$2,6 \times 10^{-10}$
1×10^{10}	$1,14 \times 10^{15}$	31,9	118,8	$1,7 \times 10^{-10}$

Figure VII.20 : Tableau récapitulatif des valeurs calculées (à l'aide du code propagatif) de n_e , α , β et θ_{gap} au niveau du gap, pour un microplasma de 4 cm maintenu dans une fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur, pour différentes valeurs de fréquence de collisions ν .

Nous avons aussi obtenu des informations sur l'énergie moyenne électronique $\varepsilon(0)$ au centre du plasma, la différence de potentiel ΔV entre le centre du plasma et la paroi interne de la fibre et enfin la puissance absorbée par unité de longueur $\frac{dP}{dz}$.

n_e (cm^{-3})	ν (s^{-1})	α (m^{-1})	β (m^{-1})	$T_g(0)$ (K)	θ (W)	$\varepsilon(0)$ (eV)	ΔV (V)	dP/dz ($W.cm^{-1}$)
4×10^{14}	$7,4 \times 10^9$	67	190	886	8×10^{-10}	6,9	28	1,9
6×10^{14}	$6,8 \times 10^9$	49	150	1006	8×10^{-10}	7,2	29	3
8×10^{14}	$6,3 \times 10^9$	37	130	1083	$7,8 \times 10^{-10}$	7	29	4
1×10^{15}	6×10^9	30	110	1339	$1,1 \times 10^{-9}$	8,4	35	6,9

Figure VII.21 : Tableau des résultats issus du code plasma radial.

L'analyse de ces deux tableaux (meilleure concordance des valeurs de α et β) mène à conclure que la densité électronique atteinte au niveau du gap du surfatron est comprise entre $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. On peut remarquer que la température du gaz atteinte au niveau du centre du plasma pour cette plage de densités électroniques est proche de la température estimée expérimentalement autour de 1300 K en utilisant la spectroscopie. En effet, les températures de gaz obtenues par simulation sont comprises entre 1083 et 1339 K sur l'axe.

VI.2.c Profils radiaux

Intéressons-nous aux différents profils radiaux des grandeurs caractéristiques du microplasma confiné dans la fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur ayant été simulées. Afin de comparer et voir quelle est l'influence des dimensions micrométriques de la fibre de décharge sur la distribution radiale et la dynamique du plasma, sont présentées également des simulations pour un guide de décharge de diamètre de cœur plus large (800 μm de diamètre de cœur et 2 mm de diamètre externe).

VI.2.c.i Energie moyenne électronique et potentiel du plasma

Sur la figure VII.22 sont reportés le profil transverse de l'énergie moyenne des électrons et celui du potentiel du plasma pour les deux dimensions de plasma (rayons de 50 μm et 400 μm). Pour le plasma maintenu dans la fibre Kagomé, l'énergie moyenne électronique atteint une valeur de 7 eV au centre du plasma associée à un potentiel de 30 V. Ces valeurs sont associées à un champ électrique de charge d'espace réduit $\frac{E_{dc}}{N}$ qui est 100 fois plus fort que le champ électrique microonde réduit $\frac{E_{hf}}{N}$ près de la paroi interne (figure VII.23).

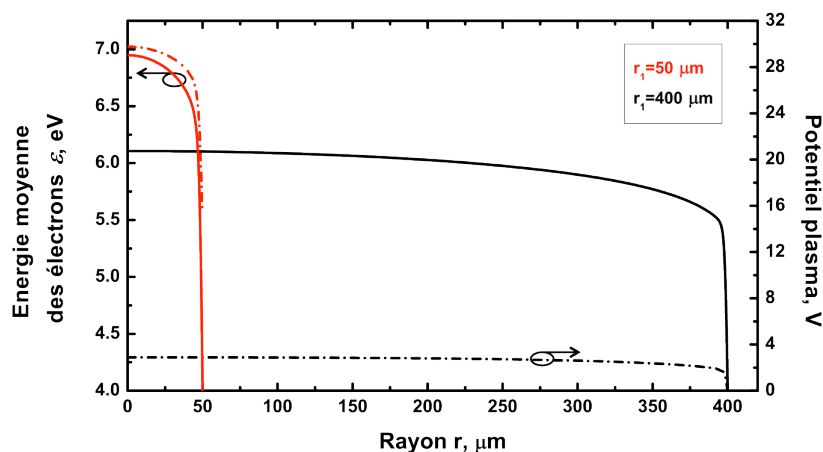


Figure VII.22 : Profils transverses simulés de l'énergie moyenne électronique (traits pleins) et du potentiel du plasma (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).

Ces courbes montrent que la réduction du rayon r_i implique une augmentation significative de ces valeurs d'énergie moyenne, de potentiel et de champ. Ceci s'explique par

la diminution des pertes de particules pour les plus larges diamètres. L'évolution de ces grandeurs est étroitement liée au confinement des particules (*i.e.* à la distribution radiale de la densité de ces particules) dont la force diffère suivant les dimensions transverses de la structure de décharge.

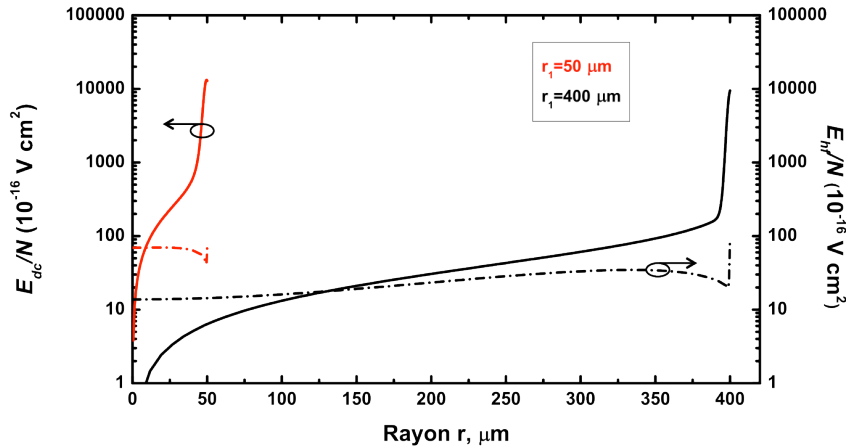


Figure VII.23 : Profils transverses simulés du champ de charge d'espace réduit (traits pleins) et du champ électrique microonde réduit (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge ($50 \mu\text{m}$ et $400 \mu\text{m}$).

