Université de Limoges

Ecole doctorale 521 : Sciences et ingénierie pour l'information, mathématiques

Faculté des sciences et techniques

Laboratoire Xlim UMR CNRS n°7252
Département photonique

Université Tunis El Manar

Ecole doctorale : Sciences et techniques de l'ingénieur

Ecole nationale d'ingénieurs de Tunis

Laboratoire SERCOM

Etude théorique et expérimentale de composants innovants à fibres optiques multiples

Thèse en vue de l'obtention du grade de

Docteur (Phd.) de l'Université de Limoges Et Docteur de l'université Tunis El Manar

Spécialité: Systèmes de communications

Présentée et soutenue le 30/05/2016

Par : **Aymen BELHADJ TAHER**

Jury :

Rapporteurs

- M. Mourad MNIF : Professeur à SUPCOM, Tunisie
- M. Christos SIMOS: Maitre assistant à l'Institut d'Education Technologique de Sterea Ellada

Examinateurs

- M. Mourad ZGHAL : Professeur à SUPCOM, Tunisie **(Président)**
- M. Philippe DI BIN : Professeur à l'Université de Limoges **(Directeur de thèse)**
- M. Rabah ATTIA : Professeur à l'Ecole Polytechnique de Tunisie **(Directeur de thèse)**
- M. Faouzi BAHLOUL : Maître de Conférences à l'ENIT, Tunisie **(Co-directeur de thèse)**
- M. Dominique PAGNOUX : Chargé de Recherches CNRS, XLIM, Université de Limoges

Dédicaces

A mon père Abdelhamid

A ma mère Zohra

A mes frères

A toute la famille

A ceux que j'aime

Je dédie ce modeste travail

Remerciements

Dans le cadre d'une thèse de doctorat, la coopération entre l'Université de Limoges et l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis (ENIT) et l'université de Limoges m'a permis de découvrir le monde de la recherche, d'enrichir mes connaissances et développer mes compétences. Avant de présenter mon travail, j'adresse ces mots qui sortent du fond de mon cœur à toutes les personnes qui m'ont aidé et encadré pour réaliser ce travail.

J'aimerais tout d'abord exprimer ma reconnaissance à monsieur Faouzi BAHLOUL, qui m'a accompagné durant toutes ces années. Je le remercie de m'avoir offert la possibilité de faire ce projet de thèse en cotutelle et de m'avoir fait confiance depuis ma première année de Mastère. Je lui suis reconnaissant pour le suivi de mon travail, et pour sa grande compétence qui m'a donné le gout de la recherche. Je souhaite lui exprimer ma gratitude pour son encadrement, ses enseignement, ses conseils, sa disponibilité et son soutient en toutes circonstances. Sa patience dans mon suivi m'a énormément appris touché.

Mes remerciements vont également à mes directeurs de thèse, messieurs Philippe DI BIN et Rabah ATTIA. D'une part, je souhaite également remercier sincèrement monsieur Philippe, de m'avoir permis de mener à bien ce projet de cotutelle de thèse. Merci de m'avoir accueilli en stages dans son laboratoire. Je lui suis reconnaissant pour son soutien financier et administratif considérable durant mes séjours à Limoges. Je le remercie profondément pour ses idées, ses conseils bénéfiques, son intérêt et sa grande disponibilité qui m'ont aidé à concrétiser les objectifs fixés. J'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail doctoral. Ce travail doctoral n'aurait pu progresser sans son soutien. A mon tour, je n'ai pas hésité, à tirer profit de sa bonne volonté et surtout de l'intérêt qu'accordé à mon travail, ce qui m'a permis de réaliser soigneusement cette thèse. Je souhaite à tous les étudiants d'avoir un encadrant très sérieux et compétant comme monsieur Philippe. D'autre part, je voudrais exprimer ma gratitude à monsieur Rabah pour tous ses encouragements et son soutien financier, technique et administratif tout au long de ma thèse.

Je suis très reconnaissant au doctorant Etienne Tartaret-Josnière pour toute sa contribution scientifique et pour avoir mis au point les techniques de fabrication et de caractérisation liées

à mon projet. Il m'a accompagné pendant les séjours que j'ai passés à Limoges. Je le remercie également pour son travail énorme, sa patience et sa gentillesse.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Jacques Bures, professeur à l'école polytechnique de Montréal, Québec, Canada pour son aide concernant le phénomène de couplage et le critère d'adiabaticité dans les tapers. Je tiens à remercier aussi, les docteurs Simon Laflamme et Xavier Daxhelet pour leur assistance dans les calculs numériques.

Je tiens à remercier Monsieur Philippe Roy, chargé de recherche CNRS (XLIM) pour son aide à la fabrication des cannes microstructurées. Mes remerciements s'adressent aussi au doctorant Mathieu Jossent pour sa contribution à la caractérisation de notre composant fabriqué.

Je tiens à témoigner ma sincère gratitude et adresser mes vifs remerciements à Monsieur Mourad ZGHAL, Professeur à l'Ecole supérieure des communications de Tunis en acceptant de présider le jury.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Mourad MNIF, Professeur à l'Ecole supérieure des communications de Tunis, et Monsieur Christos SIMOS Maitre assistant à l'Institut d'Education Technologique de Sterea Ellada, qui ont accepté la tache de rapporteur de ce travail.

Je remercie Monsieur Dominique PAGNOUX, Chargé de Recherches CNRS, Institut de recherche XLIM, Université de Limoges, qui a accepté d'évaluer mon travail.

J'adresse également mes remerciements à mes amis Badr Shalaby (post-doc), Khmaeis Guesmi (docteur) Mohamed Rammel (doctorant). Je les salue pour leurs humeurs quotidiennes et pour tous les bons moments que nous avons passés ensemble.

Enfin, je voudrais remercier l'ensemble de mes proches, en particulier mon père et ma mère pour toutes leurs prières et mes frères pour tous leurs encouragements et leurs soutiens.

Merci à tous !!!

Table des matières

Introduction générale **1**

Chapitre I : Contexte et état de l'art **6**

Introduction : 8

A. Applications de la conversion modale 8

1. Multiplexeur de mode 8

2. Compensateur de dispersion chromatique 8

B. Solutions existantes pour la conversion modale entre deux fibres de nature différente 9

3. Solutions non fibrées 9

a. Dispositif à lame de phase 9

b. Dispositif à lame de phase et interféromètre de Mach-Zehnder avec inversion d'image 10

4. Solution fibrée 11

a. Conversion par raccordement (SMF-FMAS) 11

b. Dispositif à base des interférences multimodes 12

c. Réseau de fibre à longue période (LPFG) 14

d. Coupleur directionnel fusionné 15

e. Coupleur sélectif de mode à base de AS-FGPR 16

f. Taper biconique simple 17

g. Taper microstructuré conique 18

C. Résumé des solutions actuelles 19

D. Solution proposée 21

Conclusion : 22

Chapitre II : Bases théoriques du phénomène de couplage et du critère d'adiabaticité **23**

Introduction : 25

A. Théorie des modes couplés 25

1. Faible perturbation 27

2. Forte perturbation 27

a. Cas de deux fibres parallèles 27

b. Cas de fibre effilée (Taper) 30

B. Adiabaticité et coupure du mode fondamental dans un taper 35

1. Cas de fibre SMF effilée 35

a. Coupure du mode fondamental 35

b. Adiabaticité 36

2. Cas d'une fibre FMAS effilée 38
a. Coupure du mode fondamental 38
b. Adiabaticité 40
3. Cas d'une SMF insérée dans une canne microstructurée air-silice (MAS) 43
a. Coupure du mode fondamental 43
b. Adiabaticité 44
Conclusion : 44
Chapitre III : Etude numérique du phénomène de couplage et d'excitation des modes 45
Introduction : 47
A. Outils numériques 47
1. Femlab 47
2. Beamprop 48
3. Matlab 48
a. Calcul des coefficients de couplages 48
b. Critère d'adiabaticité 49
c. Intégrale de recouvrement α^2 49
B. Taper SMF 50
1. SMF effilée 50
a. SMF à gaine infinie 50
b. SMF à gaine finie 51
2. Canne microstructurée air-silice effilée 52
3. SMF insérée dans une Canne MAS effilée 55
C. Bi-taper SMF 58
1. Géométrie 58
2. Influence de coefficient de réduction CR 59
3. Influence de la longueur L 61
D. Excitation du mode fondamental dans une fibre FMF 64
1. Fibre FMF 64
2. FMF insérée dans une canne MAS effilée 65
3. Excitation sélective 66
a. Principe : conversion modale 66
b. Etude de la propagation par BPM 68
E. Excitation sélective du mode LP_{01} et LP_{02} dans une fibre multimode multicouche 74
1. Fibre multimode multicouches (MCMF) 74

2. MCMF insérée dans une canne MAS effilée 75
3. Excitation sélective du mode fondamental 76
a. Principe de la conversion modale 76
b. Etude de la propagation par BPM 78
4. Excitation sélective du mode LP_{02} 82
a. Principe de la conversion modale 82
b. Etude de la propagation par BPM 84
Conclusion 89
Chapitre IV : Fabrication et caractérisation du bi-taper à base de canne MAS 90
Introduction : 92
A. Modélisation de la forme des tapers 92
B. Banc de réalisation expérimentale 95
1. Banc de fusion-étirage 95
2. Contrôle de flamme et de l'étirage 97
a. Contrôle de la flamme 97
b. Contrôle dimensionnel transversal en cours d'étirage 98
3. Caractérisation post-étirage 98
a. Profilométrie longitudinale 98
b. Visualisation transversale 100
c. Mesure des pertes 101
C. Réalisation 102
1. Cannes utilisées 102
a. Cannes à 2 couronnes de 1.8mm de diamètre 102
b. Canne à 4 couronnes de 3.8mm de diamètre 102
2. Validation du principe d'un bi-taper 102
a. Optimisation de condition d'étirage 102
b. Fibre unique insérée dans une canne à 2 couronnes 107
c. Deux fibres insérées dans une canne à 2 couronnes 111
d. Fibre unique insérée dans une canne à 4 couronnes 112
3. Excitation du mode fondamental dans une fibre FMF 116
Conclusion : 119
Conclusion générale 122
Bibliographie 124

Acronymes

MDM : Mode-Division-Multiplexing.

FMF: Few Mode Fiber.

SMF: Single Mode Fiber.

MMF : Multimode Fiber.

MZI : Interféromètre de Mach-Zehnder.

FMAS : Fibre Microstructurée Air-Silice.

MMI: Interference Multimode.

LPFG: Long-Period Fiber Grating.

FSM: Fundamental Space-filling Mode.

CR : Coefficient de réduction.

BPM : Beam Propagation Method.

MAS : Microstructure Air-Silice.

CMAS : Canne Microstructure Air-Silice.

MCMF : Fibre Multimode multicouche.

MPI : Multi-Path-Interference.

Symboles

$\beta^{(m)}$: Constante de propagation du mode m

Λ : Distance inter trou

CR : Coefficient de réduction global

L : Longueur du taper

CR_L : Coefficient de réduction local

E : Vecteur champ électrique

e_q : Vecteur champ électrique d'un mode q

H : Vecteur champ magnétique

h_q : Vecteur champ magnétique d'un mode q

C_{ql} : Coefficient de couplage entre le mode q et l

L_c : Longueur de couplage

N_q : Constante de normalisation d'un mode q

k : Nombre d'onde dans le vide

ρ_c : Rayon du cœur de la fibre

n_c : Indice de réfraction du cœur

n_{FSM} : Indice « Filling Space Mode »

n_{eff} : Indice effectif du mode

α^2 : Intégrale de recouvrement

$\hat{\Psi}_q$: Champ radial normalisé d'un mode scalaire q

Liste des figures

Figure I-1: Compensateur de dispersion chromatique basé sur une fibre utilisant mode d'ordre supérieur..9
Figure I-2: Schéma de lames de phase pour la production de modes d'ordre supérieur.....9
Figure I-3: Principe de fonctionnement du convertisseur de mode à base de lame de phase.....10
Figure I-4: Configuration de multiplexeur de mode [54].....10
Figure I-5: Diagramme de MZI avec inversion d'image [54].....11
Figure I-6: Schéma descriptif de la solution pour l'excitation des modes [54] 11
Figure I-7: illustration du processus d'épissage par fusion, a) épissage de la fibre SMF et FMAS à petit cœur, b) distribution de la température le long de la direction longitudinale de la FMAS lors de raccordement, c) obtention d'une partie d'effondrement optimale lors de raccordement [55] 12
Figure I-8: Structure formée par une section de fibre multimode qui interconnecte deux fibres de nature différente 12
Figure I-9: Exemple de profils de champs latéraux d'amplitude normalisée correspondant aux 9 premiers modes guidés dans un guide d'ondes multimode à saut d'indice [56] 13
Figure I-10: a) Structure de convertisseur de mode, b) l'évolution du champ tout au long de la structure [62] 14
Figure I-11: Couplage du mode du cœur au mode de gaine au niveau du réseau à longue période……..14
Figure I-12: Mécanisme pour créer LPG [66].....15
Figure I-13: Section du coupleur au niveau du waist, a) avant la fusion et b) après la fusion [67] 15
Figure I-14: Schéma du coupleur directionnel fusionné permet d'exciter des modes d'ordres supérieurs dans une fibre FMF/MMF à partir du mode LP01 de fibre SMF [18] 16
Figure I-15: Structure de coupleur de mode [72] 17
Figure I-16: Schéma des trois coupleurs à base d'AS-PBGF en cascade [72].....17
Figure I-17: Schéma d'un raccordement conique entre une fibre monomode (SMF) et multimode (MMF) [16] 18
Figure I-18: Transition entre deux fibres SMFs dissemblables et FMAS [76] 19
Figure I-19: Schéma explicatif de la solution proposée 21
Figure II-1: a) Coupe transversale d'un coupleur à fibre 2 cœurs et b) mode fondamental calculé dans un coeur pris à l'isolement.....29
Figure II-2: Couplage d'énergie d'un guide à un autre dans une structure formée de deux cœurs identiques parallèles.....29
Figure II-3: Variation d'amplitude des modes dans la structure formée par deux cœurs identiques parallèles séparés d'une distance de 15µm 30
Figure II-4: Illustration de la géométrie de la fibre SMF effilée 31
Figure II-5: Répartitions des champs du mode a) LP_{01} et b) LP_{02} dans une FMAS qui peuvent se coupler tout au de l'effilement (Simulation par Femlab).....34
Figure II-6: Variation d'indice effectif du mode fondamental le long d'une SMF effilée à λ=1.55µm.....35
Figure II-7: SMF effilée présentant une gaine finie entourant de l'air 36
Figure II-8: a) Fibre FMAS [82] et b) sa structure équivalente.....39
Figure II-9: Répartitions des champs de modes a) fondamental du cœur, b) LP_{02} de gaine et c) LP_{03} de gaine calculés sur la structure équivalente à CR=1 39
Figure II-10: a) Structure du taper FMAS simulé en 3D (Les trous d'air sont représentés par les zones de couleurs. La silice n'est pas représentée graphiquement), et b) son profil d'indice (coupe transversale). .40
Figure II-11: Répartitions du champ à la sortie du taper pour différentes longueurs L (d/Λ=0.6, Λ =8µm et CR=0.2).....41
Figure II-12: Variation des pertes fonction de la longueur du taper pour une fibre FMAS effilée avec un CR=0.2 et (d/Λ=0.6, Λ =8µm) 41
Figure II-13: Bitaper en 3D, illustrant la fibre SMF insérée dans une canne MAS 43

Figure II-14: Coupe transversale de la structure formée par une fibre SMF insérée dans une canne MAS avec un a) CR=1 et b) CR=0.44 43
Figure III-1: Répartition des modes (a) LP_{01} et (b) LP_{02} avec Femlab 47
Figure III-2: Répartition des modes (a) LP_{01} (b) LP_{02} avec BeamProp. 48
Figure III-3: Schéma illustrant le principe de calcul de l'intégrale de recouvrement 50
Figure III-4: Variation d'indice effectif du mode fondamental LP_{01} dans une fibre à gaine infinie en fonction de CR 51
Figure III-5: Répartition du champ de mode du cœur a) LP_{01} et de gaine b) LP_{02} et c) LP_{03} à CR=1 dans une fibre à gaine supposée infinie 51
Figure III-6: Variation d'indice effectif du mode fondamental LP_{01} dans une fibre SMF à gaine finie en fonction de CR 52
Figure III-7: Géométrie de la canne microstructurée air-silice 53
Figure III-8: Répartition des modes LP_{01} à a) CR=1 et b) CR=0.1 dans une canne MAS 53
Figure III-9: Variation d'indice effectif des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} en fonction de CR dans une canne MAS effilée 54
Figure III-10: Géométrie de la SMF insérée dans une Canne MAS 55
Figure III-11: Répartition du champ en fonction de CR pour L=3cm. 55
Figure III-12: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR dans une SMF insérée dans la canne MAS 56
Figure III-13: Variation d'indice effectif du mode fondamental dans une canne MAS et de SMF insérée dans une canne MAS 56
Figure III-14: Mode fondamental à CR=0.1 de a) SMF insérée dans la canne MAS et b) canne MAS. 57
Figure III-15: Bi-taper SMF (4 couronnes) 58
Figure III-16: Répartitions du champ au waist dans un bi-taper SMF-SMF pour une longueur du taper L=3cm et a) CR=0.1, b) CR=0.2 et c) CR=0.3 59
Figure III-17: Profils du champ tout au long du taper SMF (SMF insérée dans une canne MAS) de longueur 3cm et de CR= {0.1, 0.2, 0.3 et 1} 60
Figure III-18: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-SMF de longueur L=1cm et CR=0.1 61
Figure III-19: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-SMF de longueur L=2cm et CR=0.1 .62
Figure III-20: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-SMF de longueur L=3cm et CR=0.1 .62
Figure III-21: Variation du critère d'adiabaticité dans un taper SMF pour a) L=1cm et b) L=3cm avec un CR=0.1 64
Figure III-22: Variation d'indice effectif du mode fondamental de la FMF insérée dans la canne MAS en fonction de CR 65
Figure III-23: Schéma explicatif de la méthode d'identification de la valeur de CR pour l'excitation du mode fondamental dans la fibre de sortie 66
Figure III-24: Variation des indices effectifs du mode LP_{01} dans les structures formées par la SMF et la FMF insérées dans une canne MAS en fonction de CR 67
Figure III-25: Variation de l'intégrale de recouvrement entre les modes LP_{01} de la fibre SMF et de la FMF insérées dans la MAS en fonction de CR 68
Figure III-26: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-FMF de longueur L=3cm et CR=0.1 .69
Figure III-27: Répartition du champ à la sortie du bi-taper SMF-FMF pour a) CR=0.1 et b) CR=0.3 69
Figure III-28: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR dans une SMF insérée dans la canne MAS 71
Figure III-29: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR dans une FMF insérée dans la canne MAS 72
Figure III-30: Variation du critère d'adiabaticité dans un taper, a) SMF et b) FMF 73

Figure III-31: Variation d'amplitudes des modes LP_{01} et LP_{02} tout au long du bi-taper SMF-FMF.....74
Figure III-32: Profil d'indice de la fibre MCMF.....75
Figure III-33: Variation d'indice effectif du mode fondamental en fonction de CR une fibre MCMF insérée dans une canne MAS.....76
Figure III-34: Propagation du mode fondamental dans un taper SMF et MCMF avec L=30mm et CR=0.1…. 77
Figure III-35: Variation des indices effectifs du mode LP_{01} en fonction de CR dans les structures formées par SMF et MCMF insérées dans une canne MAS 77
Figure III-36: Variation de l'intégrale de recouvrement entre les modes LP_{01} de la fibre SMF et de la MCMF insérées dans la MAS en fonction de CR 78
Figure III-37: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-MCMF de longueur L=3cm et CR=0.1……....79
Figure III-38: Répartition du champ à la sortie du bi-taper SMF-MCMF pour a) CR=0.1, b) CR=0.2 et c) CR=0.3 79
Figure III-39: Variation d'indice effectif des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} en fonction de CR dans une MCMF insérée dans la canne MAS.....81
Figure III-40: Variation de critère d'adiabaticité dans un taper MCMF.....81
Figure III-41: Variation d'amplitudes des modes LP_{01} et LP_{02} tout au long du bi-taper SMF-MCMF.....82
Figure III-42: Propagation du mode fondamental dans les tapers SMF et MCMF pour L=3cm et CR=0.3……83
Figure III-43: Variation d'indice effectifs du mode LP_{01} (SMF insérée dans la canne MAS) et LP_{02} (MCMF insérée dans la canne MAS) en fonction de CR.....83
Figure III-44: Répartitions du champ tout au long du bi-taper SMF-MCMF de longueur L=3cm et CR=0.3. 84
Figure III-45: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR dans une SMF insérée dans une canne MAS.....86
Figure III-46: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR dans une MCMF insérée dans une canne MAS.....87
Figure III-47: Variation de critère d'adiabaticité en fonction de longueur L=30mm et CR=0.3 dans un taper SMF.....87
Figure III-48: Variation de critère d'adiabaticité en fonction de longueur L=30mm et CR=0.3 dans un taper MCMF……88
Figure III-49: Variation d'amplitudes des modes LP01 et LP02 tout au long du bi-taper SMF-MCMF avec L=3cm et CR=0.3.....88
Figure IV-1: Schéma de principe des étapes de fabrication 93
Figure IV-2: Schéma du mouvement du brûleur pour former des transitions.....93
Figure IV-3: Différentes formes du taper en fonction de α.....94
Figure IV-4: Système de fusion-étirage 95
Figure IV-5: Automatisation du banc fusion-étirage.....96
Figure IV-6: Vue de dessus [84] 97
Figure IV-7: Système de contrôle de la flamme : a) implémentation de la caméra devant la flamme b) prise d'image de la flamme avec ses dimensions.....97
Figure IV-8: Système de contrôle d'étirage en temps réel : a) Position de la caméra devant la canne et b) exemple d'image de la canne au cours d'étirage.....98
Figure IV-9: a) Banc de profilométrie et b) l'interface de l'application Matlab 99
Figure IV-10: Profil haut, bas et moyen de l'image finale 99
Figure IV-11: Approximation par des cylindres de la forme du taper 100
Figure IV-12: Banc de visualisation de la section transverse des composants réalisés.....100

Figure IV-13: Montage pour la visualisation du champ guidé 101
Figure IV-14: Montage permettant la mesure des pertes 101
Figure IV-15: Une section d'une canne microstructurée de 1.8mm de diamètre.....102
Figure IV-16: Une section d'une canne microstructurée de 3.8mm de diamètre.....102
Figure IV-17: a) La fibre à l'intérieur du trou central avant la fusion avec les bords du trou b) fusion partielle de la fibre dans le trou central c) fusion totale de la fibre dans le trou central 103
Figure IV-18: Dissymétrie de la structure due au chauffage latéral, pour différents niveaux de réduction.....104
Figure IV-19: Images de la section transverse au niveau de a) CR=0.44, b) CR=0.21, c) CR=0.12 et d) CR=0.37 104
Figure IV-20: Schéma illustrant le désaxage qui peut se produit lors de l'étirage 105
Figure IV-21: Variation du profil moyen des 3 structures dans le plan ZX 105
Figure IV-22: Variation du profil moyen des 3 structures dans le plan ZY 106
Figure IV-23: Forme d'une structure dans les deux plans XZ et XY 108
Figure IV-24: Bi-taper fabriqué et une structure ayant un défaut géométrique simulée sur BeamProp ...110
Figure IV-25: Schéma d'expérience de mesures de pertes lors d'une fusion-étirage 110
Figure IV-26: Schéma explicatif de la structure fabriquée.....111
Figure IV-27: Forme du bitaper en utilisant les cannes à 4 couronnes 113
Figure IV-28: Géométrie des trous pour différentes section du bi-taper.....113
Figure IV-29: Répartition du champ de mode LP02 à CR=0.36.....115
Figure IV-30: a) Coupe longitudinale de la structure avec deux fibres insérées b) et sa coupe transversale [94] 116
Figure IV-31: Section longitudinale de la canne après la fabrication [94].....116
Figure IV-32: Profil réel du bitaper fabriquée et simulé en fonction de la longueur de la structure.....117
Figure IV-33: Profil du champ obtenu est constitué a) du mode LP_{01} et du b) mode LP_{11} 118

Liste des tableaux

Tableau I-1: Inconvénients et avantages des solutions existantes dans la littérature qui assurent la conversion modale.....20

Tableau III-1: Répartition des modes dans une SMF à gaine finie pour différents CR 52
Tableau III-2: Répartition des modes dans une CMAS pour différents CR.....54
Tableau III-3: Variation de l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{01} de la canne MAS et LP_{01} de la canne MAS avec une fibre SMF insérée 57
Tableau III-4: Variation des pertes du mode fondamental LP_{01} au waist et à la sortie du bi-taper SMF-SMF avec L=3cm et différents CR.....61
Tableau III-5: Variation de l'intégrale de recouvrement au waist du bi-taper SMF-SMF entre le mode issu de la propagation et le mode fondamental LP_{01}.....63
Tableau III-6: Variation des pertes du mode fondamental LP_{01} calculé à la sortie et au waist du bi-taper SMF-SMF en fonction de la longueur L 63
Tableau III-7: Répartitions des modes supportés par la fibre FMF.....64
Tableau III-8: Répartitions des modes à CR=0.1 dans une FMF insérée dans une canne MAS.....65
Tableau III-9: Variation de α^2 et de perte au waist et à la sortie du bi-taper SMF-FMF pour différents valeurs de CR avec L=30mm 70
Tableau III-10: Variation de α^2 et de la perteen fonction de la longueur dans un bi-taper SMF-FMF avec CR=0.1 70
Tableau III-11: Répartitions des modes dans une MCMF 75
Tableau III-12: Répartitions des modes dans une MCMF insérée dans une canne MAS pour CR=0.1 76
Tableau III-13: Variation de α^2 et de perte au waist et à la sortie du bi-taper SMF-MCMF pour différents valeurs de CR avec L=30mm 80
Tableau III-14: Variation de α^2 et de la perte en fonction de la longueur L dans un bi-taper SMF-MCMF avec CR=0.1 80
Tableau III-15: Variation de α^2 au waist et à la sortie pour différents CR dans un bi-taper SMF-MCMF.85
Tableau III-16: Variation de α^2 et de perte en fonction de la longueur L au waist et à la sortie du bitaper SMF-MCMF avec CR=0.3 au waist.....85
Tableau IV-1: Répartition des champs pour différentes sections du bi-taper SMF-SMF avec différents condition de propreté.....107
Tableau IV-2: Répartition des champs pour différents coefficients de réduction CR et niveau de puissance…….……..…108
Tableau IV-3: Répartitions des champs obtenues expérimentalement et par des simulations BPM pour différents CR 109
Tableau IV-4: Répartition des champs pour différents CR et niveau de puissance dans un bi-taper à 2 fibres SMF insérées 112
Tableau IV-5: Répartition des champs pour différentes sections du bi-taper (Deus SMFs insérées dans une canne à 4 couronnes) 114
Tableau IV-6: Distribution des champs dans un bi-taper SMF-SMF à 4 couronnes pour différentes valeurs des fluctuations de puissance.....115
Tableau IV-7: Profils des champs à l'entrée et à la sortie du bi-taper SMF-FMF obtenus lors de la fabrication et par simulation BPM 117

Introduction générale

Introduction générale

Les concepteurs de systèmes de transmissions par fibres optiques sont en recherche permanente de nouvelles méthodes pour augmenter les débits disponibles sur une fibre seule. Parmi les voies qui font l'objet d'un intérêt croissant, le multiplexage spatial (Spatial Division Multiplexing SDM) aussi appelé multiplexage modal dans les fibres faiblement multimodes (Few Mode Fiber FMF) permettrait de surmonter ces limites dans la fibre SMF [1-6].

Pour des systèmes de multiplexage modal, un multiplexeur spatial est nécessaire afin de multiplexer plusieurs signaux issus de nombreuses SMFs sur plusieurs modes d'une seule FMF. Cela nécessite un convertisseur de mode [7], qui permet de convertir le mode fondamental LP_{01} de la fibre SMF vers des modes d'ordres supérieurs dans la FMF.

L'excitation sélective d'un mode dans une fibre FMF a été l'objet des plusieurs travaux de recherche. En effet, un convertisseur de mode peut être réalisé par l'utilisation de lames de phase [8], démodulateurs spatiaux de lumière [5], des réseaux à longue période (LPG) [6], des coupleurs directionnels sélectifs de modes à base de fibres optiques [9-13] et à base de structure effilée [14-17]. Ces coupleurs sélectifs sont considérés comme un élément indispensable pour certains dispositifs à fibre multimode, tels que : les capteurs, les modulateurs d'amplitude et les compensateurs de dispersion chromatique [18-20].

Les fibres optiques effilées aussi nommées fibres coniques ou « tapers » [21-22] ont des applications dans les communications optiques telles que le couplage entre les fibres de natures différentes [14, 23], les capteurs et en instrumentation [24-25], la technologie de l'énergie solaire [26-27], et plus récemment dans les dispositifs à base de fibres optiques non linéaires [28-29]. Il existe deux méthodes principales pour effiler les fibres optiques. La première se base sur la gravure chimique [30] et permettra d'éliminer la gaine avant le cœur de la fibre. La deuxième méthode consiste à mollir par chauffage la fibre et appliquer une force de traction pour l'étirer [25,31]. Ce procédé peut diminuer progressivement et simultanément le cœur et la gaine de façon homothétique ce qui change radicalement la propriété de guidage d'onde dans la fibre.

Le projet de cette thèse répond à la problématique de concevoir, modéliser, simuler, fabriquer et caractériser des composants à fibres optiques multiples de natures diverses associées à des structures optiques microstructurées. Ces composants seront élaborés autour d'une technologie de fabrication existante à l'institut XLIM. Il s'agit de la technique fusion-étirage dans laquelle le composant ou la fibre optique à traiter est chauffé et étiré de manière à l'amincir pour permettre

un couplage entre les différentes ondes qui s'y propagent. Cette technologie de fabrication est souple, et présente un fort potentiel pour nos applications.

Nous nous sommes orientés vers quelques composants fondamentaux. Cela concerne l'excitation du mode fondamental et d'autres modes d'ordres supérieurs dans une fibre FMF à partir d'une fibre standard. La problématique est la suivante : l'excitation sélective du mode fondamental ou d'autres modes d'ordres supérieurs avec une bonne qualité du faisceau n'est pas tout à fait simple, et les pertes ne sont pas toujours aussi faibles que souhaité. La solution envisagée est basée sur une structure microstructurée à diamètre évolutif (« taper » en anglais) qui constitue une transition entre deux géométries de fibres optiques qui peuvent être très différentes. Si la transition est adiabatique, les pertes sont alors minimales. L'objectif initial serait donc d'exciter le mode fondamental du cœur LP_{01} dans une fibre FMF, avant de réaliser l'excitation du mode LP_{02} dans une autre fibre FMF. Nous montrerons que cette technique permettra la réalisation de composants à faibles pertes avec une bonne qualité du faisceau.

Ce travail est mené dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire systèmes électroniques et réseaux de communications (SERCOM) de l'Ecole Polytechnique de Tunisie et le département Photonique de XLIM à l'Université de Limoges (France). Ces travaux de recherche, ont bénéficié du soutien financier du Ministère de l'Enseignement Supérieur, de la recherche Scientifique et de la technologie de la Tunisie qui m'a fait bénéficier des bourses d'alternance durant la thèse afin de passer des stages en France, à l'institut de recherche XLIM et au laboratoire SERCOM qui ont pris en charge les dépenses de mes séjours en France.

Ce mémoire de thèse comporte quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous présenterons les différentes solutions qui assurent la conversion modale ou l'excitation sélective de mode dans une fibre multimode à partir d'une autre fibre de nature différente. Plusieurs travaux de recherche se concentrent à développer des convertisseurs de modes qui représentent des éléments clé pour quelques composants. A cet égard nous présenterons les différents besoins de cette conversion avant de décrire les difficultés rencontrées lors d'une épissure directe des deux fibres de natures différentes.

Nous décrirons dans le second chapitre les bases théoriques du couplage directionnel entre les modes dans une structure complexe (deux guides identiques et parallèles). Ces bases définiront l'évolution des puissances dans chacun des guides en fonction de la distance de propagation. Ensuite, nous présenterons les conditions de guidage dans des structures évolutives (Fibre SMF et FMAS effilée) en citant les différents critères d'adiabaticité. Nous décrirons le développement mathématique du coefficient de couplage des modes, d'une part, dans une fibre SMF effilée, et d'autre part, dans une fibre FMAS effilée.

Nous consacrerons le troisième chapitre à l'étude numérique, afin d'appuyer l'étude théorique et valider la conception des composants. Nous exploiterons un outil de modélisation commercial basé sur l'approximation scalaire de la méthode du faisceau propagé (BPM), pour étudier les conditions de propagation, les pertes et les couplages entre les différents modes du composant. Nous analyserons le couplage vers des modes de la famille $LP_{0,n}$ qui sont de même symétrie et d'ordre juste supérieur au mode fondamental. Cette analyse des conditions de couplage permet de contrôler les conditions limites du guidage dans le taper.

Enfin, les résultats expérimentaux seront présentés dans le quatrième chapitre. Nous réaliserons le composant conçu sur le banc de fusion-étirage. Des tests et des mesures des composants réalisés sont présentés afin de valider les principes, les simulations et la qualité de la fabrication.

Chapitre I : Contexte et état de l’art

Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons l'importance de la conversion modale entre deux fibres de nature différente en résolvant les problèmes qui peuvent se produire dans un couplage direct. Ainsi, nous montrerons que la fonction de la conversion modale représente un élément indispensable pour quelques fonctionnalités (Multiplexage de modes et compensation de dispersion chromatique). Nous présenterons ensuite les solutions existantes dans la littérature qui assurent le couplage du mode entre deux fibres différentes. Pour mettre en évidence l'apport de ma solution par rapport aux autres, nous citerons leurs avantages et inconvénients. Enfin, nous décrirons la géométrie de notre solution proposée.

A. Applications de la conversion modale

1. Multiplexeur de mode

La croissance rapide du trafic de données exige la recherche continue de nouvelles technologies et de systèmes qui pourraient accroître la capacité de transmission dans les liens optiques. Le multiplexeur de mode (Mode-Division-Multiplexing « MDM ») dans une fibre FMF représente une solution prometteuse pour augmenter la capacité de transmission [32-33]. Il utilise plusieurs modes spatiaux de fibre FMF en tant que canaux de communication individuels pour la transmission de données [34]. Le convertisseur de mode est un élément clé pour le système de multiplexage MDM [35]. Il sert à convertir le mode issu de la fibre SMF en un autre mode de la fibre FMF et le multiplexage de mode permet de répartir l'information sur chaque mode de la fibre.

2. Compensateur de dispersion chromatique

Dans le cas d'une fibre compensatrice de dispersion utilisant un mode d'ordre supérieur [36-37], le module de compensation utilise la propriété de forte dispersion négative des modes d'ordres supérieurs qui se propagent dans une fibre optique [38-39]. La propagation du signal est réalisée par le mode fondamental et par un mode d'ordre supérieur. Cette technique nécessite l'ajout de convertisseurs de modes en entrée et sortie d'une fibre FMF.

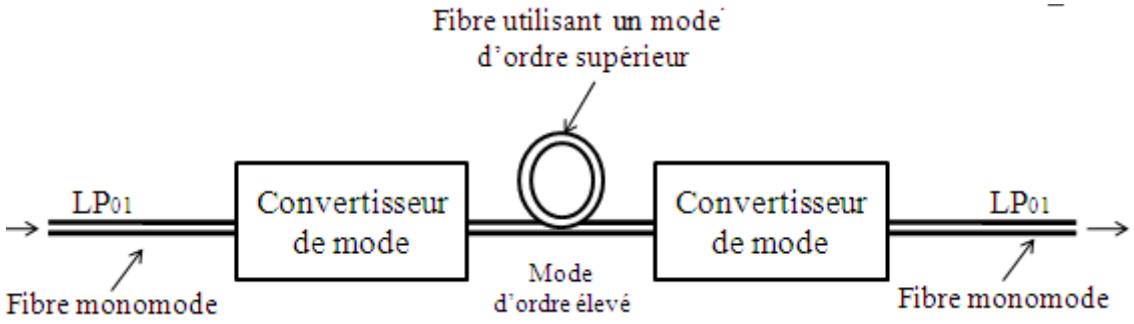


Figure I-1: Compensateur de dispersion chromatique basé sur une fibre utilisant un mode d'ordre supérieur

B. Solutions existantes pour la conversion modale entre deux fibres de natures différentes

3. Solutions non fibrées

a. Dispositif à lame de phase

La conversion du mode fondamental d'une fibre monomode vers un autre mode d'une fibre multimode est réalisée par des lames de phase planes [40]. Les lames de phase de type binaire sont conçues pour modifier la distribution spatiale de phase d'un faisceau collimaté. Cette modification se fait à travers l'espace libre. Le faisceau issu de la fibre monomode est converti en un faisceau de la fibre optique multimode [41]. A l'aide de cette méthode de conversion, un seul mode est excité dans la fibre multimode. Les profils de phase de lames doivent correspondre aux modèles de phase des modes souhaités [42].

La figure I-2 montre la disposition d'un certain nombre de modèle de lames de phase pour générer des modes d'ordres supérieurs.

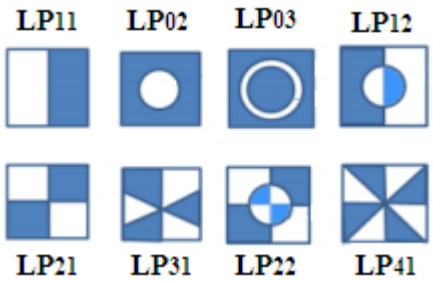


Figure I-2: Schéma de lames de phase pour la production de modes d'ordre supérieur

Comme l'indique la figure I-3, la conversion modale est réalisée par une lame de phase et deux collimateurs. Le collimateur permet d'obtenir un faisceau de rayons de lumière parallèles à partir d'une source lumineuse. La qualité de la conversion dépend de différents paramètres, tels que, l'épaisseur de la lame, l'alignement latéral et la longueur du trajet optique [41].

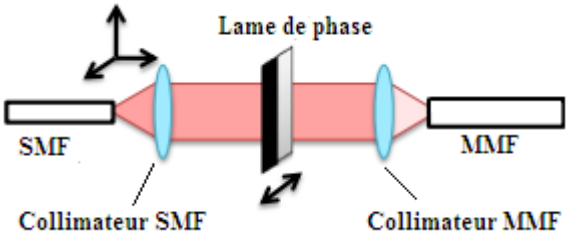


Figure I-3: Principe de fonctionnement du convertisseur de mode à base de lame de phase

La conversion de modes nécessite l'ajustement du faisceau d'entrée (position de la fibre d'entrée). Les lames de phase doivent être de bonne qualité. En effet une erreur de fabrication rend le modèle du faisceau converti après la lame de phase asymétrique [43].

b. Dispositif à lame de phase et interféromètre de Mach-Zehnder avec inversion d'image

Parmi les multiplexeurs de modes existant dans la littérature, nous citons celui basé sur les lames de phase et l'interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) avec inversion d'image. Le multiplexeur est constitué des deux parties, une pour la conversion de mode et l'autre pour le couplage de mode (Fig. I-4). Dans la première partie, les modes issues des différentes SMFs sont convertis en des modes d'ordre supérieur en utilisant une lame de phase, dont le modèle de phase correspond à celui du mode souhaité.

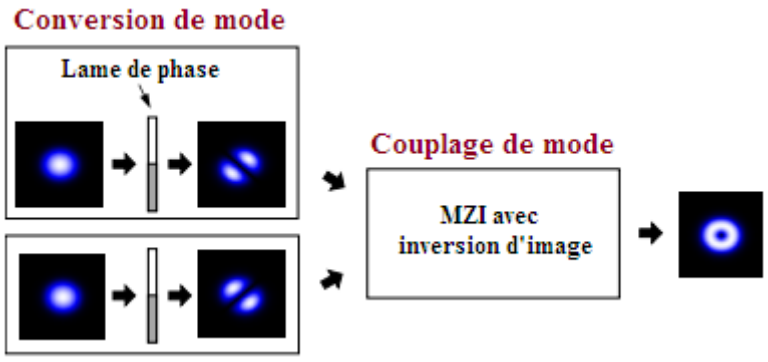


Figure I-4: Configuration de multiplexeur de mode [44]

Dans la partie de couplage de modes, les modes convertis sont combinés par un MZI avec fonction d'inversion d'image. L'interféromètre de Mach-Zehnder est constitué des deux miroirs et de deux miroirs semi-réfléchissants. Le faisceau est divisé en deux, puis ces deux faisceaux (deux trajets optiques) sont recombinés à l'aide d'un miroir semi-réfléchissant (Fig. I-6). La fonction d'inversion d'image est insérée dans un seul trajet de MZI (Fig. I-5). Par conséquent, avec l'inversion d'image, un seul modèle spatial (mode) est inversé, tandis que, l'autre faisceau reste inchangé.

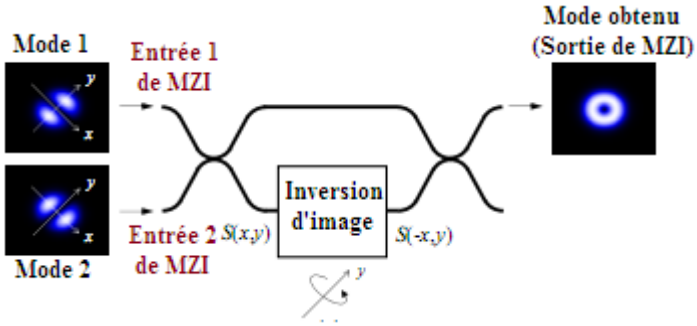


Figure I-5: Diagramme de MZI avec inversion d'image [44]

A la sortie de MZI, les deux faisceaux qui représentent deux modes sont superposés et couplés. L'imperfection de la lame de phase engendre une erreur de conversion de mode (excitation indésirable).

L'utilisation de cette technique permet d'effectuer la conversion de mode de différentes SMFs vers un mode d'une seule FMF mais l'encombrement du dispositif fonctionnant en espace libre présente un inconvénient (Fig. I-6).

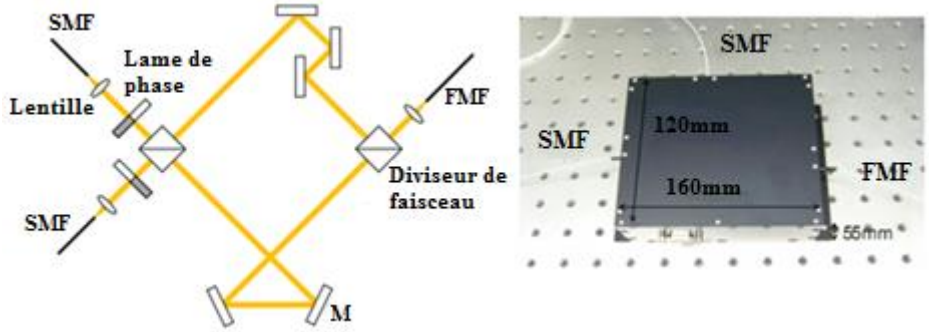


Figure I-6: Schéma descriptif de la solution pour l'excitation des modes [44]

4. Solution fibrée

a. Conversion par épissurage (SMF-FMAS)

Ce type de convertisseur est réalisé par des décharges d'arc répétées en utilisant une épissure par fusion classique pour raccorder une fibre SMF à une fibre FMAS à petit cœur [45]. Cette technique permet d'adapter le champ de mode à l'interface (SMF-FMAS) (Fig. I-7.b). Avec cette méthode l'effondrement des trous d'air de FMAS devient progressif. Cette méthode permet de contrôler pas à pas l'effondrement des trous [45].

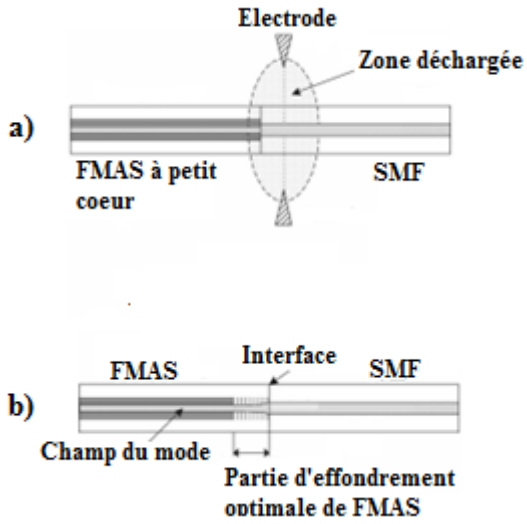


Figure I-7: illustration du processus d'épissage par fusion, a) épissage de la fibre SMF et FMAS à petit cœur, b) obtention d'une partie d'effondrement optimale lors de raccordement [45]

b. Dispositif à base des interférences multimodes

Ce convertisseur de mode est basé sur les interférences multimodes. Il est obtenu par le raccordement d'une courte section de fibre multimode entre deux fibres de natures différentes, en formant ainsi une configuration de fibres (Fibre1-MMF-Fibre2) (Fig. I-8). Cette technique est utilisée dans les structures de guides d'ondes planaires [46-47]. Elle est utilisée dans différentes applications telles que le filtrage optique et l'interconnexion des différents types de SMF [48-49].

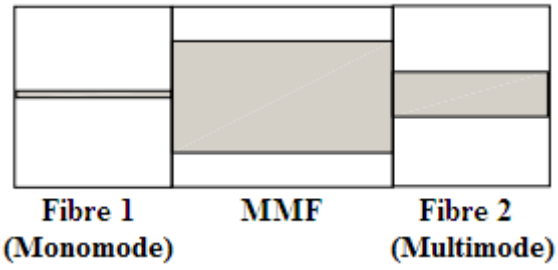


Figure I-8: Structure formée par une section de fibre multimode qui interconnecte deux fibres de nature différente

Lorsque le champ de lumière provenant de l'entrée la première fibre, pénètre dans la MMF, il excite plusieurs modes se propageant le long de la section de MMF. Il provoque ainsi une interférence entre eux [50]. Le champ issu de la première fibre se décompose en ensemble des modes de la fibre MMF.

L'effet du « self-imaging » peut être considéré comme une conséquence de l'interférence multimode (MMI). Chacun des modes excités se propage le long de la section MMF de façon

autonome avec sa propre constante de propagation (Voir Fig. I-9). Le phénomène de self-imaging du champ d'entrée peut être obtenu à certaines positions où les modes excités sont en phase [51]. Autrement dit self-imaging est une propriété de guides d'ondes multimodes par laquelle un profil de champ d'entrée est reproduit dans une ou plusieurs images à des intervalles périodiques le long de la direction de propagation du guide [46]. La nature de mode excité dans la fibre 2 dépend de la longueur et du diamètre du cœur de la fibre intermédiaire MMF.

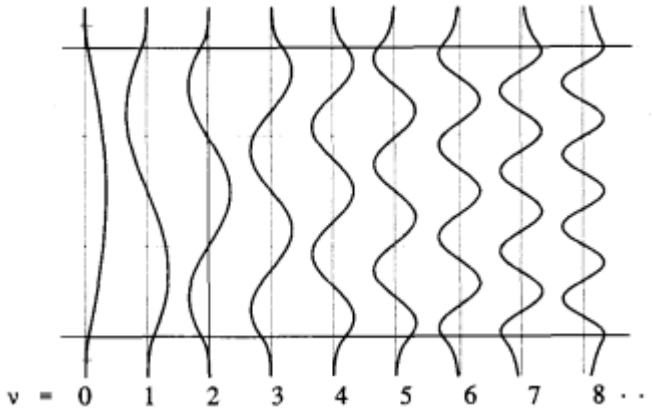


Figure I-9: Exemple de profils de champs latéraux d'amplitude normalisée correspondant aux 9 premiers modes guidés dans un guide d'ondes multimode à saut d'indice [46]

Pour réaliser la conversion de mode LP_{02}, une fibre monomode standard (SMF) est reliée à un segment très court de MMF qui est relié à son tour à une FMF. Pour exciter le mode LP_{02} les trois segments de fibre doivent être sur l'axe. Cette structure est présentée sur la figure I-10 .a. L'évolution du champ le long de la structure est illustrée sur la figure I-10.b indiquant la conversion du mode LP_{01} de la SMF en mode LP_{02} de la FMF. L'excitation des modes LP_{11} et LP_{21} est possible avec un décalage latéral entre les fibres.