VI.2.c.ii Densité des électrons et des ions

La figure VII.24 représente les profils transverses (en fonction de la position radiale r) calculés de densités électronique et ionique normalisées $\frac{n_e}{n_e(0)}$ et $\frac{n_i}{n_e(0)}$. On peut voir sur ces courbes que les densités relatives entre électrons et ions sont équivalentes sur une partie du plasma constituant la zone neutre de la décharge. A partir d'un certain rayon et jusqu'à la paroi interne du guide de décharge considéré (correspondant à r_1), une différence de valeur de densités apparaît avec un nombre d'ions supérieur au nombre d'électrons. Cette zone correspond, comme on l'a vu précédemment, à la zone de charge d'espace. On distingue ici clairement grâce au zoom sur cette plage radiale du plasma, montré sur la figure VII.24, que la largeur de la gaine électrostatique est différente entre la structure à $50 \mu\text{m}$ et à $400 \mu\text{m}$ de rayon. En effet, cette gaine représente 1% du rayon du plasma dans le cas du guide de décharge de $400 \mu\text{m}$, c'est-à-dire une largeur de $4 \mu\text{m}$ près de la paroi. En revanche, pour la fibre Kagomé de $50 \mu\text{m}$ de rayon, la gaine représente une portion beaucoup plus importante du plasma : 15%, *i.e.* une largeur de $7,5 \mu\text{m}$.

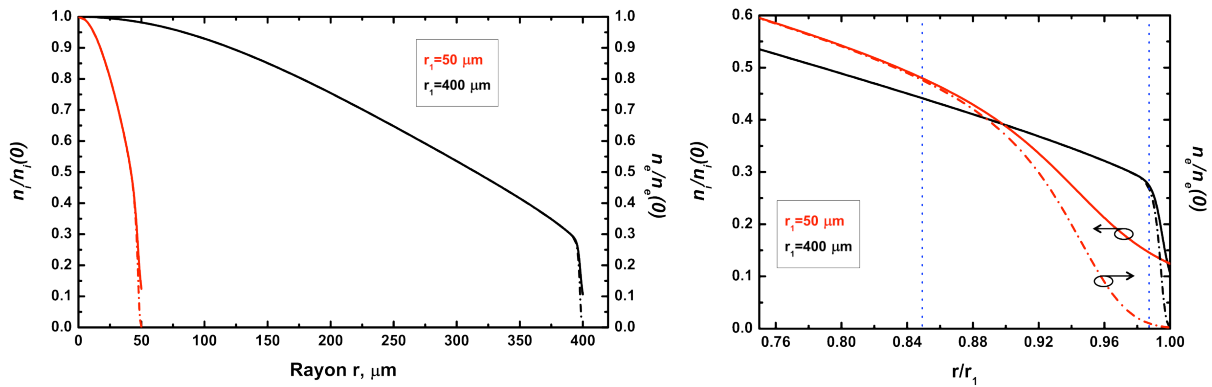


Figure VII.24 : Profils transverses simulés des densités relatives des ions (traits pleins) et des électrons (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge ($50 \mu\text{m}$ et $400 \mu\text{m}$). A droite, identification (trait vertical bleu) de la position radiale du début de la gaine électrostatique pour les deux structures de guide étudiées.

Cette évolution de l'augmentation, relativement au rayon, de la largeur de la gaine électrostatique avec la diminution de la dimension transverse du plasma, met en évidence, au sein du plasma généré dans la fibre Kagomé, le fort confinement des électrons mobiles dans la partie neutre du plasma alors que les ions sont fortement accélérés vers la couche de silice autour du cœur. Ceci est responsable d'une limitation des pertes des électrons vers les parois du cœur.

VI.2.c.iii Température du gaz

La température du gaz a également été calculée radialement en imposant une température aux parois de 500 K (figure VII.25). On peut observer, sur le profil de température du plasma dans la fibre Kagomé, un très fort gradient radial avec une diminution drastique de la température près de la paroi interne du cœur. La température chute à 800 K à une distance de la paroi de $3 \mu\text{m}$. Cet impressionnant confinement de température explique la possibilité de maintenir le microplasma d'argon avec une température maximale proche de 1300 K sans altérer la microstructure de la fibre.

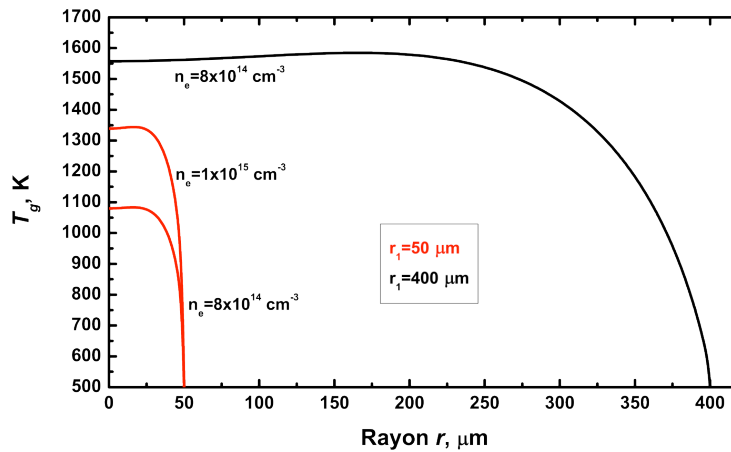


Figure VII.25 : Profils transverses simulés de la température du gaz pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).

Egalement, on peut voir une très grande différence de température entre les deux structures de guide. En effet, la température atteint une valeur maximale d'environ 1580 K pour un plasma de 400 μm de rayon tandis que pour le cas du plasma confiné dans la fibre, la température maximale vers le centre du plasma chute à une valeur d'environ 1100 K . Le profil de température dans la fibre Kagomé pour une densité électronique de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ est aussi représenté avec une valeur au centre proche de 1350 K . Cette observation de diminution, à densité électronique constante, de la température avec la diminution du rayon du guide de décharge peut paraître contre-intuitive. Celle-ci ainsi que l'observation du fort gradient transverse de température peuvent être expliquées par les profils radiaux et les valeurs de densités de puissance du gaz.

VI.2.c.iv Densité de puissance du gaz

Dans les plasmas, deux sources peuvent être responsables du transfert de puissance du plasma vers le gaz. Ce transfert est directement lié à une augmentation de température du gaz. Les deux principaux mécanismes sont :

- collisions élastiques entre électrons et neutres
- accélération des ions

Dans les décharges classiques à onde de surface à échelle centi/millimétrique, le chauffage du gaz est principalement dû aux collisions entre électrons et neutres [6, 7].

Les simulations faites pour le cas de la décharge plasma dans le cœur de la fibre micrométrique révèlent un comportement différent. Ainsi, nous pouvons voir sur la

figure VII.26, pour les deux dimensions de guide étudiées, les profils de densité de puissance du gaz séparés selon les deux contributions de transfert de puissance. Il ressort que pour la décharge de 50 μm de rayon, le gain de puissance du gaz est cette fois-ci dominé par le processus d'accélération des ions. Le niveau de la densité de puissance au centre du plasma est de l'ordre du $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-3}$ atteignant des valeurs proches du $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-3}$ près de la paroi du cœur. La partie centrale du plasma pour laquelle la densité de puissance due aux collisions électrons-neutres est supérieure à celle due à l'accélération des ions représente environ 16% du rayon pour le plasma de 400 μm . Cette portion chute à 8 % pour le plasma confiné dans la fibre Kagomé montrant ainsi la domination du processus d'accélération des ions pour le chauffage du gaz quand le diamètre du plasma diminue et arrive à un extrême confinement dans la technologie des fibres à cœur creux. Ce phénomène a pour effet de réduire considérablement la puissance totale transférée du plasma au gaz par unité de longueur $\frac{dP}{dz}$ en passant de $16 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}$ pour $r_1=400 \mu\text{m}$ à $4 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}$ pour $r_1=50 \mu\text{m}$. En présence de plasma dont le rayon est de plus en plus petit, ce transfert de puissance vers le gaz est limité sous l'action d'une forte accélération des ions causée par une gaine électrostatique relativement large avec un champ très fort. Il en résulte donc une diminution de la température du gaz avec la réduction du diamètre du plasma.

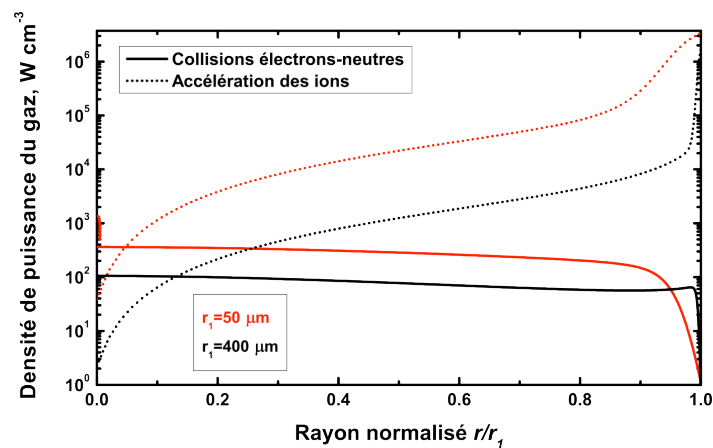


Figure VII.26 : Profils transverses simulés de la densité de puissance du gaz associée à l'accélération des ions (traits en pointillés) et aux collisions élastiques entre électrons et neutres (traits pleins) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).

VI.2.c.v Libre parcours moyen des électrons et des ions

La force de l'accélération des ions est telle que très peu de collisions avec les neutres sont engendrées lors de leur déplacement vers la paroi. Ceci peut être quantifié par le libre parcours moyen de ces particules. Le libre parcours moyen a donc été calculé radialement pour les électrons (λ_e) et pour les ions (λ_i) (figure VII.27).

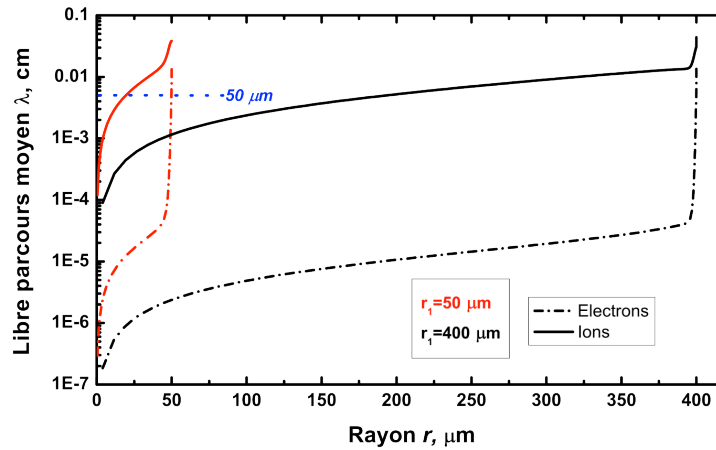


Figure VII.27 : Profils transverses simulés du libre parcours moyen des ions (traits pleins) et des électrons (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).

Nous pouvons voir que dans le cas de la décharge confinée dans la fibre de 50 μm , le libre parcours moyen des ions λ_i dépasse la valeur du rayon du plasma r_i à partir de la moitié du rayon de celui-ci. En revanche, pour une décharge plus large ($r_i=400 \mu\text{m}$), les libres parcours moyens électronique et ionique demeurent inférieurs au rayon r_i . Ceci illustre de nouveau le rôle important et dominant joué par l'accélération des ions sur une diminution des processus de chauffage du gaz avec la réduction du guide de décharge marquée par des collisions ioniques beaucoup plus rares.