Le convertisseur proposé est réciproque et indépendant de la polarisation. Il fonctionne dans le sens inverse comme un filtre de mode LP_{02}. Cette solution porte tous les avantages liés à la connectivité facile et l'efficacité de couplage [52].

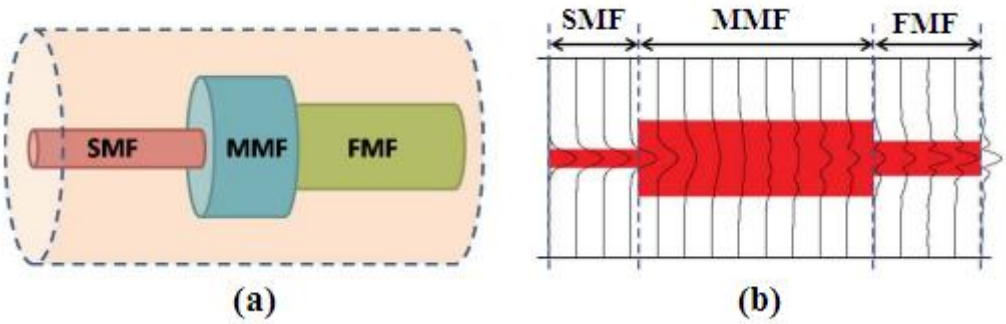


Figure I-10: a) Structure de convertisseur de mode, b) l'évolution du champ tout au long de la structure [52]

c. Réseau de fibre à longue période (LPFG)

Parmi les convertisseurs de mode proposés dans la littérature, nous présentons celui à base du réseau de fibre à longue période. Un réseau à longue période de fibres est crée en introduisant une modification périodique d'indice de réfraction du cœur de la fibre optique. Ce réseau à longue période permet de coupler l'énergie du mode fondamental du cœur LP_{01}au mode de gaine LP_{0m}. Ce transfert se fait lorsque les conditions d'accord de phase entre les deux modes sont satisfaites [53]. Autrement dit, le mode du cœur guidé avec une constante de propagation (β_{01}) couple son énergie au mode de gaine de même symétrie azimutale avec une constante de propagation ($\beta^{(m)}$) (Fig. I-11). La condition d'accord de phase est obtenue lorsque [53] :

$$\Delta\beta^{(m)} = \beta_{01} - \beta^{(m)} = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Où $\Delta\beta^{(m)}$ est la différence de constante de propagation et Λ est la période du réseau.

Dans un réseau à longue période, plus d'un mode de gaine pourrait satisfaire la condition d'accord de phase à différentes longueurs d'onde. Le mode guidé peut également être couplé à tous les modes de gaine. Les modes de gaine sont à pertes et peuvent facilement être atténués à cause d'une courbure [54].

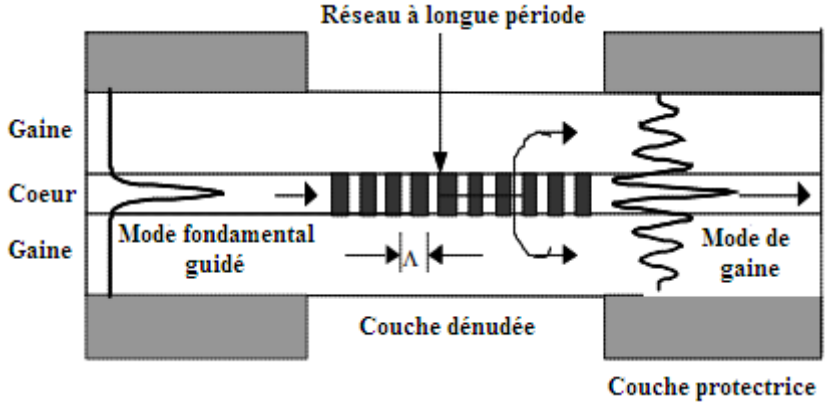


Figure I-11: Couplage du mode du cœur au mode de gaine au niveau du réseau à longue période

La période du réseau est égale à la longueur de battement modal $L_B=\lambda/(ne_{01}-ne_{0m})$ avec ne_{01}et ne_{0m} sont respectivement l'indice effectif du mode LP_{01} du cœur et LP_{0m} de gaine [55]. Le moyen le plus simple pour créer une perturbation, est de faire une pression sur la fibre revêtue entre grilles mécaniques, comme indiqué dans figure I-12.

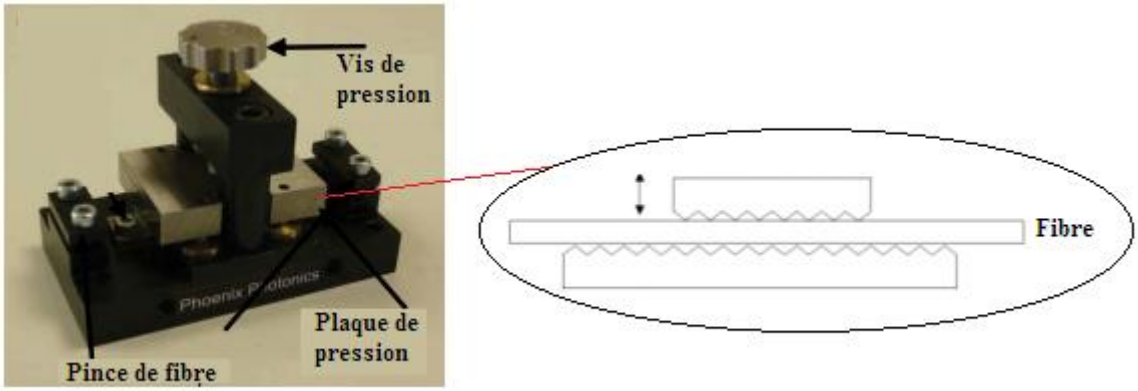


Figure I-12: Mécanisme pour créer un LPG [56]

d. Coupleur directionnel fusionné

Plusieurs travaux de recherche ont été réalisés sur la conversion modale entre deux fibres à base des coupleurs directionnels fusionnés [17, 57-58]. Ces coupleurs sélectifs de modes avaient été introduits comme un élément essentiel pour un certain nombre de dispositifs de fibres multimodes [18-20].

Le principe du coupleur est de faire correspondre le mode fondamental dans une fibre avec un mode d'ordre supérieur dans autre fibre et ainsi réaliser la conversion vers le mode désiré. Cette technique consiste à effiler les deux fibres SMF et FMF/MMF jusqu'à un diamètre spécifique pour faire correspondre les constantes de propagation du mode LP_{01} de la SMF avec un mode d'ordre supérieur désiré dans la MMF/FMF (Fig. I-13). Autrement dit, il faut que Δβ vérifie la relation suivante ($\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = 0$) avec β_1 et β_2 sont respectivement les constantes de propagation du LP_{01} du SMF et β_2 mode d'ordre supérieur de MMF/FMF [16].

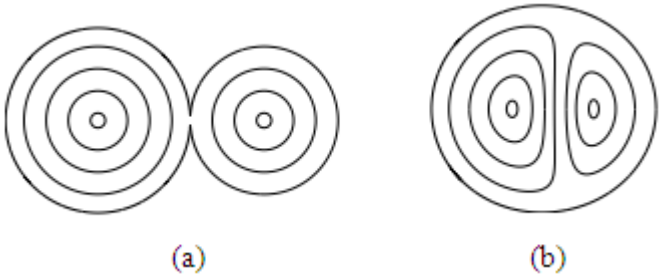


Figure I-13: Section du coupleur au niveau du waist, a) avant la fusion et b) après la fusion [57]

La puissance dans chaque branche de fibre dépend de ces trois facteurs : la géométrie, les indices de réfraction et la longueur de la région de couplage [16].

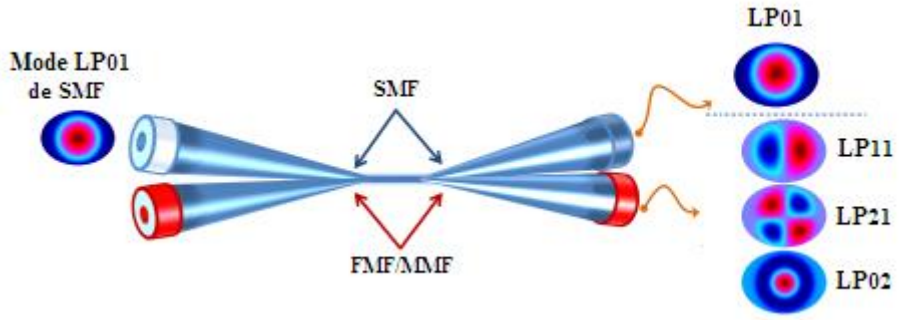


Figure I-14: Schéma du coupleur directionnel fusionné permet d'exciter des modes d'ordre supérieur dans une fibre FMF/MMF à partir du mode LP_{01} de fibre SMF [16]

En prenant l'exemple cité dans la Réf [16] (Fig. I-14), l'efficacité de couplage est plus de 90% pour tous les modes d'ordre supérieur sur une gamme spectrale de 100 nm [16]. Avec ce type de convertisseur plusieurs modes peuvent être excités.

e. Coupleur sélectif de mode à base de AS-PBGF

Ce coupleur de fibres est basé sur une fibre toute solide à bande interdite photonique AS-PBGF. AS-PBGF est un autre type de FMAS [59], dans lequel un réseau de tiges à fort indice sont incrustés dans un milieu de faible indice. La région du cœur est obtenue en enlevant plusieurs tiges à haut indice [59-60]. Cette fibre est facile à fabriquer et à raccorder à d'autres fibres [61].
La conversion de mode dans un AS-PBGF se fait par couplage de mode sélectif entre deux cœurs de fibres. Les conversions de mode entre les modes (LP_{01}-LP_{11}), (LP_{01}-LP_{21}) et (LP_{01}-LP_{02}) sont réalisés à la longueur d'onde λ=1550 nm en satisfaisant la condition d'accord de phase ($\beta_{01} = \beta_{mn}$) avec β_{01} la constante de propagation du mode LP_{01} et β_{mn} la constante de propagation du mode LP_{mn} [62]. Le coupleur de mode à base d'AS-PBGF est illustré sur la figure I-15. Dans la structure, il existe deux grands cœurs de mêmes diamètres et différents indices de réfraction. L'indice de réfraction du cœur gauche est égal à l'indice de réfraction de la silice (n_0=1.45). Le cœur gauche prend en charge quatre modes (LP_{01}, LP_{11}, LP_{21} et LP_{02}) à la longueur d'onde de 1550 nm. Les tiges à haut indice autour des noyaux sont distribuées de façon circulaire. Cette distribution des tiges engendre un champ de mode plus proche de celui de la FMF. L'indice des milieux noir et gris clair sont respectivement 1.45 et 1.7.

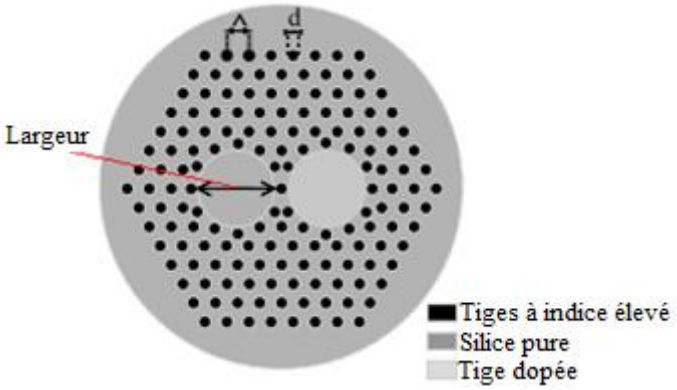


Figure I-15: Structure de coupleur de mode [62]

La figure I-16 présente trois coupleurs sélectifs de mode en cascade. Le coupleur 1 réalise la conversion de mode entre LP_{01} et LP_{11}. Le coupler 2 réalise la conversion de mode entre LP_{01} et LP_{21}. Le coupleur 3 réalise la conversion de mode entre LP_{01} et LP_{02}. Les longueurs de battement des coupleurs 1, 2 et sont respectivement L_1, L_2 et L_3.

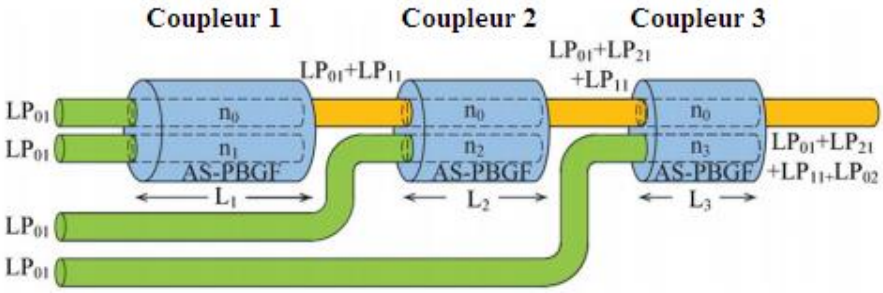


Figure I-16: Schéma des trois coupleurs à base d'AS-PBGF en cascade [62]

Les pertes de couplage de mode de coupleurs 1, 2 et 3 sont respectivement 0.013dB, 0.044dB et 0.106dB.

f. Taper biconique simple

Cette technique de conversion permet d'exciter le mode fondamental d'une fibre MMF à partir d'une fibre SMF [14]. Elle est fabriquée par fusion étirage des deux fibres. A travers la pente du taper (taper d'entrée), le mode fondamental du cœur de la fibre d'entrée SMF($LP_{01}^{coeur\ (SMF)}$) se transforme en mode guidé dans la gaine de même fibre ($LP_{01}^{gaine(SMF)}$). Ce mode de gaine ($LP_{01}^{gaine\ (SMF)}$) se propage au waist en passant par le point du raccordement ($LP_{01}^{gaine\ (SMF)} \rightarrow LP_{01}^{gaine\ (MMF)}$) et est ensuite couplé en mode du cœur guidé dans la fibre de sortie MMF($LP_{01}^{coeur\ (MMF)}$) à l'aide du taper MMF (taper de sortie). L'effilement permet de négliger

l'effet du guidage du cœur des deux fibres, ce qui rend le couplage au point de raccordement sans perte. La figure I-17 représente la technique d'excitation.

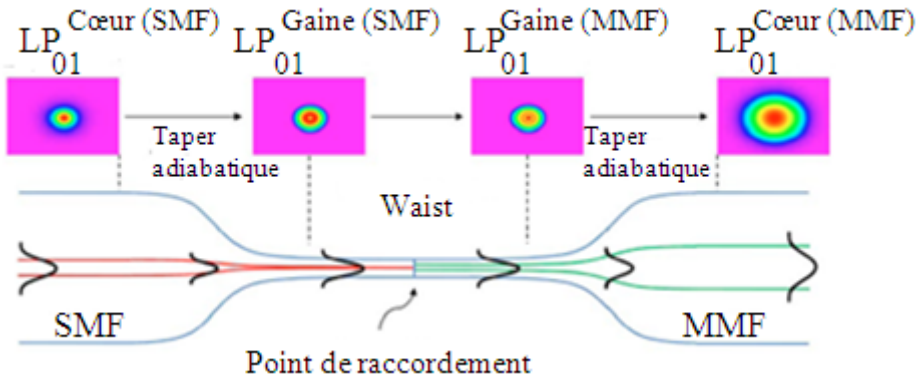


Figure I-17: Schéma d'un raccordement conique entre une fibre monomode (SMF) et multimode (MMF) [14]

Avant l'effilement, les deux fibres doivent être soudées, donc cette méthode impose que les diamètres extérieurs des fibres soient identiques, pour qu'il n'ait pas du changement de diamètre au point de raccordement et ainsi le couplage s'effectue sans perte. En plus, le composant obtenu n'est pas robuste et n'est pas protégé de l'environnement extérieur.

g. Taper microstructuré conique

Ce convertisseur de mode est basé sur la fibre à cristaux photoniques, il utilise une transition de guide d'onde entre une paire de fibres monomodes (SMFs) et un cœur FMAS [63-66]. En effet, les deux fibres sont insérées dans le trou central de la canne avant d'être étirée pour former une transition adiabatique (Deux SMFs à l'entrée et FMAS à la sortie) (Fig. I-18). Les deux fibres SMFs insérées sont très différentes au niveau de diamètre extérieur et la longueur d'onde de coupure du cœur. Cette différence permet d'obtenir une fibre avec une constante de propagation du mode fondamental plus faible que l'autre. De cette façon, la lumière ne se couple pas d'une fibre à une autre, même si le coupleur au niveau de waist est fortement fusionné [65]. La lumière dans la fibre avec la faible constante de propagation excite seulement le deuxième mode au niveau de waist.

La lumière injectée dans la première SMF (avec la plus grande constante de propagation) excite un mode fondamental LP_{01} dans la FMAS, tandis que la lumière entrant dans la seconde SMF (avec la petite constante de propagation) excite un second mode LP_{11}, indépendamment de la longueur d'onde la lumière d'entrée. Par conséquent, la structure agit comme un convertisseur du mode LP_{01} vers le mode LP_{11} à large bande [66].

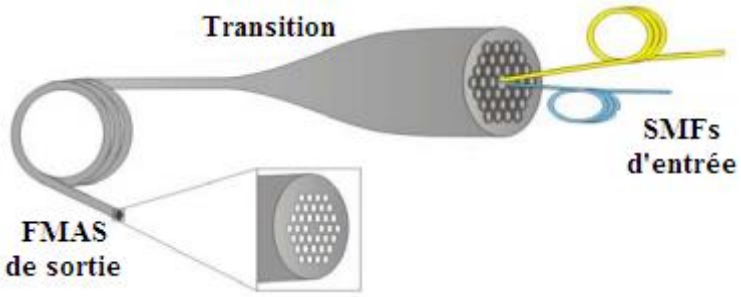


Figure I-18: Transition entre deux fibres SMFs dissemblables et FMAS [66]

La réciprocité optique (sens inverse) n'est pas démontrée pour ce convertisseur. L'excitation de modes n'est pas valable pour tous types de fibres FMAS, le choix de la fibre est dépendant de la canne utilisée avant l'effilement.

C. Résumé des solutions actuelles

Nous présentons dans le tableau I-1 les avantages et les inconvénients des solutions mentionnées précédemment :

Tableau I-1: Inconvénients et avantages des solutions existantes dans la littérature qui assurent la conversion modale

Solution	Avantages	Inconvénients
Dispositif à lame de phase [40-43]	- Pertes faibles - Excitation multiple des modes	- Taille du composant
Dispositif à lame de phase et interféromètre de Mach-Zehnder avec inversion d'image [44]	- Pertes faibles - Excitation multiple des modes	- Taille du composant
Conversion par épissurage (SMF-FMAS) [45]	- Méthode simple - Variation adiabatique du champ du mode au niveau d'épissurage	- Perte assez élevée - Méthode n'est pas valable pour tous types de FMAS
Dispositif à base des interférences multimodes [46-52]	- Simple connectivité - Excitation multiple - Réciprocité garantie	- Fragilité - Fibre de sortie dépendant des dimensions de la fibre d'entrée
Réseau de fibre à longue période (LPFG) [53-56]	- Fabrication simple	- Perte élevée du mode de gaine excité - Pas d'excitation du mode cœur
Coupleur directionnel fusionné [16, 57]	- Fabrication simple - Excitation multiple de modes - Méthode valable pour tous types de fibres	- Fragile
Coupleur sélectif de mode à base de AS-FGPR [59-62]	- Excitation multiple de modes - Faible pertes de couplage	- Fabrication complexe
Taper biconique Simple [14]	- Faible perte - Bonne qualité de faisceau excité	- Fragilité - Dimension de la fibre de sortie dépend à celle d'entrée
Taper microstructuré conique [63-66]	- Transition adiabatique	- Pas de réciprocité optique. - N'est pas valable pour tous types de FMAS

D. Solution proposée

Notre solution consiste à insérer deux fibres dans le trou central d'une canne microstructurée à deux couronnes des trous d'air, chacune de côté. Ensuite, à l'aide du banc fusion-étirage, nous étirons la canne afin d'obtenir une structure effilée comme l'indique la figure I-19.

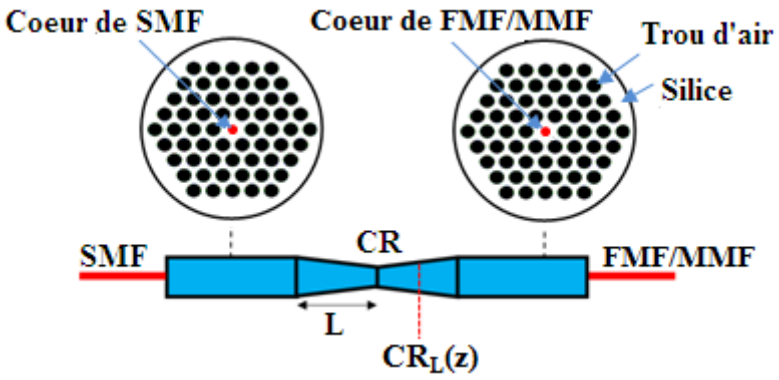


Figure I-19: Schéma explicatif de la solution proposée

A l'entrée de la structure, le mode fondamental se propage en tant qu'un mode du cœur de SMF et son indice effectif se situe entre les indices de cœur et de gaine. Pendant l'effilement, le mode guidé s'étale et son indice effectif diminue. A une certaine valeur de rayon du cœur, cet indice effectif est égal à la valeur de l'indice de la gaine (Coupure du mode fondamental du cœur) et devient plus faible lorsque le processus d'étirage se poursuit. A ce niveau, la canne microstructurée reprend le guidage et la propagation se fait par le guide d'onde formé par les trous d'air environnants, qui agissent maintenant comme une nouvelle gaine optique. Au niveau du waist, le mode fondamental de la SMF est maintenant transformé en mode fondamental de la canne microstructurée. Dans le second taper, le cœur de la MMF prend progressivement le guidage et la canne microstructurée perd progressivement son influence.

La longueur L des tapers et la valeur du coefficient de réduction global CR (représentant le rapport entre le waist et la dimension initiale de la structure) doivent être bien choisies pour exciter correctement le mode fondamental de la microstructure au niveau de waist. Nous définissons le coefficient de réduction local $CR_L(z)$, le rapport entre la dimension à chaque position z et la dimension initiale de la structure. Le principe du composant est basé sur une conversion de mode en deux étapes, d'abord à partir du mode fondamental SMF vers le mode fondamental de la microstructure, et ensuite à partir du mode fondamental de la microstructure vers le mode fondamental FMF/MMF. En supposant que ces conversions sont adiabatiques, chaque conversion de mode est alors supposée être réversible.

Conclusion

La conversion de mode représente un élément indispensable pour les systèmes de multiplexage de mode et aussi pour les compensateurs de dispersion chromatique. Plusieurs solutions ont été proposées dans la littérature assurant la conversion et l'excitation de modes dans des fibres multimodes. Dans ce chapitre, nous avons présenté ces méthodes en citant leurs avantages et leurs inconvénients. Tout ceci m'a permis d'identifier l'apport de notre solution de conversion par rapport aux autres. Elle consiste à insérer deux fibres de natures différentes dans une canne microstructurée avant qu'elle soit étirée pour former une transition adiabatique entre les deux fibres. Le principe de fonctionnement du composant a été présenté et nous détaillerons d'avantage les phénomènes mis en jeu dans les chapitres suivants. A cet égard, le prochain chapitre sera consacré à l'étude théorique du phénomène de couplage, du critère d'adiabaticité et la variation des indices effectifs des trois premiers modes linéairement polarisés $LP_{0,n}$.

Chapitre II : Bases théoriques du phénomène de couplage et du critère d'adiabaticité

Introduction

Le couplage représentant le transfert d'énergie d'un cœur de fibre à un autre ou d'un mode à un autre, se produit suite à une perturbation (deux fibres identiques parallèles ou un effilement). Ainsi, le couplage créé entre une paire de fibres se manifeste par les interférences, ou battements, des modes. Cette partie décrit les bases théoriques du couplage directionnel entre les modes dans une structure complexe à partir de deux guides identiques. Elle définit l'évolution des puissances dans chacun des guides en fonction de z : c'est la théorie des modes couplés. Nous passerons par la suite à la notion de coefficient de couplage : d'une part couplage entre deux guides et d'autre part entre les modes d'une structure effilée. Le critère d'adiabaticité sera étudié entre les différents modes se propageant dans une structure effilée. Plus généralement, nous citerons dans ce chapitre les différentes théories de base que nous avons utilisées pour le développement de notre calcul.

A. Théorie des modes couplés

Dans un guide d'onde invariant en translation (sans perturbation), les modes ne se couplent pas. En présence d'une perturbation, des phénomènes de couplage se produisent entre les modes progressifs et régressifs. Ces perturbations peuvent être de natures différentes. Pour un coupleur à fibres fusionnées et étirées, une des fibres est perturbée par la présence de l'autre. Pour ce cas, la puissance se couple périodiquement entre les fibres. C'est aussi le cas d'une fibre effilée, où les modes peuvent se coupler le long du guide, à cause d'une perturbation qui est due à son rayon variable.

La théorie des modes couplés (TMC) est basée sur des équations analytiques approchées. Elle exploite les lois de l'électromagnétisme, les traite et les résout. Dans le cas général, les guides d'ondes distincts et adjacents peuvent montrer un phénomène de couplage des champs évanescents. La théorie TMC permet de prévoir ces champs et estimer le taux de couplage existant entre les différents guides. Elle est basée sur les équations de Maxwell pour les milieux diélectriques [67].

Les expressions des champs électromagnétiques des deux guides sont sous la forme suivante [67].

$$\bar{E} = \bar{e}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \bar{H} = \bar{h}_q e^{j\bar{\beta}_q z}$$

$$E = e_l e^{j\beta_l z} H = h_l e^{j\beta_l z}$$

Avec :

$\bar{e}_q \; et \; \bar{h}_q$: sont respectivement, les vecteurs champs électrique et vecteur champ magnétique d'un mode (q) du guide d'onde non perturbé.

$e_l \; et \; h_l$: sont respectivement, les vecteurs champs électrique et vecteur champ magnétique d'un mode (l) du guide d'onde perturbé.

$\bar{\beta}_q \; et \; \beta_l$: sont respectivement, les constantes de propagation du mode (q) du guide d'onde non perturbé et du mode (l) du guide d'onde perturbé avec un profil d'indice de réfraction respectivement$\bar{n}$ et n.

D'après le théorème de réciprocité, on démontre [67] :

$$\frac{\partial}{\partial z}\int_{A\infty}\left(E_t \times \bar{h}^*_{t,q} + \bar{e}^*_{t,q} \times H_t\right)e^{-j\bar{\beta}_q z}dA = jk\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2}\int_{A\infty}(n^2-\bar{n}^2)E\cdot\bar{e}^*_q e^{-j\bar{\beta}_q z}dA \quad \text{(II. 1)}$$

A partir des champs transverses $\bar{e}_t$ et$\bar{h}_t$ du guide non perturbée, nous calculons les champs transverses du guide perturbé comme une combinaison linéaire des modes du guide non perturbé:

$$E_t = \sum_l b_l(z)\bar{e}_{t,l}\, H_t = \sum_l b_l(z)\bar{h}_{t,l} \quad \text{(II. 2)}$$

La composante b_l représente les amplitudes et les phases des modes guidés suivant z et $a_l(z)$ est l'amplitude modale du mode l en chaque z.

$$b_l(z) = a_l(z)e^{j\bar{\beta}_l z}$$

Puisque les champs E_t et H_t sont les champs de la fibre perturbée, nous avons la possibilité d'utiliser leurs développements Eq. II. 2 dans la partie gauche de l'Eq. II. 1. Cependant, le développement du champ E dans la partie droite de l'Eq. II. 1 dépend de la nature de la perturbation, ce que nous décrivons par la suite. Nous en déduisons l'équation des modes couplés [68].

$$\frac{db_q}{dz} - j\bar{\beta}_q b_q = jk\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2}\frac{\int_{A\infty}(n^2-\bar{n}^2)E\cdot\bar{e}^*_q dA}{\int_{A\infty}(E_t\times\bar{h}^*_{t,q}+\bar{e}^*_{t,q}\times H_t)dA} \quad \text{(II. 3)}$$

Il y a une perturbation faible et forte pour une fibre isolée. Pour une faible perturbation, les modes du guide perturbé sont ceux de la fibre isolée. Pour une forte perturbation, nous présentons l'exemple de deux fibres parallèles où l'une est une perturbation de l'autre.

1. Faible perturbation

Pour ce cas, nous pouvons dire au niveau de la perturbation que les champs de la fibre perturbée sont presque égaux aux champs de la fibre non perturbée. Par conséquent, le champ transversal E_t s'écrit comme une somme des champs transverses de la fibre (Eq. II. 2). En utilisant les équations de Maxwell, on montre que [67]:

$$E_z = \frac{\bar{n}^2}{n^2}\sum_l b_l(z)\bar{e}_{z,l} \quad H_z = \sum_l b_l(z)\bar{h}_{z,l}$$

Nous écrivons $E = E_t + E_z$ dans le numérateur de l'Eq. II. 3, et nous obtenons [67]:

$$\frac{db_q}{dz} - j\bar{\beta}_q b_q = j\sum_l C_{ql} b_l \tag{II. 4}$$

Où

$$C_{ql} = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \int_{A\infty} (n^2 - \bar{n}^2)\left(\bar{e}^*_{t,q}\cdot \bar{e}_{t,l} + \frac{\bar{n}^2}{n^2}\bar{e}^*_{z,q}\cdot \bar{e}_{z,l}\right) dA \tag{II. 5}$$

$$N = \frac{1}{4}\int_{A\infty} \left(\bar{e}_{t,l}\times \bar{h}^*_{t,q} + \bar{e}^*_{t,q}\times \bar{h}_{t,l}\right) dA$$

Avec C_{ql} est le coefficient de couplage entre les modes (q) et (l) et N est le facteur de normalisation. La résolution de ce système d'équation est très compliquée.

2. Forte perturbation

a. Cas de deux fibres parallèles

Dans le cas de deux fibres parallèles (Fig. II-1), chaque mode de la première fibre est une pauvre approximation du champ dans la seconde (fibre perturbée). Ceci représente un inconvénient et nécessite un grand nombre de modes pour plus de précision et l'ensemble des équations couplées devient intraitable. Pour résoudre ce problème, les champs du guide constitué par les deux cœurs sont approchés par une combinaison linéaire des champs d'une seule fibre isolée (Fig. II-1.a). Par conséquent, le développement devient facile à résoudre puisqu'il se fait seulement sur deux modes.

La décomposition modale de E pour deux fibres parallèles identiques s'écrit donc :

$$E = \bar{e}_1 + \bar{e}_2 \tag{II. 6}$$

Nous substituons l'équation (II. 6) dans l'équation (II. 3) nous obtenons ainsi une première équation de couplage. La deuxième équation est obtenue de façon similaire en considérant la première fibre comme une perturbation de la seconde fibre [68].

$$\frac{db_1}{dz} - j\left(\bar{\beta}_1 + \bar{C}_{11}\right)b_1 = j\bar{C}_{12}b_2 \qquad \text{(II. 7.a)}$$

$$\frac{db_2}{dz} - j\left(\bar{\beta}_2 + \bar{C}_{22}\right)b_2 = j\bar{C}_{21}b_1 \qquad \text{(II. 7.b)}$$

Avec

$$C_{ql} = \frac{1}{4}\frac{k}{(N_q N_l)^{1/2}}\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2}\int_{A\infty}\left(n^2 - \bar{n}_q^2\right)\left(\bar{e}_q^* \cdot \bar{e}_l\right)dA \qquad \text{(II. 8)}$$

$$N_q = \frac{1}{2}\int_{A\infty}(\bar{e}_q \times \bar{h}_q^*)\cdot \vec{z}\,dA$$

Avec : q =1,2 et l=1,2

Avec aussi : Le terme C_{ql} est le coefficient de couplage du mode (q) sur le mode (l).

Puisque $\left(n^2 - \bar{n}_q^2\right)$ est non nul uniquement au niveau de la perturbation, C_{11} et C_{22} sont négligeables par rapport C_{12} etC_{21}. Pour simplifier les Eq. II. 7.a et II. 7. b, nous prenons $q \neq l$. Nous considérons $|C_{12}| \approx |C_{21}| \approx |C|$ si les deux fibres sont identiques ou presque identiques.
Pour résoudre ce système à deux équations différentielles, nous avons pris tout d'abord un cas particulier et simple : $(\beta_1 = \beta_2 = cte)$ et $C_{jm} = cte$.

$$\begin{cases} \frac{db_1(z)}{dz} - i\,\beta_1 b_1(z) = C_{12}b_2(z) \\ \frac{db_2(z)}{dz} - i\,\beta_2 b_2(z) = C_{21}b_1(z) \end{cases} \qquad \text{(II. 9)}$$

La résolution de ce système dépend du signe de C_{12} et de C_{21}. Les détails du calcul sont présentés en annexe A.

- Si C_{12}=-C_{21} alors :

$$b_1(z) = \left(cos(\beta_1 z) + sin(\beta_1 z)\right) cosh\left(\sqrt{C_{12}C_{21}}\,z\right)$$

$$b_2(z) = \frac{\sqrt{C_{12}C_{21}}}{C_{12}}\left(\frac{e^{\left(i\beta_1 + \sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z}}{2} - \frac{e^{-\left(-i\beta_1 + \sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z}}{2}\right)$$

- Si C_{12}=C_{21} alors :

$$b_1(z) = cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\, cos(\beta_1 z) + icos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\, sin(\beta_1 z)$$

$$b_2(z) = \frac{1}{C_{12}}[-\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\cos(\beta_1 z) - i\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)sin(\beta_1 z)$$

Lorsque les deux fibres ne sont pas identiques en termes du rayon du cœur ou indice de réfraction, nous obtenons des constantes de propagation différentes. Cette petite différence a un effet négligeable sur la distribution des champs et par conséquent sur le coefficient de couplage C [69].

La figure II-1 représente deux guides identiques parallèles. Le guide est un cœur du diamètre d_c=8.2µm et d'indice de réfraction n_c=1.4491. Les deux cœurs sont séparés de 15µm.

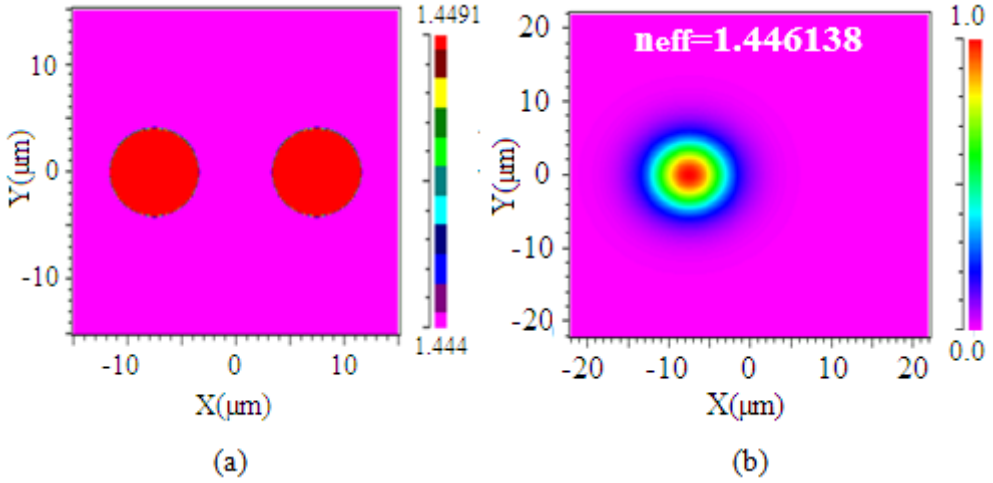


Figure II-1: a) Coupe transversale d'un coupleur à fibre à 2 cœurs et b) mode fondamental calculé dans un coeur pris isolement

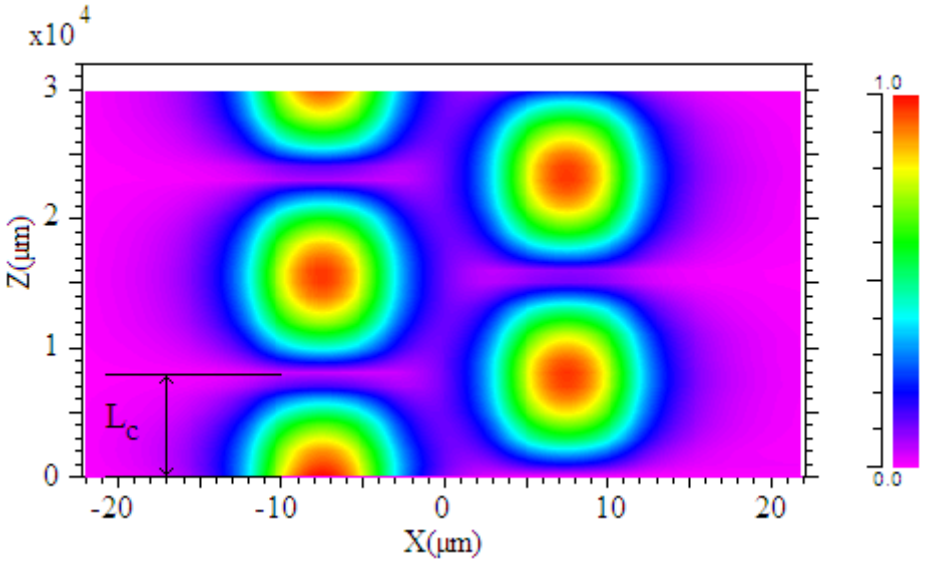


Figure II-2: Couplage d'énergie d'un guide à un autre dans une structure formée de deux cœurs identiques parallèles

Un transfert total d'énergie d'une fibre à l'autre se fait sur une longueur dite longueur de couplage donnée par :

$$L_c = \frac{\pi}{2C} \qquad \text{(II. 10)}$$

Nous présentons dans la Fig. II-2, l'évolution de l'amplitude du mode fondamental dans la structure formée par les deux cœurs identiques parallèles (Fig. II-1). Nous calculons le coefficient de couplage entre le mode fondamental qui se propage dans le cœur à gauche et le mode fondamental qui se propage dans le cœur à droite à l'aide de l'équation (II. 10).

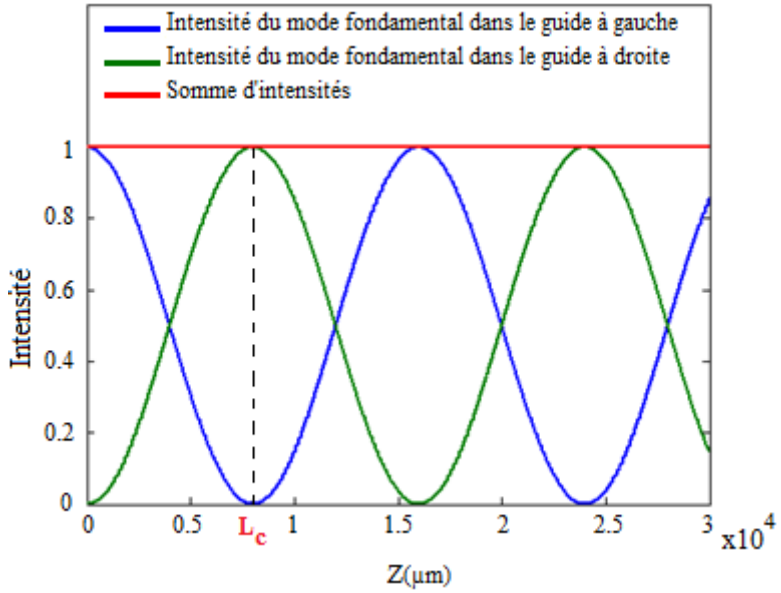


Figure II-3: Variation d'intensité des modes dans la structure formée par deux cœurs identiques parallèles séparés d'une distance de 15µm

La figure II-3 montre l'évolution de l'intensité du mode fondamental injecté dans le cœur à gauche tout au long de la structure. Ce mode couple toute son énergie au cœur à droite après une propagation de L_c=8mm. Le transfert de puissance est périodique tout au long de la structure avec une période de L_c.

b. Cas de la fibre effilée (Taper)

❖ Fibre SMF effilée

Une fibre effilée, est caractérisée par son rayon ρ variable, et par conséquent un profil d'indice variable n(x, y, z).

Le comportement de la fibre effilée est ajusté par deux paramètres principaux: la longueur L du taper et l'équation du profil ρ(z).

Les équations de couplage de modes dans une fibre effilée font intervenir la quantité $\frac{\partial n^2}{\partial z}$ reliée à $\frac{d\rho}{dz}$ qui caractérise le profil effilé.

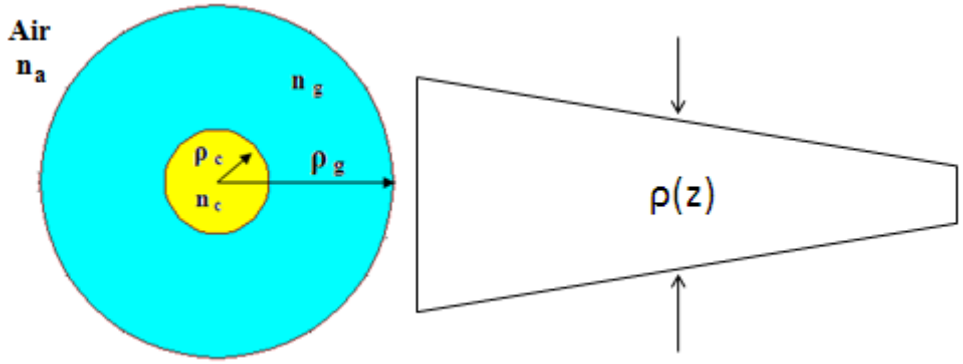


Figure II-4: Illustration de la géométrie de la fibre SMF effilée

Le théorème de la divergence à deux dimensions montre que l'intégrale sur une surface est identique à une intégrale sur une ligne à l'infini. Cette intégrale s'annule car les champs et leurs dérivées diminuent jusqu'à zéro d'une façon exponentielle, C_{ql} s'écrit alors (aux coefficients de normalisation près) [67, 69]:

$$C_{ql} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{k}{4} \frac{1}{(\beta_q - \beta_l)} \int_{A\infty} \hat{e}_q^* \cdot \hat{e}_l \frac{\partial n^2}{\partial z} dA \qquad \text{(II. 11)}$$

Avec β_q et β_l respectivement les constantes de propagation du mode (q) et du mode (l).

Dans le cas scalaire lorsque le guidage est faible, les composantes longitudinales sont négligeables et le produit scalaire $\hat{e}_q^* \cdot \hat{e}_l$ est donné par l'expression suivante [71].

$$\hat{e}_q^* \cdot \hat{e}_l = \frac{\Psi_q(r)\Psi_l(r)}{\sqrt{N_q N_l}}$$

Les amplitudes radiales des modes LP_{mq} et LP_{ml} de même symétrie azimutale m sont notées respectivement $\Psi_q(r)$ et $\Psi_l(r)$et les constantes de normalisation N_q et N_l sont données par :

$$N_q = \frac{1}{2}\frac{\beta_q}{k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\int_0^\infty \Psi_q^2(r)\, r\, dr \quad et \quad N_l = \frac{1}{2}\frac{\beta_l}{k}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\int_0^\infty \Psi_l^2(r)\, r\, dr$$

En reportant ceci dans l'expression C_{ql} donnée par l'équation (II. 11), nous obtenons :

$$C_{ql} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q\beta_l}}\frac{1}{(\beta_q - \beta_l)}\int_0^\infty \frac{\partial n^2}{\partial z}\widehat{\Psi}_q(r)\widehat{\Psi}_l(r) r\, dr \qquad \text{(II. 12)}$$

Pour une fibre à saut d'indice, l'équation devient :

$$C_{ql} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q\beta_l}}\frac{1}{(\beta_q - \beta_l)}\sum_{i=1}^{N-1}\rho_i \frac{d\rho_i}{dz}(n_i^2 - n_{i+1}^2)\left\{\widehat{\Psi}_q(r)\widehat{\Psi}_l(r)\right\}_{r=\rho_i}$$

La pente du taper $\frac{d\rho_i}{dz}$ est constante. Alors l'expression de C_{ql} vaut:

$$C_{ql} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q\beta_l}}\frac{1}{(\beta_q-\beta_l)}\frac{d\rho}{dz}\sum_{i=1}^{N-1}\rho_i(n_i^2-n_{i+1}^2)\left\{\widehat{\Psi}_q(r)\widehat{\Psi}_l(r)\right\}_{r=\rho_i}$$

Pour avoir un coefficient de couplage normalisé sans dimension, nous divisons C_{ql} par $(1/\rho)(d\rho/dz)$:

$$\bar{C}_{ql}(z) = \frac{C_{ql}(z)}{(1/\rho)(d\rho/dz)} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q\beta_l}}\frac{1}{(\beta_q-\beta_l)}\sum_{i=1}^{N-1}\rho_i^2(n_i^2-n_{i+1}^2)\left\{\widehat{\Psi}_q(r)\widehat{\Psi}_l(r)\right\}_{r=\rho_i}$$

Dans notre cas, nous avons 3 milieux différents : Cœur, gaine et milieu extérieur (air). Par la suite, nous obtenons :

$$\bar{C}_{ql}(z) = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q\beta_l}}\frac{1}{(\beta_q-\beta_l)}\left\{\rho_c^2(n_c^2-n_g^2)\left(\widehat{\Psi}_q(\rho_c)\widehat{\Psi}_l(\rho_c)\right)+\rho_g^2(n_g^2-n_e^2)\left(\widehat{\Psi}_q(\rho_g)\widehat{\Psi}_l(\rho_g)\right)\right\} \quad \text{(II. 13)}$$

Avec :

k : le nombre d'onde

ρ_c et ρ_g sont respectivement le rayon du cœur et de la gaine.

n_c, n_g et n_e sont respectivement les indices de réfraction du cœur, de la gaine et de l'air.

Cette équation (Eq. II. 13) de coefficient de couplage n'est valable que pour des fibres conservant la symétrie circulaire. Il a été montré que C_{ql}=-C_{lq} [71], cette égalité peut être utilisée dans un développement mathématique pour simplifier le calcul. Le signe du coefficient de couplage n'a aucune signification physique. Le sens du transfert d'énergie (du mode « q » au mode « l » ou l'inverse) est évalué en traçant les amplitudes des modes tout au long de la structure. Nous calculons les amplitudes des modes qui peuvent se coupler entre eux tout au long de l'effilement en utilisant les équations de couplage des modes locaux :

$$\frac{db_q(z)}{dz} = \sum_l b_l(z)\,C_{ql}(z)exp\left\{-i\int_0^z\{\beta_q(z')-\beta_l(z')\}dz'\right\} + b_{-l}(z)C_{q-l}(z)\;exp\left\{-i\int_0^z\{\beta_q(z')-\beta_{-l}(z')\}dz\right\}$$

Avec des modes progressifs nous conservons seulement :

$$\frac{db_q(z)}{dz} = \sum_l b_l(z)C_{ql}(z)\;exp\left\{-i\int_0^z\{\beta_q(z')-\beta_l(z')\}dz'\right\}$$

Etant donné que les paramètres du système sont en fonction de z, alors le système n'a pas de solutions analytiques. Il faut le résoudre numériquement en tenant compte des conditions aux limites. Les détails du calcul sont présentés en annexe B.

- Fibre microstructurée air-silice FMAS effilée

Comme la fibre microstructurée ne présente pas une symétrie circulaire, alors il faut revenir à l'expression générale II. 11 et se placer en coordonnées cartésiennes (x,y). On va obtenir une équation du même type que II. 12 mais où (rdr) est remplacé par dA = dxdy et les $\widehat{\Psi}(r)$ par des $\widehat{\Psi}(x,y)$, soit :

$$C_{ql} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q \beta_l}}\frac{1}{(\beta_q - \beta_l)}\int_0^{\infty}\frac{\partial n^2}{\partial z}\widehat{\Psi}_q(x,y)\widehat{\Psi}_l(x,y)dxdy \qquad \text{(II. 14)}$$

L'effilement de la fibre est une réduction homothétique le long de z, c'est-à-dire que toutes les dimensions dans le plan de section droite restent proportionnelles le long de z. L'indice de réfraction s'exprime alors comme $n^2(x(z), y(z))$ où x et y sont des fonctions de la variable z. Pour le calcul des coefficients de couplage à partir des modes calculés en utilisant les différences finies, il faut ramener la dérivée en z par rapport aux coordonnées x et y du plan de section droite.