VII. Conclusion

Ce dernier chapitre a fait l'objet d'une étude théorique sur les principales caractéristiques et grandeurs du milieu plasma et de l'onde de surface, nous permettant de mettre en évidence la génération d'un plasma dans une fibre à cristal photonique à cœur creux exhibant une forte densité de puissance couplée à une température de gaz proche de la température de transformation de la silice. Pour cela, nous avons eu recours à deux codes de simulation. Le premier repose sur la caractérisation longitudinale du plasma avec l'obtention des profils, le long de la colonne du microplasma, des constantes de propagation et d'atténuation de l'onde, de la densité électronique et de la puissance incidente de l'onde. Dans un second temps, nous avons complété ces résultats avec des simulations menées grâce à un code "radial" basé sur un modèle fluide (développé par Luis Lemos Alvès). La combinaison des résultats issus de ces deux codes avec des relevés expérimentaux a permis de converger vers une estimation de la densité électronique maximale au sein du microplasma généré, à l'endroit du gap du surfatron, autour de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Le code radial a permis de révéler que ce fort taux d'ionisation était associé à des densités de puissances très fortes (autour du MW.cm^{-3}) près de la paroi interne du cœur de la fibre. Ces résultats de simulation ont également mis en évidence une dynamique du plasma, à l'échelle micrométrique des fibres à cristal photonique à cœur creux, bien différente de celle observée jusqu'à présent pour des décharges milli/centi-métriques. La contribution de l'accélération des ions vers la paroi est le phénomène essentiel pour la contribution du chauffage du gaz. Le libre parcours moyen des ions atteignant vers la paroi une grandeur équivalente au rayon du plasma, le chauffage du gaz s'en trouve ainsi restreint. Un impressionnant confinement de la zone neutre du plasma au centre de la fibre grâce à la dynamique de la gaine de charge d'espace permet alors de générer un très fort gradient radial de température. Ce comportement montre ainsi le fait qu'un plasma présentant une température de 1300 K au centre puisse être maintenu dans le cœur de la fibre optique sans destruction de sa gaine microstructurée.

Références bibliographiques

- [1] M. Lieberman and A. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*, Wiley, 1994.
- [2] L. L. Alves, "Fluid modelling of the positive column of direct-current glow discharges," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **16**, no. 3, pp. 557–569, 2007.
- [3] M. Lieberman, "Dynamics of a collisional, capacitive RF sheath," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. **17**, no. 2, pp. 338–341, 1989.
- [4] C. Boisse-Laporte, "Etude du transfert d'énergie d'une onde à un plasma: application aux décharges basse pression créées par onde de surface," *Thèse de doctorat*, Université de Paris-Sud, 1989.
- [5] J. Henningsen and J. Hald, "Dynamics of gas flow in hollow core photonic bandgap fibers," *Applied Optics*, vol. **47**, no. 15, p. 2790, 2008.
- [6] J. Gregório *et al.*, "Self-consistent modelling of atmospheric micro-plasmas produced by a microwave source," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. **21**, no. 1, 2012.
- [7] L. Alves, S. Letout, and C. Boisse-Laporte, "Modeling of surface-wave discharges with cylindrical symmetry," *Physical Review E*, vol. **79**, no. 1, p. 016403, 2009.

Table des figures

Figure VII.1 : Représentation schématique de l'intérieur du cœur de la fibre Kagomé rempli d'un plasma microonde décrivant le profil transverse des constituants du plasma et les forces mises en jeu dans la création de la gaine de charge d'espace.	220
Figure VII.2 : Représentation schématique d'une structure cylindrique (capillaire de silice).	226
Figure VII.3 : Représentation schématique de la structure simulée de capillaire fibré rempli d'une colonne de plasma.	231
Figure VII.4 : Rapport ν/p de la fréquence de collision avec la pression du gaz (argon ici) en fonction du produit $p.r_p$ pour un plasma d'argon contenu dans un guide de décharge de 3 mm de diamètre (issu de [4]).	232
Figure VII.5 : Evolution de la constante de propagation β et de la constante d'atténuation α de l'onde de surface en fonction de la densité électronique pour un plasma au sein d'un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur (pour une fréquence de collisions $\nu=2,5\times 10^9 \text{ s}^{-1}$). La fin de la colonne plasma se produit lorsque la densité électronique devient inférieure à $1,87\times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	232
Figure VII.6 : Profil de la densité électronique le long du microplasma, de la fin de colonne ($z=0$) au gap ($z=8 \text{ cm}$) pour une fréquence de collision de $2,5\times 10^9 \text{ s}^{-1}$	233
Figure VII.7 : Evolution, pour différentes fréquences de collision électrons-neutres, de la constante d'atténuation α en fonction de la densité électronique.	234
Figure VII.8 : Evolution, pour différentes fréquences de collision électrons-neutres, de la constante de propagation β en fonction de la densité électronique.	234
Figure VII.9 : Influence de la fréquence ν sur le profil de la densité électronique le long de la colonne de microplasma au sein d'un capillaire de 200 μm de diamètre de cœur.	235
Figure VII.10 : Image MEB (a) et représentation schématisée (b) de la section transverse de la fibre Kagomé utilisée pour simuler les différentes caractéristiques de l'onde de surface à l'aide du code propagatif.	236
Figure VII.11 : Profil de la pression du gaz le long de la longueur de fibre.	237
Figure VII.12 : Evolution de la constante de propagation β et de la constante d'atténuation α en fonction de la densité électronique de l'onde de surface pour un plasma au sein d'une fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur.	238
Figure VII.13 : Evolution de la densité électronique le long du microplasma, de la fin de colonne ($z=0$) au gap ($z=4 \text{ cm}$) pour une fréquence de collision de $1\times 10^{10} \text{ s}^{-1}$	238
Figure VII.14 : Influence de la fréquence ν sur le profil de la densité électronique le long de la colonne microplasma au sein d'une fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur.	239
Figure VII.15 : Evolution de la longueur d'onde de l'onde de surface le long du microplasma, de la fin de colonne ($z=0$) au gap ($z=4 \text{ cm}$), pour différentes fréquences de collision comprises entre $2,4\times 10^9 \text{ s}^{-1}$ et $1\times 10^{10} \text{ s}^{-1}$	240
Figure VII.16 : Schéma et photographie du banc expérimental utilisé pour la caractérisation de la longueur d'onde de l'onde de surface le long de la colonne de microplasma.	242
Figure VII.17 : Relevés expérimentaux du signal le long du microplasma dans la fibre Kagomé pour différentes valeurs de déphasage. (a) Zoom sur une plus courte distance de plasma (b).	242
Figure VII.18 : Superposition des relevés expérimentaux de la longueur d'onde avec les courbes de phase théoriques pour différentes valeurs de fréquence de collision électrons-neutres.	243
Figure VII.19 : Evolution de la puissance de l'onde de surface le long de la colonne plasma pour.	244
Figure VII.20 : Tableau récapitulatif des valeurs calculées (à l'aide du code propagatif) de n_e , α , β et θ_{gap} au niveau du gap, pour un microplasma de 4 cm maintenu dans une fibre Kagomé de 100 μm de diamètre de cœur, pour différentes valeurs de fréquence de collisions ν	250