En différentiant totalement $n^2(x(z), y(z))$ nous obtenons :

$$dn^2 = \frac{\partial n^2}{\partial x}dx + \frac{\partial n^2}{\partial y}dy$$

Puis en divisant par dz, nous obtenons :

$$\frac{dn^2}{dz} = \frac{\partial n^2}{\partial x}\frac{dx}{dz} + \frac{\partial n^2}{\partial y}\frac{dy}{dz}$$

Nous nous servons des relations entre les coordonnées polaires (r,θ) et cartésiennes (x,y)

$$\begin{cases} x = r\,cos(\theta) \\ y = r\,sin(\theta) \end{cases} \text{d'où} \begin{cases} dx/dz = cos(\theta)\,dr/dz - r\,sin(\theta)\,d\theta/dz \\ dy/dz = sin(\theta)\,dr/dz - r\,cos(\theta)\,d\theta/dz \end{cases}$$

La réduction est homothétique et θ est indépendant de z d'où dθ/dz = 0. En remplaçant cosθ et sinθ respectivement par x/r et y/r, il vient :

$$\frac{dn^2}{dz} = \frac{1}{r}\frac{dr}{dz}\left(\frac{\partial n^2}{\partial x}x + \frac{\partial n^2}{\partial y}y\right)$$

dr/r reste proportionnel avec z et on peut prendre r =ρ, rayon extérieur de la fibre, d'où la formule finale [72] :

$$C_{ql} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q \beta_l}}\frac{1}{(\beta_q - \beta_l)}\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}\int_{A\infty}\left(x\frac{\partial n^2}{\partial x} + y\frac{\partial n^2}{\partial y}\right)\hat{\Psi}_q(x,y)\hat{\Psi}_l(x,y)dA \qquad \text{(II. 15)}$$

Le coefficient normalisé est donné par

$$\bar{C}_{ql} = C_{ql}/(d\rho/\rho dz) \qquad \text{(II. 16)}$$

Avec β_q et β_l les constantes de propagation des modes ; $\hat{\Psi}_q$ et $\hat{\Psi}_l$ leur champs respectifs normalisés. Cette équation de coefficient de couplage est valable pour des fibres SMF. Seuls les modes ayant la même symétrie azimutale peuvent se coupler entre eux, par exemple le mode LP_{01} et LP_{02} (Fig. II-5) [71].

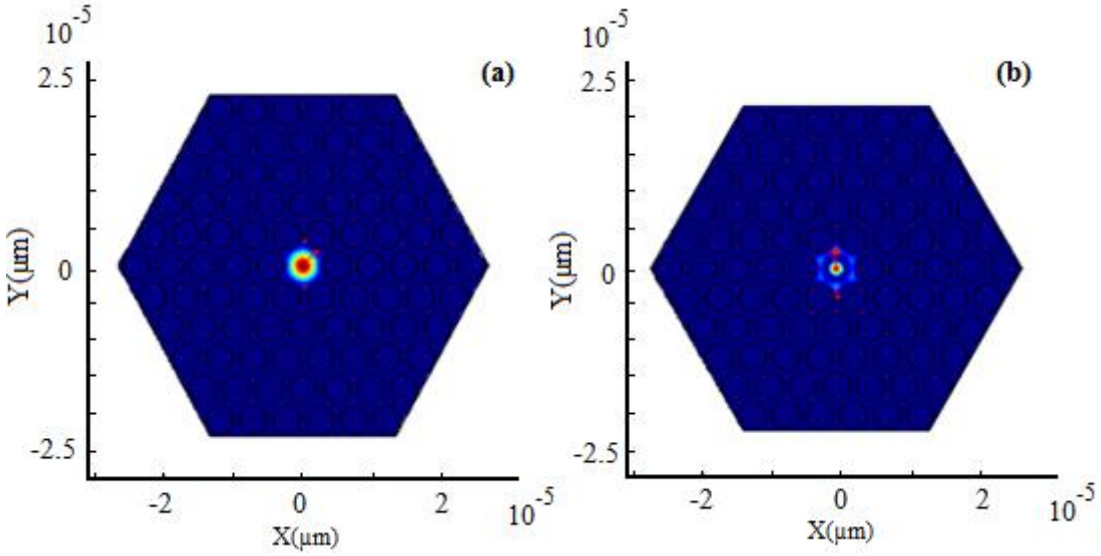


Figure II-5: Répartitions des intensités du mode a) LP_{01} et b) LP_{02} dans une FMAS qui peuvent se coupler tout au de l'effilement

Nous déterminons le profil d'indice n(x,y) avec Beamprop. La composante $\frac{\partial n^2}{\partial x}$ est calculée en utilisant la méthode des différences finies en 4 points:

$$\frac{\partial n^2(x_0)}{\partial x} = \frac{1}{12\Delta x}[n^2(x_0 - 2\Delta x) - 8n^2(x_0 - \Delta x) + 8n^2(x_0 + \Delta x) - n^2(x_0 + 2\Delta x)] + O(\Delta x^4)$$

Avec, Δx le pas de discrétisation suivant x.

Nous nous intéressons ensuite au cas d'une structure effilée en présentant les critères d'adiabaticité et le phénomène de la coupure du mode fondamental.

B. Adiabaticité et coupure du mode fondamental dans un taper

1. Cas de fibre SMF effilée

a. Coupure du mode fondamental

La condition de guidage dans une SFM est :

$$n_{gaine} < n_{eff} < n_{coeur} \quad \text{(II. 17)}$$

Tout en effilant la fibre, le diamètre du cœur diminue progressivement, ainsi, le mode fondamental du cœur s'étale et s'étend dans la gaine, par conséquent la taille du mode augmente et son indice effectif tendra vers l'indice de gaine [73]. À partir d'un certain niveau de réduction, la gaine prend le relais du guidage [74]. Si nous continuons l'étirage, l'indice effectif du mode va continuer à diminuer et devenir plus faible que celui de la gaine [67]. Dans ces conditions la propagation est assurée si:

$$n_{air} < n_{eff} < n_{gaine} \quad \text{(II. 18)}$$

La coupure du mode fondamental de cœur a lieu lorsque son indice effectif devient égal à l'indice de la gaine de la fibre [58, 75-77]. Nous faisons les calculs de cette variation d'indice pour une SMF avec un diamètre du cœur d_c=8.2µm et d'indice n_c=1.4491 et une gaine d'indice n_g=1.444 à la longueur d'onde de 1.55µm. D'après la figure II-6, si le coefficient de réduction CR_L passe en dessous de la valeur de CR=0.44, c'est la gaine qui devient la structure guidante.

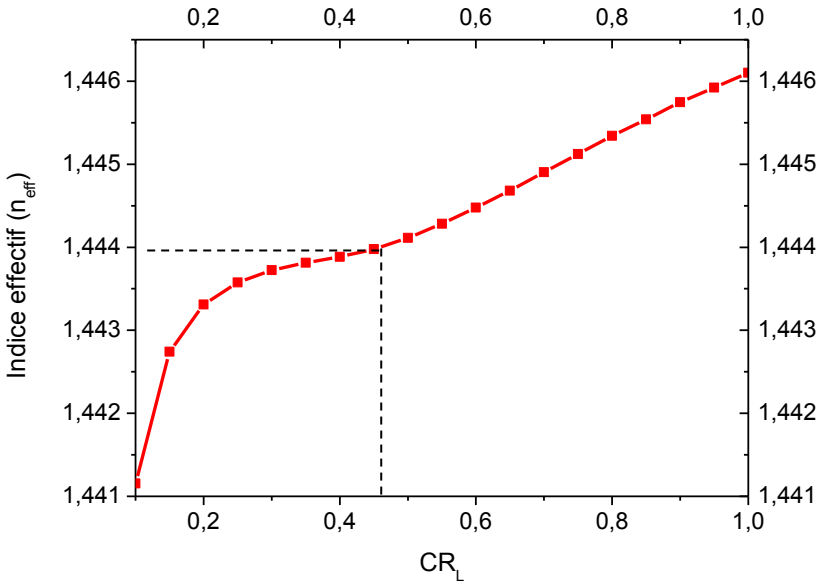


Figure II-6: Variation d'indice effectif du mode fondamental le long d'une SMF effilée à λ=1.55µm

La diminution de l'indice effectif du mode fondamental vient du fait que la gaine est de dimension finie autour du cœur donc constitue un deuxième guide qui devient guidant et le cœur n'a plus beaucoup d'influence sur le guidage.

b. Adiabaticité

Une propagation est dite adiabatique lorsqu'il n'y a pas de perte d'énergie vers le milieu extérieur ou il y'a absence de couplage de puissance vers d'autres modes du guide. Toute l'énergie en début de la propagation se retrouve en fin de la propagation [78].
Pour que la perte du mode fondamental soit négligeable, il faut mettre en place plusieurs critères permettant de conserver une adiabaticité lors d'une transmission avec une diminution progressive du rayon du cœur.

- Premier critère

Pour que la perte de puissance soit minimale, il faut que la longueur du taper soit beaucoup plus grande que la longueur de couplage entre le mode fondamental et le mode de même symétrie azimutale. Nous définissons la longueur locale du taper z_t comme la hauteur d'un cône circulaire droit dont la base coïncide avec le cœur local de la section transversale et dont le sommet de l'angle est égal à l'angle local du taper (Fig. II-7).

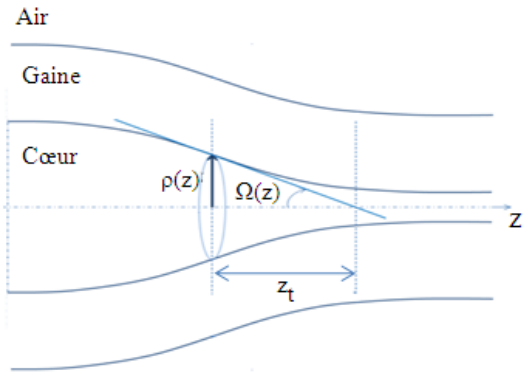


Figure II-7: SMF effilée présentant une gaine finie entourée d'air

L'angle local du taper est donné par la formule suivante [78]:

$$\Omega(z) = tan^{-1}\left|\frac{d\rho(z)}{dz}\right|$$

Avec : z la distance tout au long du taper, et$\rho(z)$ est le rayon du cœur local.
Comme $\Omega(z) \ll 1$ alors :

$$z_t \approx \frac{\rho(z)}{\Omega} \quad \text{(II. 19)}$$

Nous considérons que les deux modes LP_{01} et LP_{02} se propageant dans un guide, ne se couplent pas entre eux. Le champ total en un point de l'axe de propagation est le résultat de l'interférence de ces deux modes en ce point. Cette interférence dépend du déphasage que les modes ont accumulé entre eux pendant leurs propagations jusqu'au point L considéré. Le déphasage $\Delta\Phi$ vaut :

$$\Delta\Phi = \int_0^L (\beta_2 - \beta_1) dz = \Delta\beta \, z_b$$

Nous appelons alors longueur de battement z_b entre les modes la valeur L pour laquelle le déphasage a varié de 2π.

Nous considérons maintenant un guide effilé, la longueur de battement est définie localement à partir des constantes de propagation locales. Autrement dit, la longueur de battement $z_b(z)$ entre le mode fondamental et le deuxième mode guidé ou mode de gaine ou un mode rayonné est [67]:

$$\boldsymbol{z_b(z) = \frac{2\pi}{\beta_1(z) - \beta_2(z)}} \quad \text{(II. 20)}$$

Où $\beta_1(z)$ et $\beta_2(z)$ sont respectivement les constantes de propagation du mode fondamental du cœur et du mode de gaine en z.

Si :

$$z_t \gg z_b$$

Alors le couplage est négligeable et donc le mode fondamental se propage de manière adiabatique et avec une perte négligeable [78].

Au contraire, si :

$$z_t \ll z_b$$

Alors il y a un couplage vers un autre mode. Par conséquent, la condition $z_t = z_b$ donne une délimitation approximative entre un taper qui est approximativement adiabatique et un taper avec perte. Ceci équivaut à :

$$\Omega(z) = \frac{\rho(z)\,(\beta_1(z) - \beta_2(z))}{2\pi} \quad \text{(II. 21)}$$

Ω(z) représente la valeur maximale pour que le taper soit adiabatique. En dessus de cette valeur, le couplage entre les modes est possible.

❖ Deuxième critère

Ce deuxième critère est plus précis et réaliste par rapport au premier, en effet, nous prenons en considération les caractéristiques géométriques du taper et en plus le coefficient de couplage entre le mode fondamental LP_{01} et le première mode vers lequel le couplage est possible LP_{02} (du fait que le mode LP_{01} et LP_{02} sont de même symétrie).
Le coefficient de couplage C est proportionnel à la pente relative du taper :

$$C = k\frac{1}{\rho(z)}\frac{d\rho(z)}{dz}$$

Nous utilisons le coefficient de couplage normalisé sans dimension, pour corriger le premier critère [67, 79]:

$$k = C\frac{\rho(z)}{\frac{d\rho(z)}{dz}}$$

Pour conserver l'adiabaticité, l'angle maximal du taper est donné par :

$$\Omega = \frac{1}{k}\rho(z)\frac{(\beta_2-\beta_1)}{2\pi} \qquad \text{(II. 22)}$$

2. Cas d'une fibre FMAS effilée

a. Coupure du mode fondamental

La lumière dans la fibre microstructurée est guidée par réflexion totale interne modifiée, c'est le même principe de guidage que dans les fibres standards. Ce principe est résultant puisque l'indice effectif de la gaine microstructurée est inférieur à celui du cœur. L'indice effectif n_{eff} de tout mode se propageant dans une FMAS vérifie la relation suivante [80]:

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_{coeur} \qquad \text{(II. 23)}$$

Avec n_{FSM} l'indice effectif du mode de la gaine microstructurée qui possède la constante de propagation la plus élevée, et donc la plus grande fraction de son énergie localisée dans la silice pure. Par conséquent, l'intensité lumineuse du mode fondamental occupe les interstices entre les trous avec une pénétration minimale dans l'air. Donc ce mode est souvent appelé « Fundamental Space-filling Mode (FSM) ».

$$n_{FSM} = \frac{\iint n^2 |E|^2 ds}{\iint E^2 ds} - \frac{\iint \left|\frac{dE}{dr}\right|^2 ds}{k_0^2 \iint E^2 ds}$$

Avec E le champ électrique, n l'indice de réfraction la silice, S la surface d'une cellule élémentaire de cette section droite et r la distance au centre de la fibre. Nous déterminons cette valeur avec un logiciel basé sur la méthode des éléments finis [80]. Ce calcul se fait pour une gaine infinie.

Dans le cas réel, une fibre microstructurée possède une gaine externe finie purement en silice (indice élevé). Pour les plus petites valeurs de CR_L, l'énergie du mode du cœur peut se coupler vers les modes d'anneau (dans la gaine externe) [72]. La présence du cœur perturbe les modes d'anneau. A ce niveau de réduction, la distance qui sépare le cœur de la fibre et la gaine externe devient minimale. En outre, le mode fondamental du cœur s'étale beaucoup plus dans les interstices. Il peut exciter plusieurs modes de gaine.

Le calcul du critère d'adiabaticité pour une fibre FMAS à 7 couronnes de trous d'air avec un diamètre variant de 1.8µm à 2.2µm et Λ=4µm [72] montre que pour des valeurs de CR_L supérieurs à 0.22, la fuite de puissance vers les modes de gaine est très faible. En dessus de cette valeur CR_L=0.22, la distance assez grande séparant le cœur et la gaine externe empêche le couplage entre le mode fondamental du cœur et les modes de gaine (d'anneau). Nous présentons la fibre FMAS simulée et sa structure équivalente, le rayon de la structure équivalente est 62.5µm et le rayon du cœur 2.3µm (Fig. II-8).

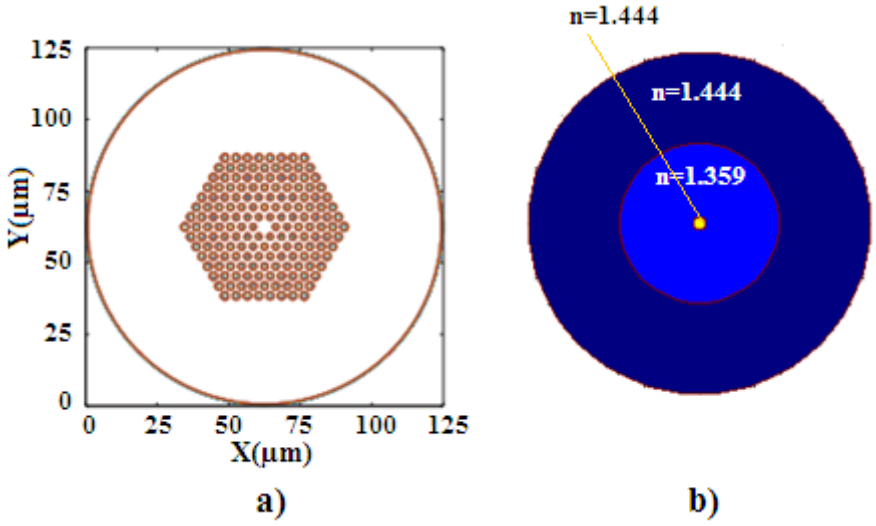


Figure II-8: a) Fibre FMAS [72] et b) sa structure équivalente

La figure II-9 présente des répartitions des champs du mode fondamental LP_{01} du cœur et des modes LP_{02} et LP_{03} de gaine. Le mode LP_{01} peut se coupler aux modes de gaine LP_{02} et LP_{03} à des petits coefficients de réduction.

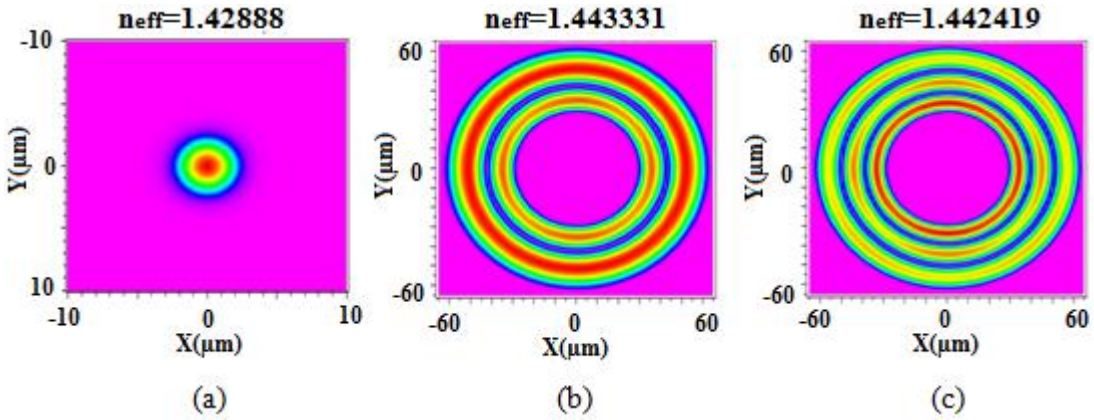


Figure II-9: Répartitions des modes a) LP_{01}, b) LP_{02} de gaine et c) LP_{03} de gaine calculés avec une structure équivalente à CR_L=1

b. Adiabaticité

❖ Premier critère

Dans la fibre FMAS, nous supposons que la lumière est d'abord couplée dans le mode du cœur fondamental et la principale cause de perte est le couplage de l'énergie vers le mode « fundamental space-filling mode » FSM de la microstructure ou vers d'autres modes du cœur de même symétrie azimutale comme LP_{02}.

$$\left|\frac{dr}{dz}\right| \leq \frac{r(\beta_{coeur}-\beta_{FSM})}{2\pi} \qquad \text{(II. 24)}$$

Avec r(z) la variation longitudinale de la dimension de la fibre [81]. Pour que le critère ci-dessus s'applique, il est nécessaire que la structure FMAS en coupe transversale soit conservée pendant l'effilement. Nous présentons l'exemple d'une FMAS effilée, à 5 couronnes de trous d'air dont les dimensions diminuent suivant un profil linéaire (Fig. II-10).

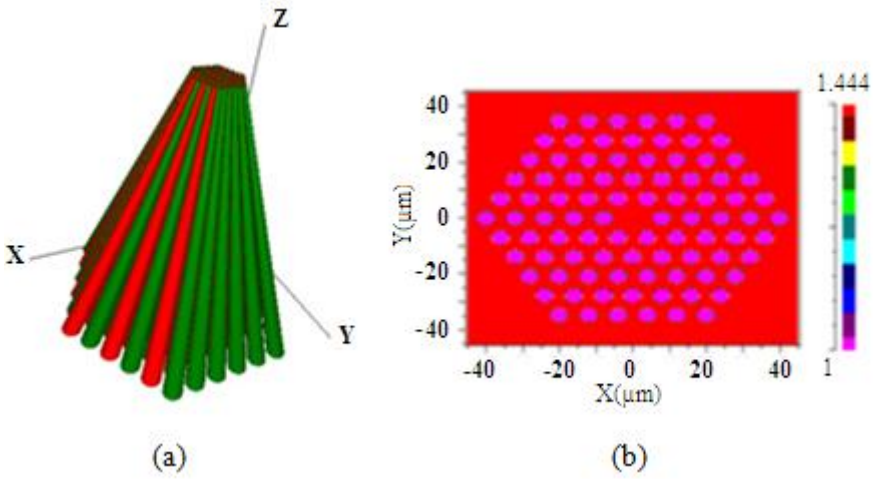


Figure II-10: a) Structure du taper FMAS simulé en 3D (Les trous d'air sont représentés par les zones de couleurs. La silice n'est pas représentée graphiquement), et b) son profil d'indice (coupe transversale).

Les pertes de propagation dans une FMAS effilée sont dues à deux causes. La première est la limite de guidage du mode fondamental qui intervient lorsque le diamètre du cœur devient trop faible. Il en résultera une limitation du coefficient de réduction CR_L que l'on peut appliquer à cette fibre le long du taper.

La seconde cause est les pertes par couplage propagatif vers le mode de gaine microstructurée (SFM) [82]. Le calcul du critère d'adiabaticité permet de donner une limite maximale à la pente du taper et donc une limite minimale à la longueur du taper L. Nous présentons dans la figure II-11, la répartition du champ de mode à la sortie de la FMAS effilée. Elle montre quelques exemples de champs à la fin de la propagation ce qui met en évidence la conservation du caractère monomode de la propagation comme le calcul de α^2 (l'intégrale de recouvrement entre ce champ issu de la propagation BPM et le mode fondamental de cette structure calculé par ailleurs). Seule apparait de la puissance dans la gaine optique pour le taper le plus court (L=100µm) ce qui traduit un léger couplage de la puissance du mode fondamental vers le mode de gaine.

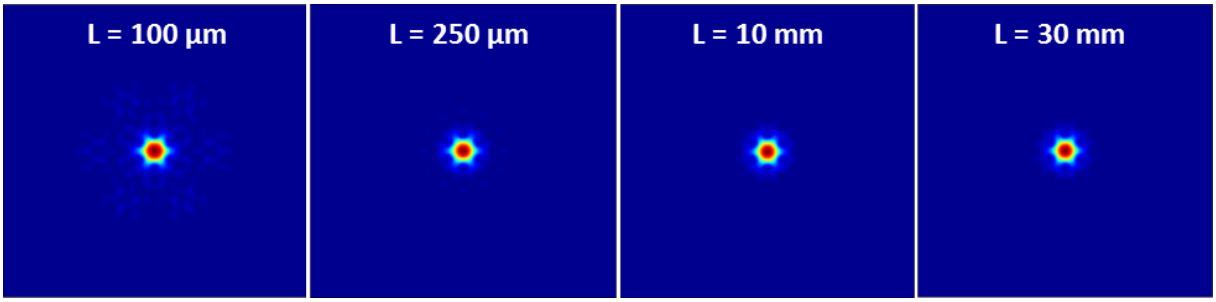


Figure II-11: Répartitions du champ à la sortie du taper pour différentes longueurs L (d/Λ=0.6, Λ =8µm et CR_L=0.2)

Les pertes de propagation du mode fondamental pour des longueurs L de taper de 1 à 30 mm, des coefficients de réductions compatibles avec le guidage du mode fondamental et des rapports d/Λ de 0.4 à 0.8, sont négligeables car de l'ordre du centième de dB avec des valeurs de α^2 égales à 1 (Fig. II-12). Pour des longueurs inférieures (250 puis 100µm), nous observons une propagation avec fuite progressive vers la gaine, ce qui se traduit par une diminution de α^2 vers des valeurs de l'ordre de 0.96 et des pertes du mode fondamental limitées à 0.18 dB.