Figure VII.21 : Tableau des résultats issus du code plasma radial.	250
Figure VII.22 : Profils transverses simulés de l'énergie moyenne électronique (traits pleins) et du potentiel du plasma (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).	251
Figure VII.23 : Profils transverses simulés du champ de charge d'espace réduit (traits pleins) et du champ électrique microonde réduit (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).	252
Figure VII.24 : Profils transverses simulés des densités relatives des ions (traits pleins) et des électrons (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm). A droite, identification (trait vertical bleu) de la position radiale du début de la gaine électrostatique pour les deux structures de guide étudiées.	253
Figure VII.25 : Profils transverses simulés de la température du gaz pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).	254
Figure VII.26 : Profils transverses simulés de la densité de puissance du gaz associée à l'accélération des ions (traits en pointillés) et aux collisions élastiques entre électrons et neutres (traits pleins) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).	255
Figure VII.27 : Profils transverses simulés du libre parcours moyen des ions (traits pleins) et des électrons (traits en pointillés) pour une densité électronique moyenne de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et pour deux rayons internes de guides de décharge (50 μm et 400 μm).	256

Conclusion générale

Le monde de la photonique a connu une avancée majeure dans les années 90 avec l'émergence de la technologie des fibres à cristal photonique. Le premier guidage de lumière démontré expérimentalement en 1999 dans une fibre à cristal photonique à cœur creux a ouvert la voie à des nombreux résultats phares, que ce soit tant par des records en terme de pertes de propagation que par des expériences mettant à profit la caractéristique première de ces fibres : leur cœur creux. En particulier, de nombreux travaux ont porté sur le remplissage du cœur de ces fibres par du gaz permettant une interaction exacerbée entre ce gaz et la lumière guidée d'un faisceau laser du fait des dimensions micrométriques du confinement. Jusque là, les travaux reportés ont été focalisés sur des gaz moléculaires ou sous forme de vapeur atomique. Une autre utilisation du gaz des plus attractives correspond à sa forme ionisée tant les applications pouvant en découler sont nombreuses. Cependant, cette phase de la matière n'a jamais pu être maîtrisée à une échelle micrométrique telle que celle des fibres à cristal photonique à cœur creux. Dans ce contexte, la création d'un plasma au sein de ces fibres a été proposée comme défi pour ce travail de thèse. Un tel résultat pourrait alors être une première étape pour répondre aux demandes croissantes de sources dites exotiques, comme la création d'une source laser UV compacte et flexible pour les applications militaires et biomédicales.

Au cours de ce manuscrit, nous avons tout d'abord vu quel était l'état de l'art sur l'interaction gaz/lumière en dressant un aperçu de ce que le développement des fibres à cristal photonique à cœur creux, et par conséquent, de l'exacerbation de plusieurs ordres de grandeurs au niveau de l'interaction non linéaire gaz/lumière ont produit comme principaux résultats (par exemple : peigne de fréquence, application de laser à gaz). Aussi, ont été présentées, de manière succincte, les techniques d'excitation couramment utilisées pour l'obtention de décharges de gaz afin de mieux comprendre et cibler leurs limites pour des décharges créées à l'échelle micrométrique. Ce bilan a mis en évidence un système d'excitation électrique haute-tension avec l'utilisation d'électrodes inadéquates pour la génération de plasmas stables et contrôlables dans des guides d'ondes de décharges présentant de faibles dimensions transverses. En revanche, un autre système basé sur une excitation microonde a été mis en avant. Il est à noter que ce dernier n'avait jamais été mis à profit pour la création de décharges dans des tubes de décharges dont le rayon était inférieur à 500 μm . Cette excitation repose sur l'utilisation d'un résonateur microonde permettant de coupler l'énergie au gaz contenu dans le cœur du guide d'onde et d'obtenir une colonne plasma créant et étant soutenue par une onde de surface. Nous avons donc choisi d'utiliser ce dispositif comme base de nos travaux présentés dans cette thèse.

Le chapitre second de ce manuscrit a fait l'objet d'une étude détaillée sur les fibres à cristal photonique à cœur creux à maille de Kagomé, de façon théorique et expérimentale. En premier, une comparaison entre les deux familles existantes de fibres optiques à cœur creux (fibres à bande interdite photonique et fibres à maille Kagomé) a été dressée. Le principe de guidage de cette dernière famille diffère de celui de BIP, reposant alors sur un mécanisme d'inhibition de couplage entre le mode de cœur et ceux de gaine. Au cours de ces dernières années, les fibres Kagomé ont été le fruit de nombreux travaux initiés et développés par notre groupe de recherche. Récemment, une attention particulière s'est portée sur le contour de silice du cœur dont une forme hypocycloïdale a permis d'exacerber cette inhibition de couplage et de diminuer fortement les pertes de propagation, passant du dB/m à la centaine de dB/km. Dans le cadre de cette thèse, une étude théorique a été menée sur l'influence de la courbure des arches de cette interface cœur/gaine sur la propagation (pertes, comportement modal, pertes aux courbures). Plus cette courbure est prononcée, plus les pertes de propagation se trouvent diminuées. Cette évolution a été corroborée expérimentalement avec la fabrication d'une famille de fibres montrant des courbures d'arches croissantes pour arriver à une courbure optimale ayant une forme circulaire. Ce type de fibre a alors démontré des pertes de propagation record établissant un nouvel état de l'art mondial (ex. 17 dB/km à 1 μm). Ce résultat a permis de reporter le transport des plus fortes énergies par fibre atteint à ce jour (1 mJ en régime femtoseconde). Des fibres Kagomé à plus larges cœurs (proches de 100 μm de diamètre) ont également été fabriquées avec de faibles pertes (100 dB/km) afin de constituer les guides d'onde de décharge plasmas par onde de surface efficaces. Pour finir, un travail d'optimisation a été mené pour positionner une des bandes de transmission de ces fibres sur des longueurs d'onde spécifiques, notamment 488 nm, étant la raie émise par les plasmas d'argon classiquement utilisée dans les lasers à gaz Argon.

Ensuite, nous avons présenté au cours du troisième chapitre les expériences menées sur l'amorçage de microplasmas à onde de surface. Une étude préalable sur l'amorçage de ces plasmas dans des capillaires de silice a permis de comprendre le comportement de ce type de décharges et les paramètres clés pour l'amorçage à des dimensions transverses proches de celles des fibres optiques à cœur creux. Grâce à cela, la mise en place d'un nouveau banc expérimental a permis de réaliser pour la première fois l'amorçage d'un microplasma microonde à onde de surface dans une fibre optique à cœur creux. L'émission du plasma et le guidage de la lumière par la fibre ont été caractérisés mettant en évidence une très forte ionisation, avec l'observation de raies de l'ion Ar^+ .

Enfin, le dernier chapitre a été consacré à une étude plus théorique sur la dynamique de ce type de plasma créé dans des fibres de dimensions micrométriques. Nous avons eu recours pour cela à deux types de codes de calcul, l'un (développé par Caroline Boisse-Laporte) permettant de caractériser l'onde de surface (caractéristiques de propagation de l'onde) et certaines grandeurs du plasma de manière longitudinale (densité électronique, fréquence de collision électrons-neutres) ; l'autre (développé par Luis Alves) en complément, donnant accès aux variations radiales des quantités caractéristiques d'un milieu plasma. Ces deux codes couplés à des relevés expérimentaux ont montré la création d'un plasma avec une température du gaz proche de 1300 K. Ce plasma présentant une forte densité de puissance et une telle température n'a pas causé de dommage sur la microstructure de la fibre. Cette observation a été expliquée par un très fort confinement de la zone neutre du plasma causée par une gaine électrostatique très importante (par sa taille relative et l'intensité des forces mises en jeu). Aussi, nous avons mis en évidence une contribution différente au chauffage du gaz, par rapport aux décharges créées dans des tubes de dimensions transverses plus importantes, avec une contribution majoritaire de l'accélération des ions plus le cœur de la fibre devient petit venant ainsi limiter l'augmentation de température du gaz.

Les travaux de cette thèse ont fait se rencontrer deux domaines distincts de la physique : le monde des plasmas et la photonique. Cette association inédite a été réalisée au travers des fibres optiques à cristal photonique à cœur creux, et a ouvert de nombreuses perspectives et de futurs travaux. Comme cela est souvent le cas dans ce genre de situation, un large pan de travaux peut être envisagé aussi bien pour améliorer les dispositifs déployés et les performances obtenues, que pour exploiter les résultats des travaux exposés dans diverses applications. Un des jalons, au regard des résultats présentés lors de ce manuscrit, est de faire de cette nouvelle technologie, basée sur une fibre optique à cœur creux remplie d'un milieu plasma, une plateforme efficace pour le développement d'un laser fibré émettant dans le domaine UV et secondement pour des travaux basés sur l'optique non linéaire de ce nouveau milieu qu'est le plasma microonde micro-confiné.

Un des travaux envisagé, qui vient naturellement à la suite de la présentation du projet global à plus long terme et à la suite du contexte dans lequel s'est inscrit ce travail de thèse, consiste en la finalisation avec une démonstration d'un effet laser en refermant ce système en une cavité. Une des voies classiques pouvant être appliquée est l'utilisation de miroir réfléchissant et d'un coupleur de sortie externes. Ils peuvent être placés complètement en dehors du système en présentant un certain rayon de courbure, ou alors placés directement très proche de chaque extrémité de la fibre. Aussi, des systèmes plus intrusifs et compacts pourront être explorés comme l'introduction de fibres dans le cœur de la fibre creuse remplie d'un plasma dont une des faces est recouverte d'un revêtement réfléchissant. A noter que la configuration adoptée dans ces travaux est compatible avec une cavité de type « Littrow » pour une émission laser accordable. Enfin, un possible développement de nos travaux serait d'intégrer des réseaux de Bragg fibrés afin de réaliser un laser tout-fibré.

Une autre suite naturelle des travaux présentés ici, serait le développement de fibres à cœur creux à maille Kagomé à très faibles pertes dans le domaine UV. Suite aux résultats obtenus lors de ces travaux, cette perspective est devenue davantage plausible si la forme hypocycloïdale du cœur est fabriquée avec des ponts de silice plus fins. Aussi, ces fibres Kagomé pour répondre à des besoins de montée en puissance, aussi bien pour développer des lasers UV puissants que pour propager des impulsions laser pour des applications en optique non linéaire, pourraient être travaillées en post-traitement avec, par exemple, l'utilisation de revêtements particuliers sur les parois internes du cœur de la fibre. Un tel procédé de revêtement qui est déjà utilisé au sein du GPPMM, peut être exploité pour pouvoir soutenir des excitations micro-ondes plus puissantes. Enfin, une fibre multi-cœur ou un bundle de fibres peuvent être envisagés pour la montée des puissances optiques émises par le plasma.

Un autre volet qui nécessite d'être amélioré est celui de la taille physique de l'excitateur microonde. En effet, dans le cadre du développement d'une source laser UV, l'objectif de compacité est primordial. C'est pourquoi des travaux ont récemment débuté au sein du GPPMM, avec des premiers résultats très prometteurs, pour tendre à un système d'excitation d'un plasma microonde à onde de surface plus compact. Pour cela, la voie actuellement explorée consiste en la conception d'excitateurs basés sur une technologie microstrip.