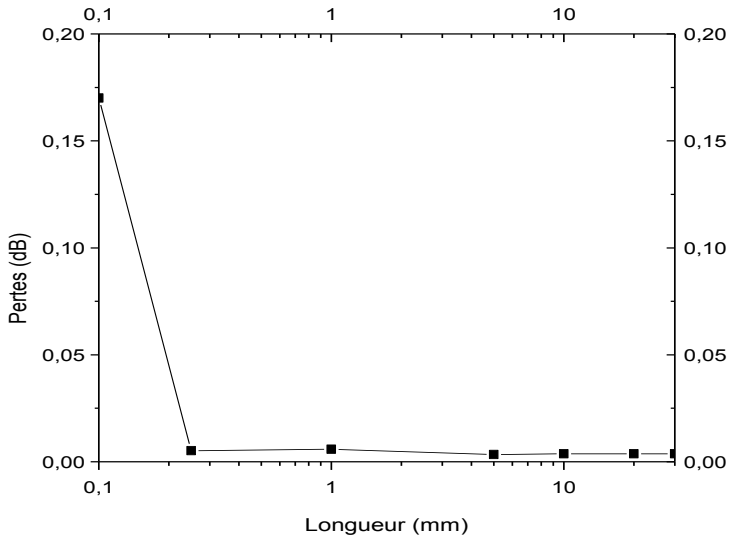


Figure II-12: Variation des pertes fonction de la longueur du taper pour une fibre FMAS effilée avec un CR_L=0.2 et (d/Λ=0.6, Λ =8µm)

❖ Deuxième critère

Le deuxième critère prend en compte le coefficient de couplage entre les modes. Le critère d'adiabaticité de transfert de faible puissance est respecté chaque fois que [72]:

$$\frac{1}{\rho(z)}\frac{d\rho}{dz} \ll \frac{\beta_q(z)-\beta_l(z)}{\bar{C}_{ql}(z)} \qquad \text{(II. 25)}$$

Où β_q et β_l sont respectivement la constante de propagation du mode (q) et du mode (l) et $\bar{C}_{ql}$ est le coefficient de couplage normalisé entre ces deux modes. Les deux modes (q) et (l) sont de même symétrie azimutale.

Au cours d'effilement, si l'écart entre deux indices effectifs de deux modes (q) et (l) de même symétrie azimutale sont faibles et donc l'écart entre leurs constantes de propagation sont faibles, alors un échange d'énergie peut se produit et par conséquent le coefficient de couplage entre les deux modes augmente. Cette augmentation de $\bar{C}_{ql}$ avec une diminution de $\Delta\beta$ engendre une diminution du critère d'adiabaticité $\frac{\beta_q(z)-\beta_l(z)}{\bar{C}_{ql}(z)}$ qui tend vers $\frac{1}{\rho(z)}\frac{d\rho}{dz}$ et par conséquent la propagation du mode (q) n'est pas adiabatique.

Pour un taper linéaire, la pente $\frac{d\rho}{dz}$ est constante. Elle est variable pour un taper concave ou convexe. Cette inégalité « ≪ » n'est pas précise pour évaluer l'adiabaticité, autrement dit, combien doit être le facteur multiplicatif entre les deux membres de l'égalité pour respecter le critère d'adiabaticité. Pour avoir une description complète, le critère d'adiabaticité doit être complémenté par le calcul des amplitudes des modes le long de la structure effilée.

3. Cas d'une SMF insérée dans une canne microstructurée air-silice (MAS)

a. Coupure du mode fondamental

Nous présentons dans la figure II-13 la structure formée par une fibre SMF insérée dans une canne MAS.

Avant la coupure ($0.44<CR_L<1$), la structure se comporte comme une fibre SMF à gaine infinie. Donc pour avoir une propagation du mode fondamental dans le cœur de la fibre, il faut que son indice effectif n_{eff} respecte la condition suivante :

$$n_{gaine} < n_{eff} < n_{coeur}$$

Avec n_{gaine}=1.444 et n_{coeur} =1.4491.

Après la coupure ($0.1<CR_L<0.44$), le cœur de la fibre SMF perd son rôle de guidage au profit des trous d'air de la canne MAS, et ainsi la structure se comporte comme une fibre FMAS. L'indice effectif n_{eff} de mode se propageant vérifie la relation suivante :

$$n_{SFM} < n_{eff} < n_{coeur\ (canne\ MAS)} = n_{gaine\ (fibre\ SMF)}$$

Avec $n_{coeur\ (canne\ MAS)}$=$n_{gaine\ (fibre\ SMF)}$=1.444.

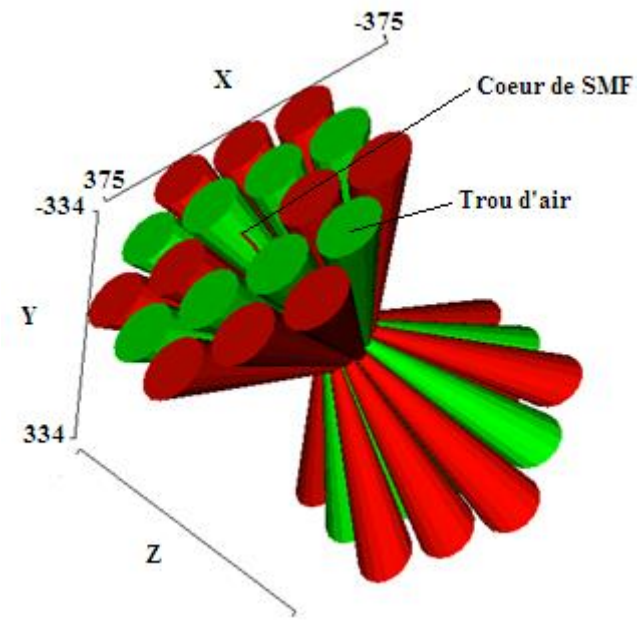


Figure II-13: Bitaper en 3D, illustrant la fibre SMF insérée dans une canne MAS

Avant la coupure, le mode est guidé dans le cœur de la fibre et après la coupure, la gaine microstructurée assure le guidage du mode. Par conséquent, le guide dans lequel le mode se propage passe du cœur de la SMF vers le cœur de la canne MAS (Fig. II-14).

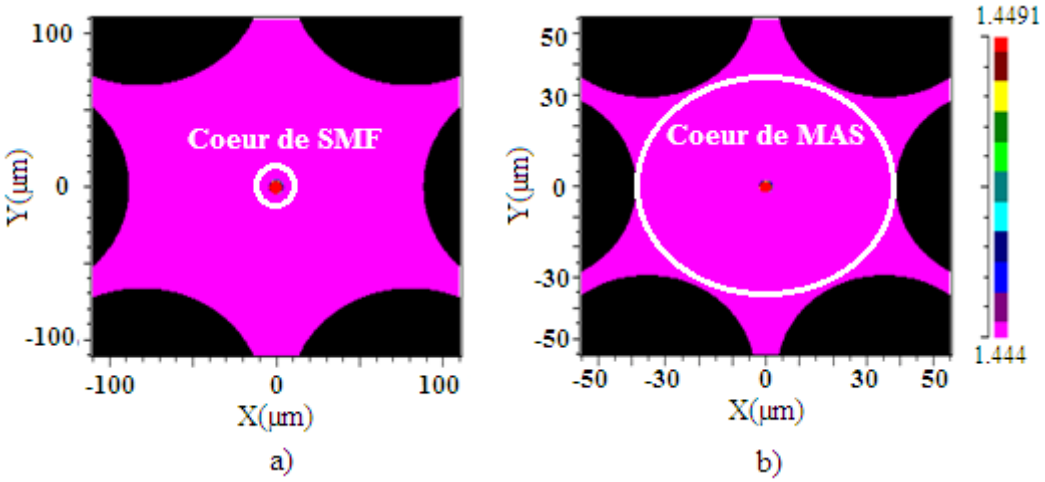


Figure II-14: Coupe transversale de la structure formée par une fibre SMF insérée dans une canne MAS avec un a) CR_L=1 et b) CR_L=0.44

b. Adiabaticité

Dans le cas d'une fibre insérée dans une canne MAS, nous utilisons l'équation II. 15 pour calculer le coefficient de couplage, puisque, la structure ne conserve pas une symétrie circulaire.

$$C_{ql} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_q \beta_l}}\frac{1}{(\beta_q - \beta_l)}\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}\int_{A\infty}\left(x\frac{\partial n^2}{\partial x} + y\frac{\partial n^2}{\partial y}\right)\hat{\Psi}_q(x,y)\hat{\Psi}_l(x,y)dA \qquad \text{(II. 15)}$$

Pour évaluer l'adiabaticité de la structure, nous utilisons l'équation II.25 qui est valable dans le cas où la symétrie circulaire n'est pas conservée.

$$\frac{1}{\rho(z)}\frac{d\rho}{dz} \ll \frac{\beta_q(z) - \beta_l(z)}{\bar{C}_{ql}(z)} \qquad \text{(II. 25)}$$

Le but de cette structure est de convertir le mode fondamental de la SMF vers un autre mode d'une fibre différente. Nous avons besoin alors d'un bi-taper formé par deux tapers dans lequel les deux fibres sont insérées. Le calcul du coefficient de couplage et du critère d'adiabaticité se fait de la même manière comme le taper d'entrée.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini quelques notions de base. Ensuite, nous avons présenté de façon détaillée les différentes théories sur lesquelles nous nous sommes basés dans les calculs numériques telles que la théorie des modes couplés, les coefficients de couplage et les critères d'adiabaticité. Nous avons démontré que le calcul du coefficient de couplage dépend du type de la fibre. Dans le prochain chapitre, nous analyserons le phénomène du couplage qui se produit entre les modes tout en nous basant sur les outils implémentés (coefficient de couplage, critère d'adiabaticité et amplitudes des modes) dans ce chapitre.

Chapitre III : Etude numérique du phénomène de couplage et d’excitation des modes

Introduction

Dans les structures effilées, l'étude du phénomène de couplage entre les modes est importante. Elle se base, sur le calcul des indices effectifs des modes et des coefficients de couplage tout au long de la structure et sur la détermination du critère d'adiabaticité et des amplitudes des modes. Ce chapitre comportera une étude numérique complète de notre convertisseur de modes. A cet égard, nous présenterons les outils de simulation qui ont été mis en place afin de modéliser les champs guidés dans une transition biconique. Nous nous intéressons à la méthode du faisceau propagé scalaire approchée par les différences finies (FD-BPM) qui permet de suivre l'évolution du champ tout au long de sa propagation dans la structure optique. Notre composant simulé permet d'exciter sélectivement les modes LP_{01} et LP_{02} dans des fibres multimodes. Par conséquent, nous analyserons les conditions de propagation des ondes optiques dans notre structure.

A. Outils numériques

Pour simuler le convertisseur de mode proposé, nous utilisons deux outils de calcul numérique.

1. Femlab

FEMLAB (Finite Elements Modeling Laboratory), est un logiciel avancé pour la modélisation et la simulation de tout processus physique décrit par des équations aux dérivés partielles. Avec Femlab, nous pouvons calculer des champs des modes locaux vectoriels dans différentes structures optiques et leurs indices effectifs. La figure III-1 présente un exemple de calcul des premiers modes dans une fibre microstructurée.

Femlab offre des solveurs performants, capables de traiter des structures de grande taille avec des temps de résolution optimaux. Il peut être intégré dans un environnement d'analyse et de programmation comme Matlab. Cette option rend le calcul de solutions et la sauvegarde des données automatique. Un des principaux inconvénients du logiciel résulte dans le temps de calcul énorme pour un maillage très fin.

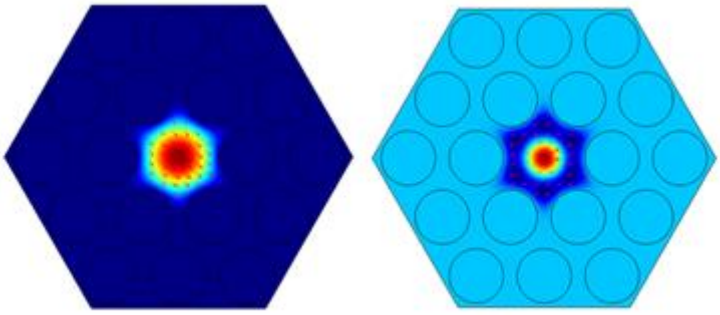


Figure III-1: Répartition des modes a) LP_{01} et b) LP_{02} avec Femlab

2. Beamprop

Beamprop est un outil de conception et de simulation de guide d'onde optique et de circuits intégrés basé sur la méthode du faisceau propagé (BPM). La méthode BPM est un outil qui permet de calculer le champ propagé quel que soit la complexité de la structure. La structure est divisée en tranches successives espacées de (Δz) selon la direction de propagation. Les équations de propagation sont résolues par la méthode des différences finies dans chaque tranche (j+1) à partir du champ calculé en (j). Nous avons utilisé l'approximation paraxiale considérant de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. La figure III-2 montre un exemple de calcul du champ de mode à l'aide de Beamprop d'une FMAS.

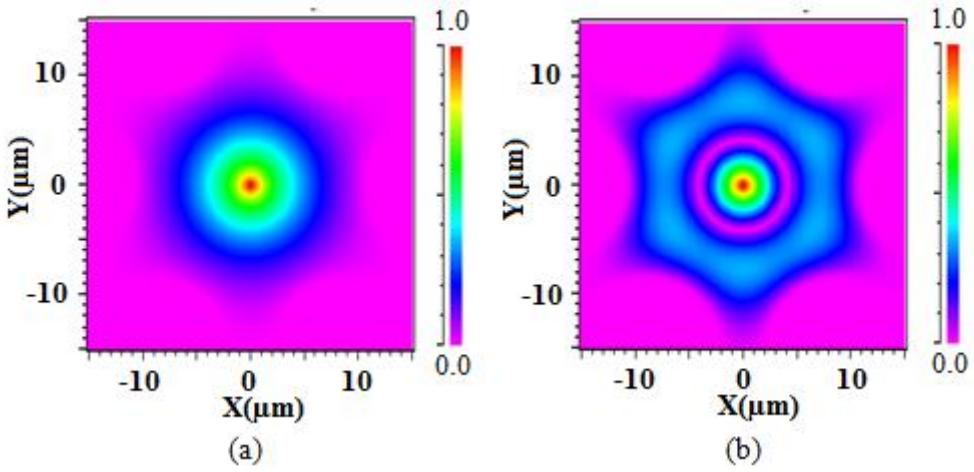


Figure III-2: Répartition des modes a) LP_{01} b) LP_{02} avec BeamProp.

Parmi les avantages de la méthode BPM, nous citons le calcul des modes guidés, évanescents, le couplage et la conversion des modes. La détermination des modes est plus aisée que Femlab. Le traitement de données ne se fait pas d'une manière automatique. Afin de déterminer les propriétés des composants conçus, nous exploitons les champs de modes scalaires et le profil d'indice calculés pour chaque section.

3. Matlab

Pour traiter les différentes données issues de Beamprop ou Femlab, nous utilisons le langage de programmation Matlab qui permet de manipuler des matrices, d'afficher des courbes et des données. A l'aide du Matlab, nous traçons les indices effectifs de différents modes calculés. Ensuite, nous calculons les coefficients de couplage entre les modes, le critère d'adiabaticité en utilisant les champs des modes locaux.

a. Calcul des coefficients de couplage

Pour une structure effilée, la perturbation est due à son diamètre variable et les modes peuvent se coupler le long de ce guide. Pour donner une description plus quantitative de ces effets de

couplage, nous calculons les coefficients de couplage normalisées $C_{j\ell}$ entre les différents modes LP_{0j} et $LP_{0\ell}$:

$$\overline{C_{jl}} = \frac{1}{2}\frac{k^2}{\sqrt{\beta_j\beta_l}}\frac{1}{(\beta_j-\beta_l)}\int_{A\infty}\left(x\frac{\partial n^2}{\partial x}+y\frac{\partial n^2}{\partial y}\right)\widehat{\psi}_j(x,y)\widehat{\psi}_l(x,y)dA$$

Avec β_j et β_l les constantes de propagation des modes, $\widehat{\psi}_j$ et $\widehat{\psi}_l$leur champs respectifs normalisés [72]. Nous implémentons cette équation avec Matlab en utilisant les fichiers issus de Beamprop représentant les champs des modes (LP_{01}, LP_{02} et LP_{03}) non normalisés et les profils d'indice en chaque z de la structure effilée.

b. Critère d'adiabaticité

Une propagation de mode est dite adiabatique, si ce mode se propage dans une structure effilée sans couplage avec d'autres modes d'ordres supérieurs de même symétrie azimutale [80]**.** Nous calculons le critère d'adiabaticité afin de connaitre les zones adiabatiques et non adiabatiques dans une structure effilée. Ce calcul se base principalement sur la détermination des valeurs des coefficients de couplages entre les modes. L'adiabaticité est évaluée en comparant la pente normalisée $\frac{1}{\rho(z)}\frac{d\rho}{dz}$ de la structure effilée à $\frac{\beta_j(z)-\beta_l(z)}{\bar{C}_{jl}(z)}$. Le critère d'adiabaticité est vérifié lorsque :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz} \ll \frac{\beta_j-\beta_m}{\bar{C}_{jm}}$$

Avec ρ est le rayon de la structure effilée en chaque section longitudinale.

c. Intégrale de recouvrement α^2

Après la propagation du mode dans la structure, nous calculons l'intégrale de recouvrement α^2. Ce calcul permet d'identifier, d'une part les modes à la sortie de la structure, et d'autre part d'évaluer les pertes de conversion modale. Nous avons implémenté un programme Matlab pour calculer la valeur de α^2en nous basant sur l'équation suivante :

$$\alpha^2 = \frac{\left|\iint_{-\infty}^{+\infty}\psi_1\psi_2^*\,dxdy\right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty}|\psi_1|^2\,dxdy\iint_{-\infty}^{+\infty}|\psi_2|^2\,dxdy}$$

Ce calcul se fait en comparant le champ issu de la propagation BPM avec les champs des modes (LP_{01}, LP_{02} et LP_{03}) de la structure non effilée. La figure III-3 présente le schéma explicatif de la méthode du calcul. Nous calculons les trois premiers modes dans une section de fibre non effilée

possédant la même dimension que la section de la sortie de la fibre effilée. Ce calcul permet de savoir la proportion de chaque mode (LP_{01}, LP_{02} et LP_{03}) dans le champ propagé dans la structure effilée.

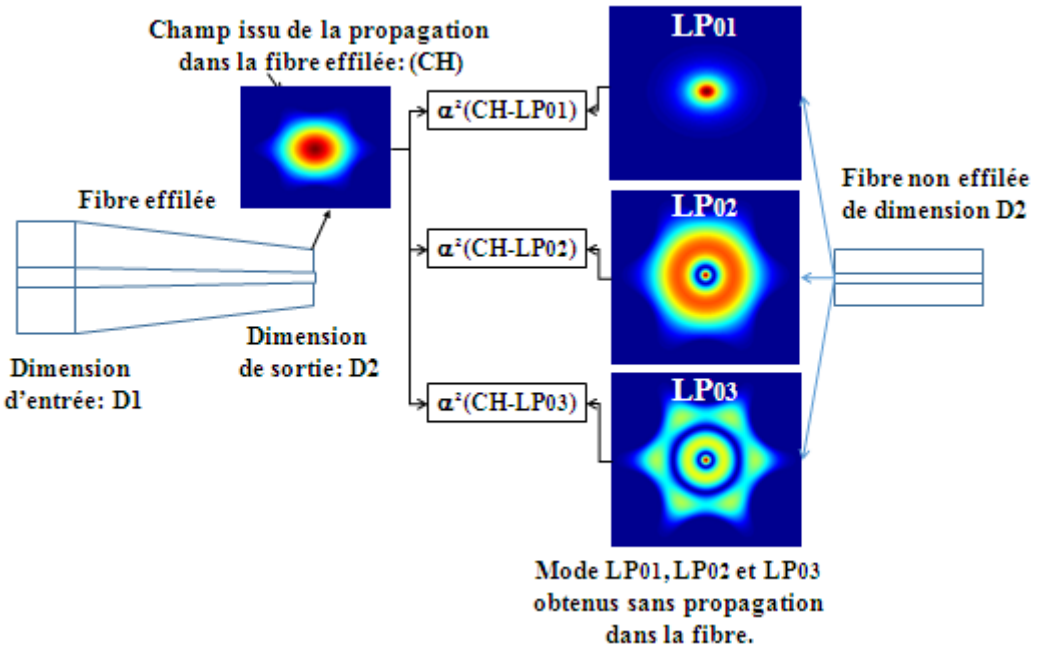


Figure III-3: Schéma illustrant le principe de calcul de l'intégrale de recouvrement

B. Taper SMF

1. SMF effilée

a. SMF à gaine infinie

Pour les différentes structures, nous simulons avec Beamprop la propagation du mode fondamental tout au long de la structure. La longueur d'onde est fixée à 1550 nm. Le champ injecté dans la structure est le mode fondamental de la fibre à l'entrée du taper déjà calculé. En cours de la propagation, la répartition du champ est enregistré périodiquement à intervalle régulier afin d'évaluer les conditions de la propagation en fonction des paramètres géométriques du taper. A la fin de la propagation, le champ est enregistré puis traité numériquement pour calculer les pertes de la propagation et analyser le contenu modal du champ.

La figure III-4 montre l'indice effectif du mode fondamental en fonction de coefficient de réduction CR_L. La fibre simulée est caractérisée par son diamètre d_c=8.2µm et d'indice de réfraction du cœur n_c=1.4491 et celui de la gaine supposée infinie n_g=1.444. Le coefficient de réduction varie entre 1 et 0.1. Lorsque CR_L<0.4, l'indice effectif du mode de gaine tend vers 1.444.

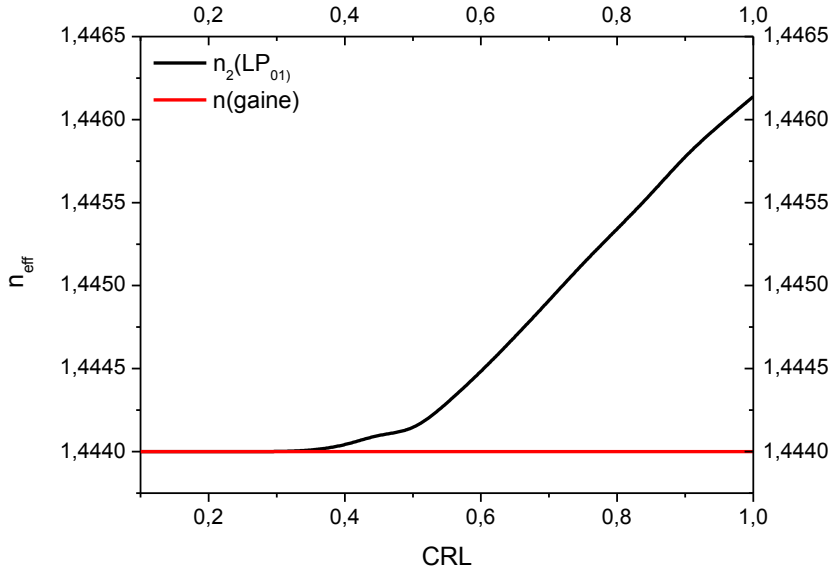


Figure III-4: Variation d'indice effectif du mode fondamental LP_{01} dans une fibre à gaine infinie en fonction de CR_L

La figure III-5 présente la répartition des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} à CR_L=1. Les modes LP_{02} et LP_{03} sont des modes de gaine.

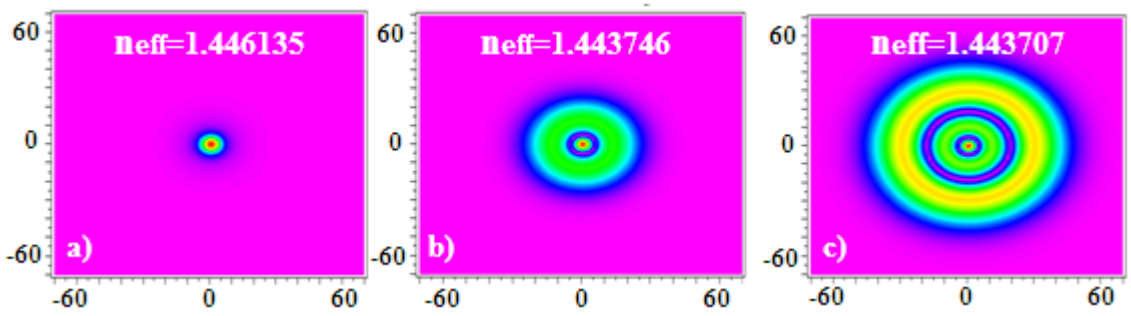


Figure III-5: Répartition du champ de mode du cœur a) LP_{01} et de gaine b) LP_{02} et c) LP_{03} à CR_L=1 dans une fibre à gaine supposée infinie

b. SMF à gaine finie

Nous simulons avec Beamprop une fibre effilée de diamètre du cœur d_c=8.2µm et d'indice de réfraction n_c=1.4491 et de diamètre de gaine d_g=125µm et d'indice de réfraction n_g=1.444. Le coefficient de réduction varie de 1 à 0.1. Nous remarquons d'après la figure III-6 qu'à partir d'un certains CR_L, une coupure du mode fondamental du cœur se produit. Pour déterminer CRL, nous traçons l'indice effectif du mode LP_{01} en fonction de CR_L. En fait, à CR_L=0.44 il y a une coupure du mode LP_{01}. A ce niveau, le cœur perd son rôle de guidage et la gaine prend le relais progressivement.

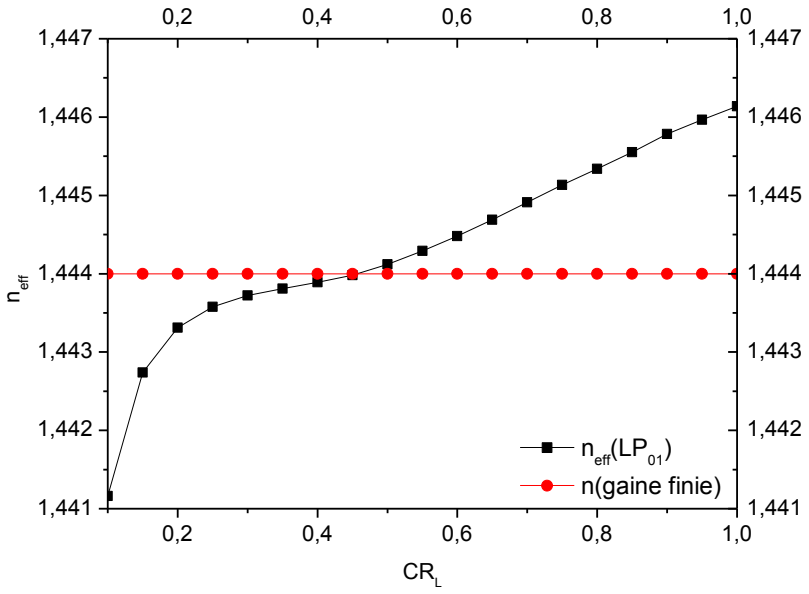
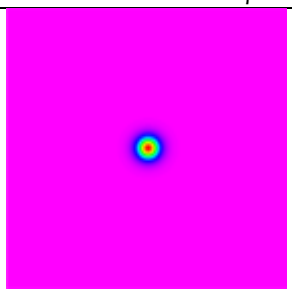
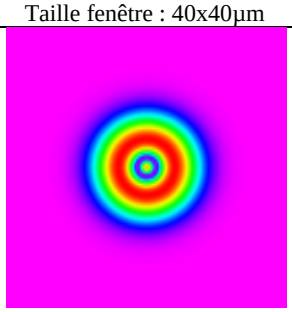
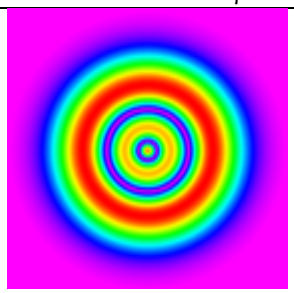
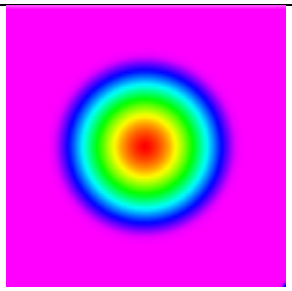
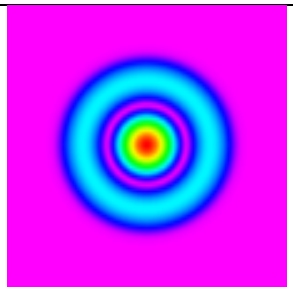
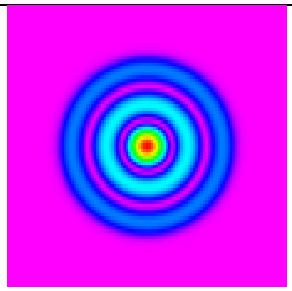


Figure III-6: Variation d'indice effectif du mode fondamental LP_{01} dans une fibre SMF à gaine finie en fonction de CR_L

Nous présentons dans le tableau III-1 les répartitions des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} pour différents coefficients de réduction CR_L= {1 et 0.1}.

Tableau III-1: Répartition des modes dans une SMF à gaine finie pour différents CR_L

	LP_{01} Taille fenêtre : 120x120µm	LP_{02} Taille fenêtre : 40x40µm	LP_{03} Taille fenêtre : 20x20µm
CR_L=1	 n_{eff}=1.446106	 n_{eff}=1.443729	 n_{eff}=1.443708
CR_L=0.1	 n_{eff}=1.441165	 n_{eff}=1.428824	 n_{eff}=1.40629

A CR_L=1, le mode fondamental est confiné dans le cœur de la fibre et son diamètre est presque égal au diamètre du cœur. A CR_L=0.1, le mode fondamental s'étale dans toute la gaine qui est

limitée par le milieu extérieur (air). Par conséquent, sa taille est égale à celle de la gaine à CR_L=0.1 (12.5µm).

2. Canne microstructurée air-silice effilée

Nous simulons le cas d'une canne microstructurée air-silice (CMAS) à 4 couronnes de trous d'air arrangés d'une manière hexagonale. Les trous d'air sont caractérisés par d=145µm et Λ=161µm (Fig. III-7). Nous utilisons le logiciel Beamprop pour calculer les modes dans cette structure. Le diamètre du cœur de la structure $d_c = 2 \times \Lambda - d$ est bien choisi pour assurer un comportement multimode.

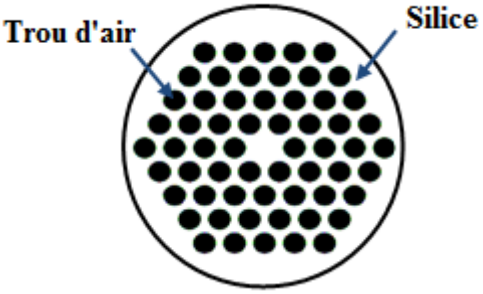


Figure III-7: Géométrie de la canne microstructurée air-silice

La figure III-8 montre la répartition de mode LP_{01} dans une canne MAS pour CR_L= {1 et 0.1}. Pour ces deux valeurs de CR_L, le mode fondamental est confiné dans le cœur de la microstructure. La lumière est piégée par la gaine microstructurée.

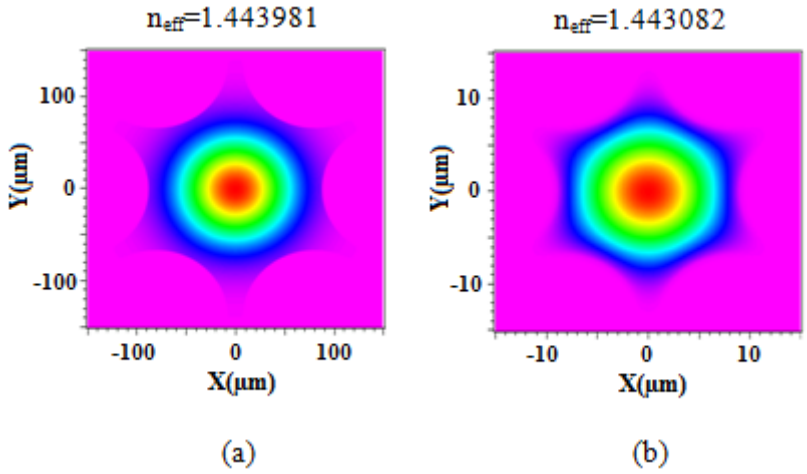


Figure III-8: Répartition des modes LP_{01} à a) CR_L=1 et b) CR_L=0.1 dans une canne MAS

La figure III-9 illustre la variation des indices effectifs des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} pour différents CR_L. L'indice effectif du mode LP_{01} est presque constant pour 0.4<CR_L<1. Il diminue légèrement pour CR_L<0.4. En dessous de cette valeur le mode fondamental s'étale plus et ainsi la gaine microstructurée a plus d'effet sur le guidage du mode. Les indices effectifs des modes LP_{02}

et LP_{03} diminuent exponentiellement pour CR_L<0.4. Cette diminution est expliquée par l'étalement des modes dans les interstices de silice.

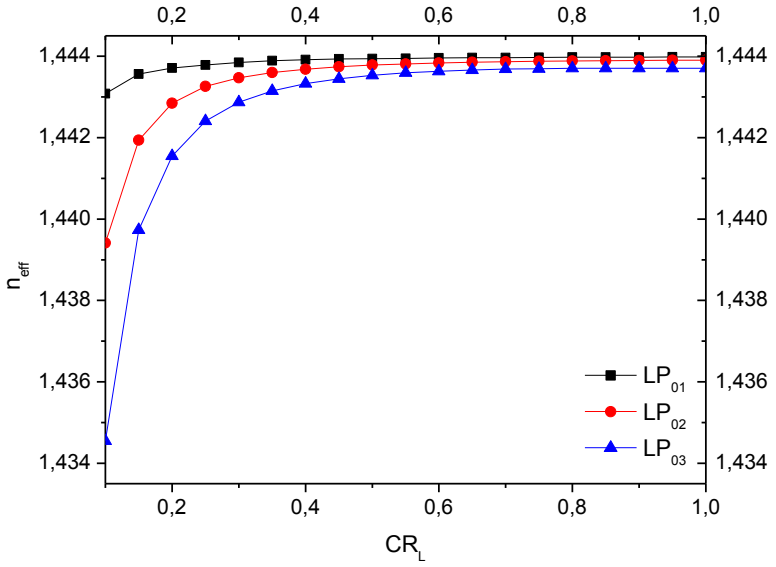
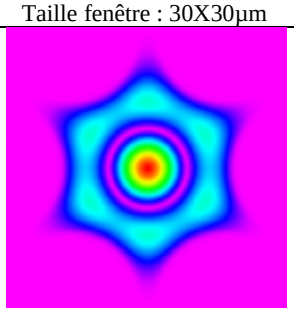
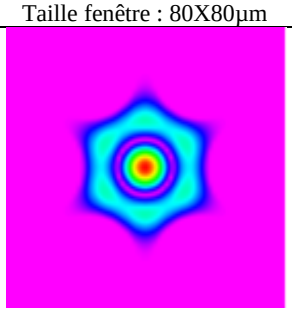
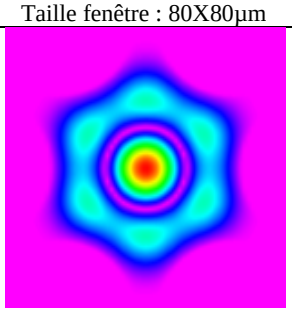
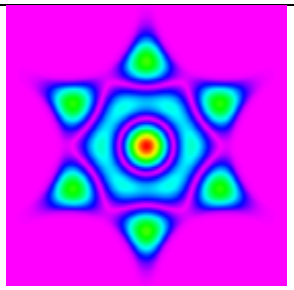
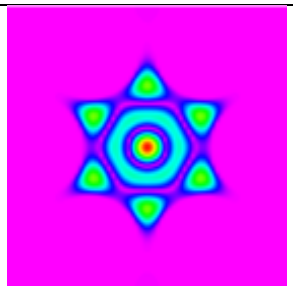
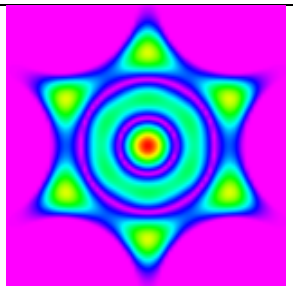


Figure III-9: Variation d'indice effectif des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} en fonction de CR_L dans une canne MAS effilée

Nous présentons dans le tableau III-2 les répartitions des modes LP_{02} et LP_{03} pour différents coefficients de réduction CR_L= {0.1, 0.2 et 0.3}.

Tableau III-2: Répartition des modes dans une CMAS pour différents CR_L

	CR_L=0.1 Taille fenêtre : 30X30µm	CR_L=0.2 Taille fenêtre : 80X80µm	CR_L=0.3 Taille fenêtre : 80X80µm
LP_{02}	 n_{eff}=1.439413	 n_{eff}=1.442843	 n_{eff}=1.443466
LP_{03}	 n_{eff}=1.434549	 n_{eff}=1.441547	 n_{eff}=1.442869

3. SMF insérée dans une Canne MAS effilée

Nous simulons avec Beamprop, une SMF insérée dans la canne microstructurée air-silice à 4 couronnes de trous d'air. Nous nous proposons d'évaluer l'effet de l'insertion de la SMF sur le guidage des modes. La gaine de la fibre est fusionnée avec la silice de la CMAS (Fig. III-10).

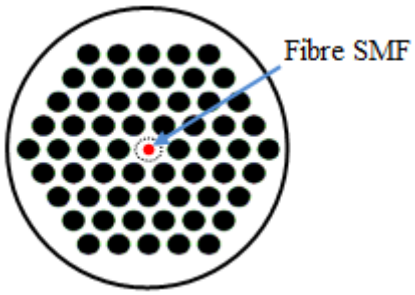


Figure III-10: Géométrie de la SMF insérée dans une Canne MAS

La figure III-11 illustre l'évolution du champ guidé tout au long de la structure. Le taper est linéaire de longueur L=3cm et de CR_L=0.1. À l'entrée, la fibre SMF assure totalement le guidage de la lumière. Pour CR_L<0.46, le guidage est assuré simultanément par le cœur de la SMF et la canne microstructurée. A la sortie du taper, nous obtenons un champ totalement guidé par la canne microstructurée.

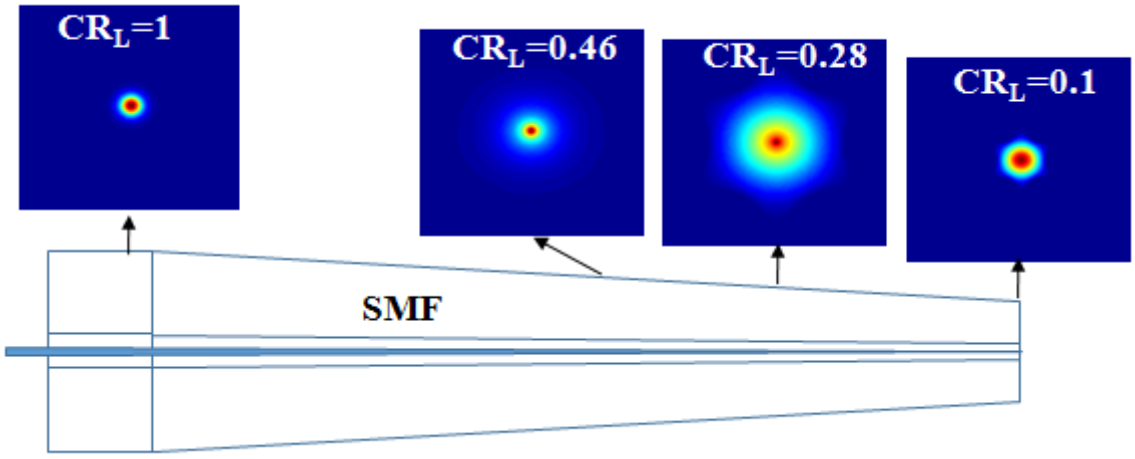


Figure III-11: Répartition du champ en fonction de CR_L pour L=3cm.

La figure III-12 montre la variation des indices effectifs des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} en fonction de CR_L pour une SMF insérée dans une canne MAS. Cette illustration permet d'évaluer l'effet du cœur de fibre sur le guidage des modes. Nous pouvons ainsi identifier les zones de couplage et analyser le phénomène de couplage entre les différents modes.

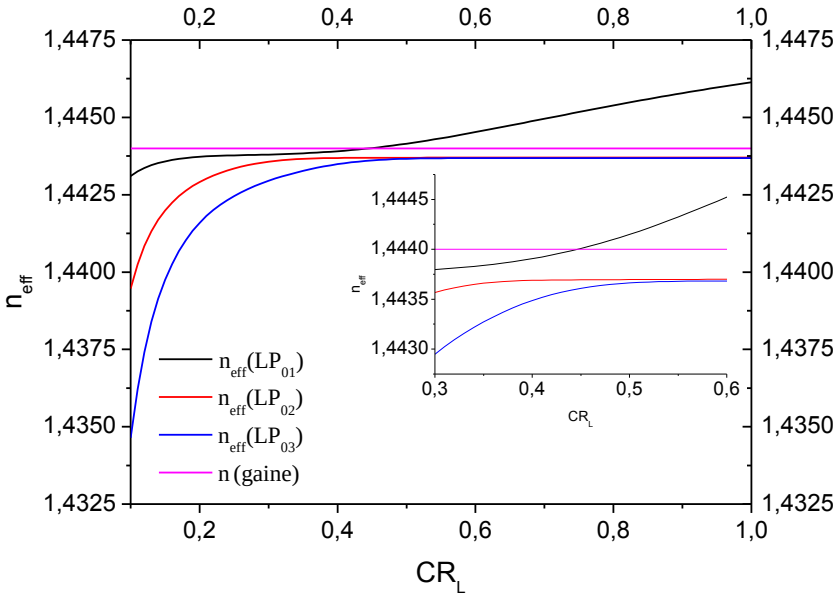


Figure III-12: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR_L dans une SMF insérée dans la canne MAS

En comparant les indices effectifs des modes LP_{02} et LP_{03} dans une canne MAS sans et avec insertion de la SMF dans la canne MAS, nous obtenons les mêmes allures des courbes. Par conséquent, le cœur de fibre SMF n'a aucun effet sur la propagation et le guidage des modes LP_{02} et LP_{03}. Ce résultat est prévu puisque le cœur de fibre est monomode car il ne permet pas le guidage des modes d'ordres supérieurs.

La figure III-13 illustre la variation d'indice effectif du mode fondamental dans une canne MAS et dans une SMF insérée dans une canne MAS.

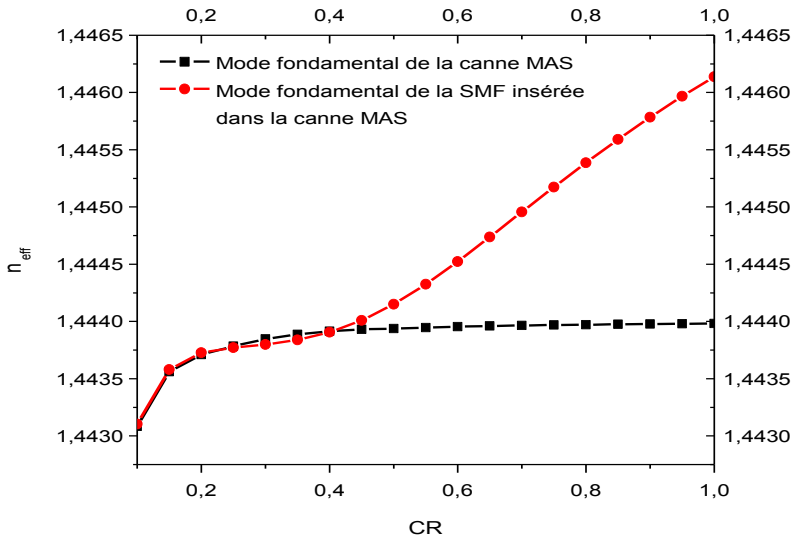


Figure III-13: Variation d'indice effectif du mode fondamental dans une canne MAS et dans une SMF insérée dans une canne MAS

Pour CR_L<0.44, les indices effectifs des modes fondamentaux sont égaux dans les deux cas : sans et avec insertion d'une SMF insérée dans une canne MAS. En dessous de cette valeur de CR_L=0.44, le cœur de la fibre SMF perd son effet de guidage et son mode fondamental se propage dans le cœur de la microstructure grâce à la canne microstructurée comme illustré par la figure III-13.

Pour les deux structures le mode fondamental occupe le cœur de la canne MAS (Fig. III-14). Nous obtenons presque la même répartition du champ (les indices effectifs sont presque identiques). Le cœur de la fibre SMF n'a aucune influence.

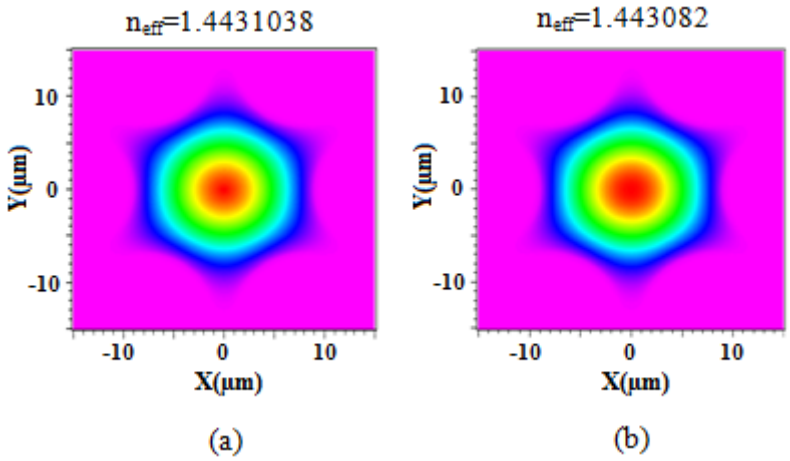


Figure III-14: Mode fondamental à CR_L=0.1 de a) SMF insérée dans la canne MAS et b) canne MAS.

Pour évaluer l'influence de l'insertion de la SMF dans la canne MAS, nous calculons l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental dans les deux structures (Canne MAS avec et sans SMF insérée) pour différents CR_L (Tableau III-3). Les deux modes obtenus à CR_L=0.1 sont identique (α^2=0.99) malgré la différence géométrique entre les deux structures. Avec la réduction de la dimension, la SMF insérée perd son influence sur le guidage. Par conséquent l'effet du cœur devient négligeable. En augmentant CR, le cœur reprend son rôle de guidage et donc les structures sont de natures différentes et nous obtenons ainsi des modes différents.