Liste des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- DEBORD B., JAMIER R., GÉRÔME F., LEROY O., BOISSE-LAPORTE C., LEPRINCE P., ALVES L. L., BENABID F.: « **Generation and confinement of microwave gas-plasma in photonic dielectric microstructure** », *Optics Express*, vol. 21, no. 21, pp. 25509-25516, 2013.
- DEBORD B., ALHARBI, M., BRADLEY, T., FOURCADE DUTIN, C., WANG, Y. Y., VINCETTI L., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part I: Arc curvature effect on confinement loss** », *Optics Express*, vol. 21, no. 23, pp. 28597-28608, 2013.
- ALHARBI, M., BRADLEY, T.D., DEBORD, B., FOURCADE DUTIN, C., GHOSH, D., VINCETTI, L., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part II: Cladding effect on confinement and bend loss** », *Optics Express*, vol. 21, no. 23, pp. 28609-28616, 2013.
- BRADLEY, T.D., WANG, Y. Y., ALHARBI, M., DEBORD, B., FOURCADE DUTIN, C., BEAUDOU, B., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Optical properties of low loss (70 dB/km) hypocycloid-core Kagome hollow core photonic crystal fiber for Rb and Cs based optical applications** », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 16, pp. 2752–2755, 2013.
- WANG, Y. Y., ALHARBI, M., BRADLEY, T., FOURCADE DUTIN, C., DEBORD, B., BEAUDOU, B., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Hollow-Core Photonic Crystal Fiber for High Power Laser Beam Delivery** », *High power laser journal*, 2013.

Communications à des conférences internationales à comité de lecture

- MOTTAY, E., MUKERJEE, C., PINAL, A., BENABID, F., GÉRÔME, F., BEAUDOU, B., DEBORD, B., FOURCADE DUTIN, C.: « **High Power Fiber Optic Beam Delivery for Industrial Ultrafast Lasers** », *ICALEO, 32nd International congress on applications of lasers & electro-optics*, Hyatt Regency Miami, Floride, USA, 6 - 10 October 2013.
- GÉRÔME, F., DEBORD, B., DONTABACTOUNY, M., ALHARBI, M., FOURCADE DUTIN, C., VINCETTI, L., BENABID, F.: « **Enhanced Inhibited Coupling in hypocycloid core Kagome HC-PCF and milli-Joule Energy Ultra-Short pulse guidance and compression** », *MediNano*, Invited talk, Lyon, France, 30-31 october 2013.
- HUSAKOU, A., FOURCADE DUTIN, C., DEBORD, B., DONTABACTOUNY, M., HONNINGER, C., MOTTAY, E., VINCETTI, L., GÉRÔME, F., BENABID, F.: « **Pulse delivery and solitonic compression in hollow kagome waveguides in regime of photoionization** », *Extreme Nonlinear Optics & Solitons Workshop*, Invited talk, Berlin, Germany, 28-30 october 2013.
- DEBORD, B., DONTABACTOUNY, M., ALHARBI, M., FOURCADE DUTIN, C., HONNINGER, C., MOTTAY, E., VINCETTI, L., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Multi-meter fiber-delivery and compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided micromachining** », *ASSL*, 2013.
- FOURCADE DUTIN, C., DEBORD, B., DONTABACTOUNY, M., HONNINGER, C., MOTTAY, E., VINCETTI, L., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Milli-Joule femtosecond laser-pulse delivery and compression in hypocycloid core Kagome HC-PCF** », *Post-Deadline CLEO US*, CTh5C.7, San Jose, California, 9 - 14 June 2013.
- ALHARBI, M., BRADLEY, T.D., DEBORD, B., FOURCADE DUTIN, C., GHOSH, D., VINCETTI, L., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Cladding effect on confinement and bend losses in hypocycloid-core Kagome HC-PCF** », *CLEO US*, CTu2K.7, San Jose, California, 9 - 14 June 2013.
- DEBORD, B., ALHARBI, M., BRADLEY, T.D., FOURCADE DUTIN, C., WANG, Y. Y., VINCETTI, L., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Cups curvature effect on confinement loss in hypocycloid-core Kagome HC-PCF** », *CLEO US*, CTu2K.4, San Jose, California, 9 - 14 June 2013.
- DEBORD, B., GÉRÔME, F., JAMIER, R., ALVES, L.L., LEROY, O., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., BENABID, F. : « **Micro-confinement of microwave-plasma in photonic structures** », *CLEO US*, CTu3K.6, San Jose, California, 9 - 14 June 2013.
- VIAL, F., GADONNA, K., DEBORD, B., GÉRÔME, F., JAMIER, R., LEROY, O., LEPRINCE, P., BOISSE-LAPORTE, C., BENABID, F. : « **Microwave split-ring resonator for microplasmas generation in hollow-core optical waveguides** », *CLEO US*, CTu3K.7, San Jose, California, 9 - 14 June 2013.

- DEBORD, B., GÉRÔME, F., JAMIER, R., GADONNA, K., VIAL, F., LEROY, O., LEPRINCE, P., BOISSE-LAPORTE, C., ALVES, L.L., BENABID, F. : « **Plasma photonics in Hollow-Core Photonic Crystal Fibers** », *ICTON*, Invited paper, 2013.
- VIAL, F., GADONNA, K., DEBORD, B., GÉRÔME, F., JAMIER, R., LEROY, O., LEPRINCE, P., BOISSE-LAPORTE, C., BENABID, F. : « **Generation of a Microwave Microplasma in an Ar-filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber based on a Microstrip Split- Ring Resonator** », *ICPIG*, 2013.
- ALVES, L.L., DEBORD, B., GÉRÔME, F., JAMIER, R., LEROY, O., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., BENABID, F. : « **Microwave-driven plasmas in Hollow-Core Photonic Crystal Fibres** », *ICPIG*, Invited paper, 2013.
- MACHINET, G., DEBORD, B., KLING, R., LOPEZ, J., GÉRÔME, F., BENABID, F., DUPRIEZ, P. : « **High average power and high energy transport of femtosecond pulses with a low loss Kagome hollow-core photonic crystal fiber for micromachining** », *CLEO Europe*, 2013.
- LEROY, O., DEBORD, B., LEPRINCE, P., BOISSE-LAPORTE, C., ALVES, L.L., JAMIER, R., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Generation of plasmas in 100 μm core diameter capillaries using a microwave excitation based on a surfatron** », *Escampig*, Viana do Castelo, Portugal, 10 - 14 July 2012.
- ALVES, L.L., DEBORD, B., BENABID, F., GÉRÔME, F., JAMIER, R. : « **Modelling of microwave-driven micro-plasmas in HCPCF** », *Escampig*, Viana do Castelo, Portugal, 10 - 14 July 2012.
- ALVES, L.L., DEBORD, B., BENABID, F., GÉRÔME, F., JAMIER, R. : « **The radial structure of microwave micro-plasmas in HCPCF** », *39th European Physical Society Conference on Plasma Physics*, Stockholm, Sweden, 2-6 July 2012.
- DEBORD, B., GÉRÔME, F., JAMIER, R., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., LEROY, O., BLONDY, J.-M., BENABID, F. : « **Microwave resonator for generation of microplasmas in Hollow-Core Photonic Crystal Fibers** », *CLEO US*, CM3N.6, San Jose, California, 6 - 11 May 2012.
- DEBORD, B., JAMIER, R., GÉRÔME, F., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., LEROY, O., BLONDY, J.-M., BENABID, F. : « **First Ignition of an UV Microwave Microplasma in Ar-filled Hollow-Core Photonic Crystal Fibers** », *ECOC*, Mo.2.LeCervin.5, Geneva, Switzerland, 19 - 21 September 2011.
- DEBORD, B., JAMIER, R., GÉRÔME, F., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., LEROY, O., BLONDY, J.-M., BENABID, F. : « **UV light generation induced by microwave microplasma in hollow-core optical waveguides** », *VIth International Workshop on Microplasmas*, Paris, France, 3 - 6 April 2011.

- DEBORD, B., JAMIER, R., GÉRÔME, F., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., LEROY, O., BLONDY, J.-M., BENABID, F. : « **UV light generation induced by microwave microplasma in hollow-core optical waveguides** », *CLEO US*, CThD5, Baltimore, Maryland, 1 - 6 May 2011.

Communications à des conférences nationales à comité de lecture

- DEBORD, B., JAMIER, R., GÉRÔME, F., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., LEROY, O., ALVES, L.L., BLONDY, J.-M., BENABID, F.: « **Génération de microplasmas dans des fibres optiques à cœur creux** », 31^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée, Lyon, 10-12 Juillet 2012.

- LEROY, O., DEBORD, B., LEPRINCE, P., BOISSE-LAPORTE, C., JAMIER, R., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Plasma micro-onde dans des fibres capillaires de 100 μm de diamètre** », 12^{ème} congrès de la Division Plasmas de la Société Française de Physique, Polytech Orléans, 22-24 Mai 2012.

- DEBORD, B., , R., GÉRÔME, F., BOISSE-LAPORTE, C., LEPRINCE, P., LEROY, O., BLONDY, J.-M., BENABID, F. : « **Source de lumière UV générée par microplasma microonde dans des guides d'onde à cœur creux** », 30^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée, Marseille, 4-7 juillet 2011.

Brevets

- GÉRÔME, F., BENABID, F., JAMIER, R., DEBORD, B., BLONDY, J.-M., LEPRINCE, P. : « **Dispositif d'excitation d'une colonne de gaz enfermée dans une fibre optique à cœur creux** », n° FR1153677 - WO2012146874
- DEBORD, B., GÉRÔME, F., BENABID, F. : « **Guide d'onde à cœur creux avec un contour hypocycloïdal** » (en cours de dépôt), 2013.

Résumé : Une association originale d'une excitation microonde non-intrusive et sans électrode avec une fibre à cœur creux à cristal photonique (HC-PCF) a permis pour la première fois la génération et le confinement d'un plasma dans une structure photonique, ouvrant ainsi l'avènement d'une nouvelle discipline : "Plasma Photonics". Ces travaux comprennent une étude théorique et expérimentale pour exacerber le "couplage inhibé" d'une HC-PCF à maille de Kagomé. Ceux-ci ont mené au développement d'une HC-PCF présentant des pertes record de 17 dB/km à 1 μm et avec une forte courbure des arches formant le contour du cœur hypocycloïdal. Les résultats démontrent que l'exacerbation de cette forme hypocycloïdale présente 3 mérites : une diminution des pertes de propagation, un recouvrement de la puissance optique avec la silice très fortement réduit et enfin l'obtention d'un meilleur contenu modal. Basée sur cette étude, une fibre Kagomé à large cœur (*i.e.* un diamètre de cœur $\sim 100 \mu\text{m}$) et guidant efficacement autour de 488 nm a été développée afin de faciliter la génération d'un plasma microonde stable. La génération de ce dernier repose sur un système original d'excitation et de maintien par une onde de surface microonde, et a donné lieu, pour la première fois, à la génération et au confinement d'un plasma au sein du cœur micrométrique d'une HC-PCF. Malgré le fait que la température du plasma soit proche de celle de la transformation du matériau microstructuré environnant, celui-ci est préservé. Ceci est expliqué théoriquement par une dynamique du plasma particulière à ces échelles micrométriques avec un rôle important joué par une gaine de charge d'espace près de la paroi interne du cœur.

Abstract: A novel scheme enabling for the first time the generation and confinement of microwave plasma in a hollow-core photonic crystal fibre (HC-PCF) is achieved, thus paving the way to the advent of "Plasma photonics". This is achieved by combining a non-intrusive and electrode-free microwave excitation with specifically designed HC-PCF. This work includes a theoretical and experimental study to enhance the "inhibited coupling" of a Kagomé cladding lattice HC-PCF. This led to the development of a HC-PCF with a record transmission loss of 17 dB/km at 1 μm , and exhibiting a hollow-core with hypocycloid contour with strong arc curvature. The results show that the enhancing of this core contour negative curvature has three virtues: the propagation losses are strongly reduced, the optical power overlap with silica core-surround is diminished and finally, a better modal content is obtained. Based on these findings, a large core (*i.e.* a core diameter of ~ 100 microns) Kagome HC-PCF and guiding around 488 nm is fabricated to facilitate the generation of stable microwave plasma. The generation of the latter is based on an original excitation and is sustained by a microwave surface-wave, which is turn led for the first time, to the generation and confinement of a plasma in the micrometric core of the HC-PCF. Despite the fact that the plasma has a temperature value close to that of the surrounding microstructured glassy material, the latter integrity is preserved. This is explained theoretically by a particular plasma dynamics at this micrometer scale with an important role played by a space charge sheath near the inner wall of the core.