Tableau III-3: Variation de l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{01} de la canne MAS et LP_{01} de la canne MAS avec une fibre SMF insérée

	CRL=0.1	**CR=0.2**	**CR=0.3**
α^2 (LP_{01}*MAS*/LP_{01} *SMF-MAS*)	0.99	0.99	0.84

C. Bi-taper SMF

1. Géométrie

Nous nous proposons de raccorder deux SMF en utilisant un bi-taper à base de canne MAS effilée. La structure simulée est constituée des deux fibres SMFs insérées dans la canne MAS chacune d'un côté. Nous modélisons le profil d'indice d'un taper à 4 couronnes de trous d'air dont les dimensions diminuent progressivement selon un profil linéaire avec un coefficient de réduction CR. Pour les simulations de propagation du champ dans un taper linéaire, nous choisissons les paramètres géométriques suivants :

- ✓ Diamètre du cœur de la fibre SMF: 8.2 µm.
- ✓ Diamètre des trous d'air: d=145 µm.
- ✓ Distance inter trou: Λ=161µm => d/Λ=0.9.
- ✓ Longueur du taper: L=1cm, 2 cm, 3 cm et 4 cm.
- ✓ Cadre de simulation est un carré de 90µm de côté.
- ✓ Pas de discrétisation: $\Delta x=\Delta y=0.05\mu m$ et $\Delta z=0.1\mu m$.
- ✓ Coefficient de réduction CR_L: de 1 à 0.1

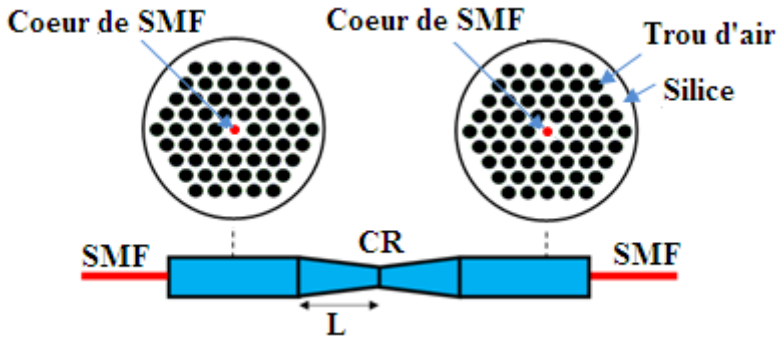


Figure III-15: Bi-taper SMF (4 couronnes)

A l'entrée de la structure, la SMF assure le guidage du mode fondamental. Pendant l'effilement, le mode guidé s'étale et son indice effectif diminue. A un certain coefficient de réduction (CR_L=0.44) une coupure du mode fondamental se produit. A ce niveau, la canne microstructurée prend le relais du guidage. Au niveau de waist, le mode fondamental de la SMF est maintenant transformé en mode fondamental de la canne microstructurée. Dans le second taper, le cœur de la SMF reprend progressivement le guidage. La canne microstructurée perd progressivement son influence.

2. Influence du coefficient de réduction CR

Pendant l'étude numérique, nous agissons sur deux paramètres principaux : le coefficient de réduction CR et la longueur du taper L. Ces deux paramètres influent sur la pente du taper. La variation de CR influe sur le guidage, soit par le cœur de la fibre, soit par la gaine microstructurée. Pour ces simulations, nous adoptons un bi-taper symétrique.

La figure III-16 illustre la répartition du champ au waist pour différents coefficients de réduction CR= {0.1, 0.2 et 0.3} dans un bi-taper SMF-SMF pour une longueur du taper qui vaut L=3cm. Nous injectons le mode fondamental de la fibre SMF à l'entrée du bi-taper. En effilant la structure, le mode fondamental s'étale d'avantage dans la silice constituée de la gaine de la SMF fusionnée avec la silice de la canne MAS. La gaine microstructurée prend le relais du guidage. Au waist, la fibre SMF ne guide plus la lumière et nous obtenons ainsi le mode fondamental de la canne microstructurée. Pour obtenir un composant adiabatique, les pentes des deux tapers doivent être les plus douces possibles, pour que le mode fondamental de la fibre SMF se transforme progressivement en mode fondamental de la canne MAS.

Le cœur de la fibre SMF du taper de sortie reprend progressivement le guidage de la lumière tout au long de la propagation vers la fin de la structure. A la sortie du composant, nous obtenons le mode fondamental de la fibre SMF pour différents coefficients de réduction. A CR=0.3, la pente du taper est plus douce que celle du taper à CR=0.1. Ceci n'indique pas forcément que la propagation du mode fondamental tout au long de la structure est plus adiabatique. Une variation de CR conduit à une variation de contribution de chaque structure (gaine microstructurée ou SMF) au guidage de mode. En augmentant le CR, le diamètre du champ de mode au waist augmente et l'énergie devient moins confinée dans le cœur de la canne MAS puisque le cœur de la fibre participe encore au guidage.

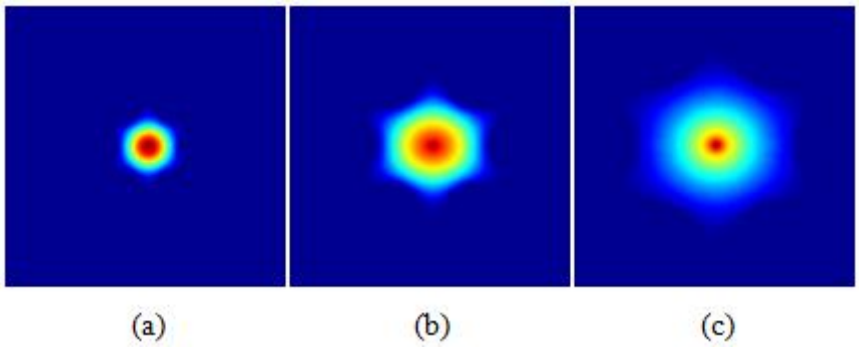


Figure III-16: Répartitions du champ au waist dans un bi-taper SMF-SMF pour une longueur du taper L=3cm et a) CR=0.1, b) CR=0.2 et c) CR=0.3

La figure III-17 illustre le profil du champ de mode issu de la propagation dans un taper SMF aux différents niveaux de réduction. Par la suite, nous pouvons identifier la contribution de la microstructure et du cœur de la fibre dans le guidage du mode.

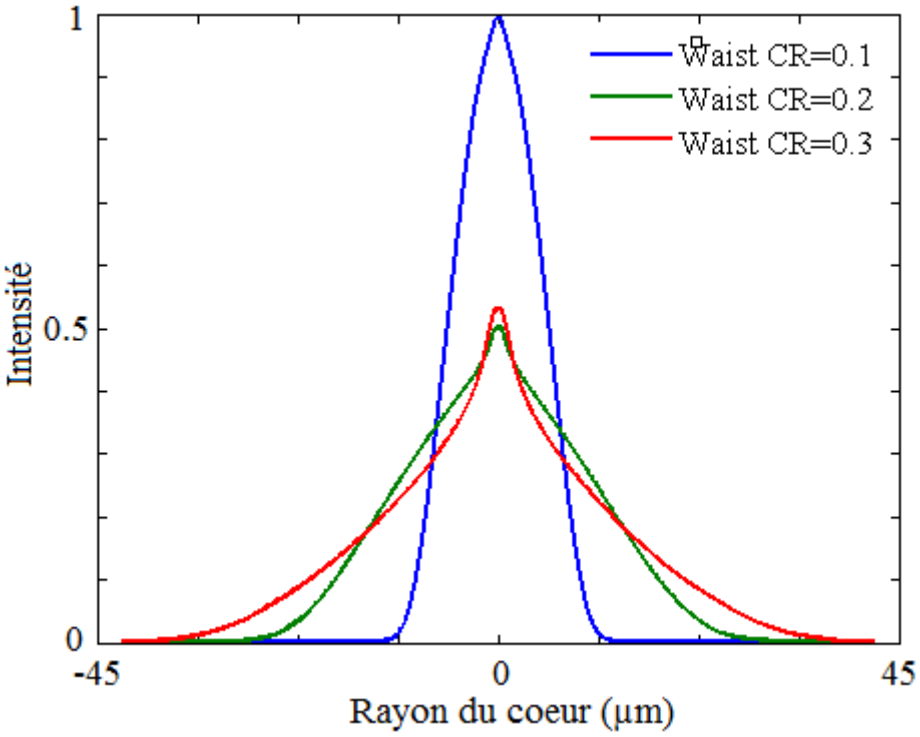


Figure III-17: Profils du champ tout au long du taper SMF (SMF insérée dans une canne MAS) de longueur 3cm et de CR= {0.1, 0.2 et 0.3}

A CR=0.1, la gaine microstructurée assure totalement le guidage. Nous obtenons ainsi, le mode fondamental de la microstructure qui est nécessaire pour exciter le mode fondamental de la fibre SMF insérée dans le taper de sortie. Pour CR=0.2 ou CR=0.3, le champ au niveau de waist s'étale présentant un pic central indiquant le guidage de la SMF.

Nous calculons les pertes en utilisant l'équation suivante :

$$Pertes(dB) = -(10 \times \log_{10}\left(\frac{P_g}{P_{in}}\right) + 10 \times \log_{10}(\alpha^2))$$

Avec P_g/P_{in} le rapport entre la puissance finale et la puissance initiale et α^2 l'intégrale de recouvrement entre le champ propagé et le mode calculé pour une section en sortie.

En augmentant le coefficient de réduction pour une longueur donnée, la valeur de α^2 (contribution du mode fondamental au niveau du waist) diminue. Par la suite, la perte de conversion modale augmente comme illustré dans le tableau III-4. Pour assurer une faible perte de l'énergie, la pente du taper doit être la plus douce possible pour avoir une transition

adiabatique. Pour CR=0.1, à la sortie et au waist du bi-taper, α^2 est autour de 1. Les pertes de propagation calculées sur toute la fenêtre sont négligeables pour les modes guidés. En augmentant la valeur de CR, le cœur reprend progressivement son rôle de guidage et le mode obtenu n'est plus purement le mode fondamental de la canne MAS, par conséquent la valeur α^2 (Champ propagé/LP_{01}) diminue.

Tableau III-4: Variation des pertes du mode fondamental LP_{01} au waist et à la sortie du bi-taper SMF-SMF avec L=3cm et différents CR

		CR=0.1	**CR=0.2**	**CR=0.3**
Pertes (dB)	**Waist**	0.02	0.3	0.9
	Sortie	0.03	0.04	0.06

3. Influence de la longueur L

Nous nous proposons d'étudier l'influence de la longueur du bi-taper SMF-SMF sur la perte totale (qui est la somme de la perte de propagation et celle de la conversion modale pour différents coefficients de réduction) dans le cas du bi-taper SMF-SMF.

- L=1cm

La figure III-18 présente l'évolution du mode fondamental tout au long du bi-taper avec L=1cm et CR=0.1. Dans ce cas, la structure est très courte et les répartitions du champ du taper de sortie ne sont pas identiques à celles du taper d'entré. Nous remarquons à la sortie que le mode fondamental de la fibre SMF n'est pas guidé.

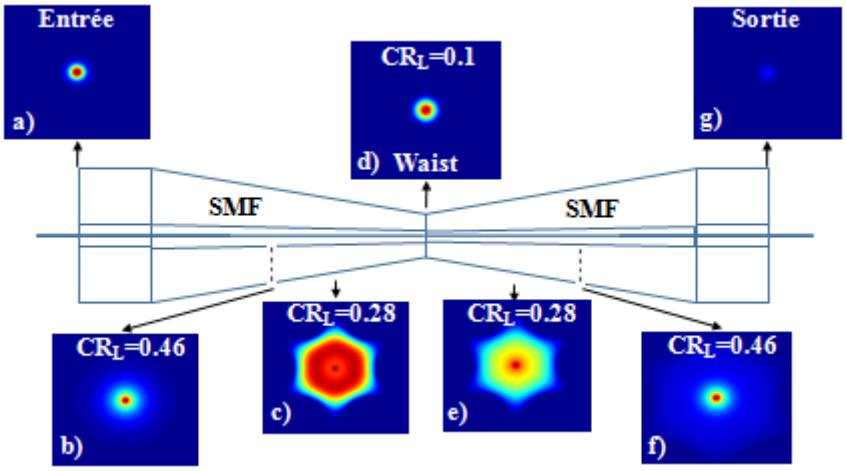


Figure III-18: Répartitions du champ tout au long du bi-taper SMF-SMF de longueur L=1cm et CR=0.1

❖ L=2cm

La figure III-19 présente l'évolution du mode fondamental tout au long du bi-taper SMF-SMF avec L=2cm et CR=0.1. Par rapport à la structure précédente, le mode fondamental de la fibre SMF au taper de sortie est guidé mais avec perte.

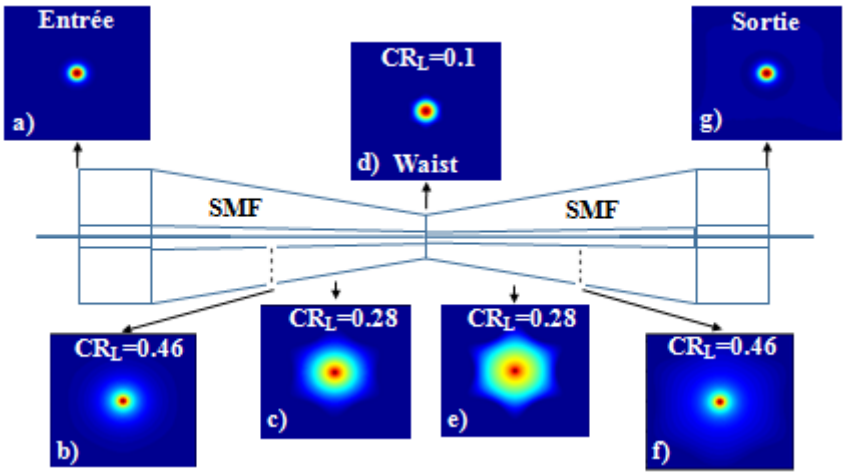


Figure III-19: Répartitions du champ tout au long du bi-taper SMF-SMF de longueur L=2cm et CR=0.1

❖ L=3cm

La figure III-20 présente l'évolution du mode fondamental tout au long du bi-taper SMF-SMF avec L=3cm et CR=0.1. En augmentant la longueur du bi-taper, nous obtenons à la sortie un mode fondamental bien guidé. Les répartitions des champs dans le taper de sortie sont identiques à celles du taper d'entrée. La propagation est réversible dans les deux tapers.

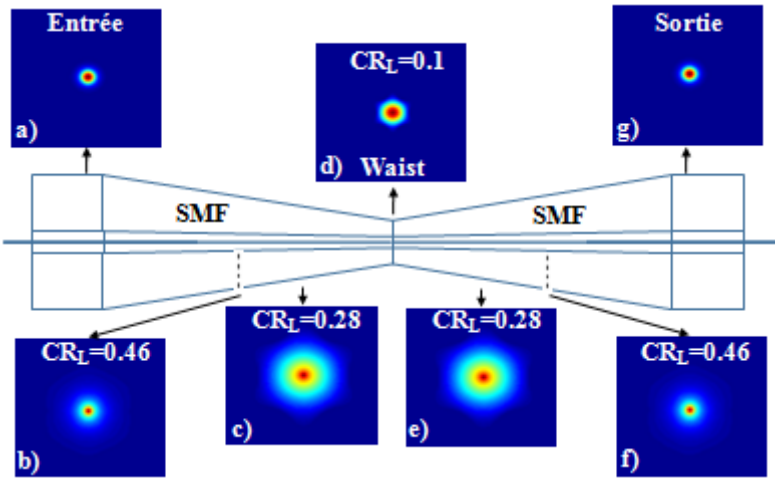


Figure III-20: Répartitions du champ tout au long du bi-taper SMF-SMF de longueur L=3cm et CR=0.1

Pour un coefficient de réduction CR donné, l'augmentation de longueur L rend la pente plus douce et donc la propagation plus adiabatique. Nous présentons dans le tableau III-5 la variation de l'intégrale de recouvrement entre le champ propagé et le mode fondamental LP_{01} au waist du bi-taper SMF-SMF en fonction de la longueur L.

Nous remarquons que la propagation du mode fondamental de la fibre SMF injecté à l'entrée est plus adiabatique en augmentant la longueur de la structure. Le tableau 4 montre la variation de l'intégrale de recouvrement entre le mode issu de la propagation et le mode fondamental LP_{01} au waist. La valeur α^2 atteint 0.99 avec L=3cm et ainsi le mode obtenu est le mode fondamental de la canne MAS.

Tableau III-5: Variation de l'intégrale de recouvrement au waist du bi-taper SMF-SMF entre le mode issu de la propagation et le mode fondamental LP_{01}

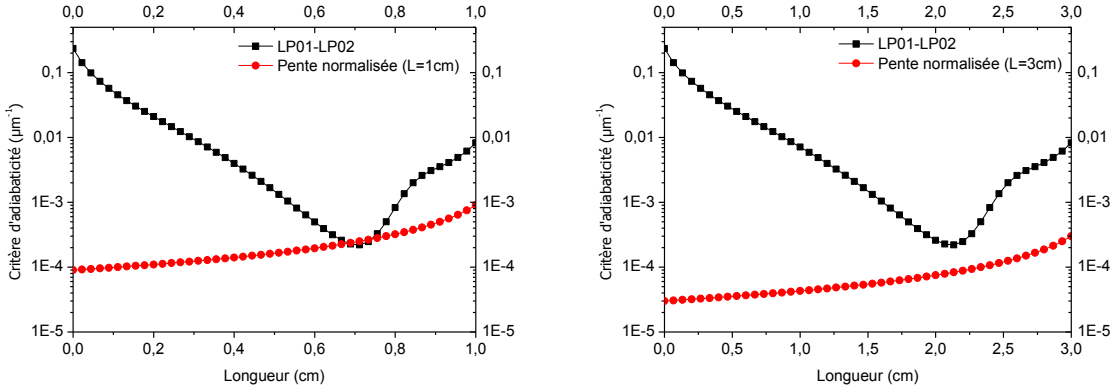
	L=1cm	**L=2cm**	**L=3cm**
α^2 (Champ propagé/LP_{01})	0.89	0.98	0.99

La perte du mode fondamental de la fibre SMF à la sortie du bi-taper est négligeable (0.02dB) avec une longueur L=3cm qui est identique à celle du waist. Par conséquent, la propagation du mode fondamental LP_{01} est adiabatique dans le taper d'entrée et de sortie. La propagation est moins adiabatique avec L= {2cm et 3cm} et la perte augmente.

Tableau III-6: Variation des pertes du mode fondamental LP_{01} calculé à la sortie et au waist du bi-taper SMF-SMF en fonction de la longueur L

		L=1cm	**L=2cm**	**L=3cm**
Pertes (dB)	**Waist**	0.46	0.06	0.02
	Sortie	0.66	0.23	0.02

La figure III-21 présente le critère d'adiabaticité entre le mode fondamental LP_{01} et le mode LP_{02}. En comparant le critère d'adiabaticité à la pente normalisée du taper, nous remarquons que plus le taper est long plus la propagation est adiabatique. L'écart entre les deux courbes est proportionnel à la longueur.



(a) (b)

Figure III-21: Variation du critère d'adiabaticité dans un taper SMF pour a) L=1cm et b) L=3cm avec un CR=0.1

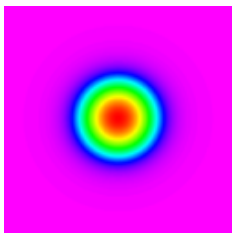
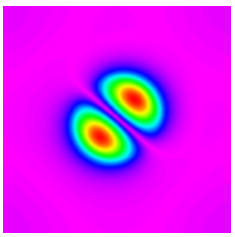
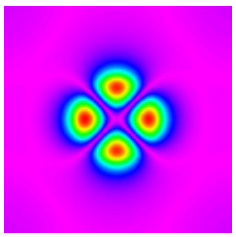
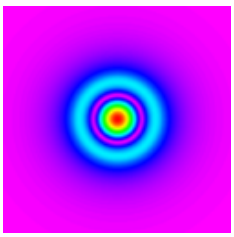
D. Excitation du mode fondamental dans une fibre FMF

L'excitation sélective du mode fondamental dans une fibre à large cœur présente notamment des intérêts pour la conception et la mise en œuvre de lasers à fibre de hautes performances. Notre bi-taper SMF-FMF excite le mode fondamental de la fibre faiblement multimode FMF avec une perte négligeable et très bonne qualité du faisceau.

1. Fibre FMF

La fibre FMF est caractérisée par un diamètre du cœur de 15µm, un diamètre de gaine de 125µm. Les indices de réfraction du cœur et de gaine de la FMF sont respectivement 1,4537 et 1.444. Nous avons utilisé Beamprop. La fenêtre de calcul est un carré de côté 40µm. Les pas de discrétisation sont fixés à $\Delta x=\Delta y=0.05\mu m$ et $\Delta z=0.1\mu m$. Cette fibre peut supporter 4 modes: (LP_{01}, LP_{11}, LP_{21}, LP_{02}) lorsque la longueur d'onde est 1.55µm comme illustré dans le tableau III-7 :

Tableau III-7: Répartitions des modes supportés par la fibre FMF

	LP_{01}	**LP_{11}**	**LP_{21}**	**LP_{02}**
Distribution				
n_{eff}	1.4522	1.449959	1.44711	1.44629

2. FMF insérée dans une canne MAS effilée

Nous nous intéressons maintenant à l'étude d'une FMF insérée dans une canne MAS. Nous calculons l'indice effectif du mode fondamental en fonction de CR afin d'identifier le niveau de sa coupure (Fig. III-22). La coupure du mode fondamental de la fibre FMF se produit à un CR_L=0.16. Nous constatons que pour obtenir le mode fondamental de la canne microstructurée, il faut que CR soit CR_L<0.16.

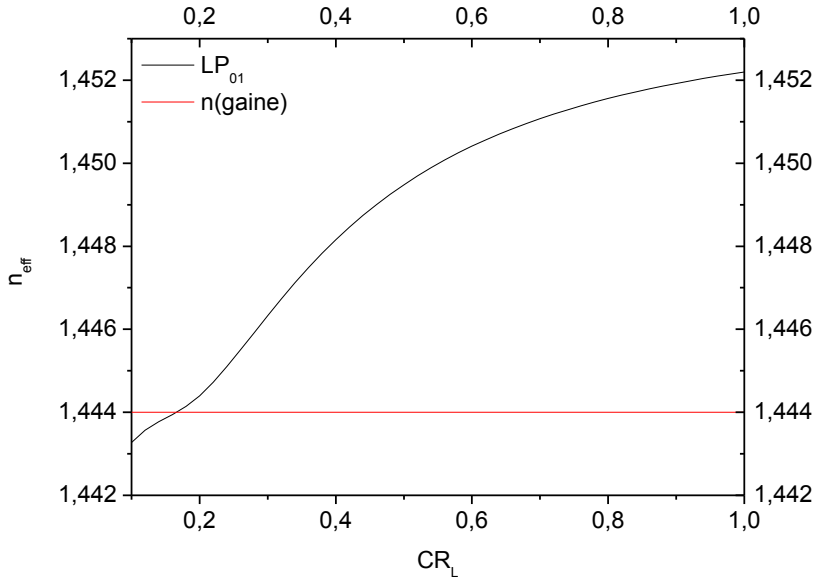
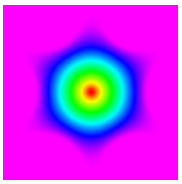
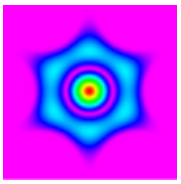
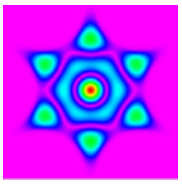
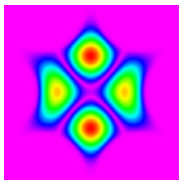
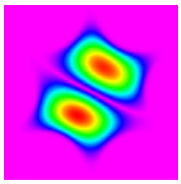


Figure III-22: Variation d'indice effectif du mode fondamental de la FMF insérée dans la canne MAS en fonction de CR_L

Nous avons choisi un CR_L=0.1, à ce niveau de réduction, la fibre FMF a une faible influence sur le guidage du mode fondamental. Par conséquent, la gaine microstructurée assure le guidage du mode obtenu. Le tableau III-8 illustre les modes guidés dans cette structure pour un CR_L=0.1.

Tableau III-8: Répartitions des modes à CR=0.1 dans une FMF insérée dans une canne MAS

	LP_{01}	**LP_{02}**	**LP_{03}**	**LP_{21}**	**LP_{11}**
Distributions (25µm x 25µm)					
n_{eff}	1.443274	1.439779	1.434825	1.440011	1.441726

3. Excitation sélective

Le but de la structure est de convertir le mode fondamental de la fibre SMF insérée dans le taper d'entrée en un mode fondamental de la fibre FMF insérée dans le taper de sortie. Pour ce faire, il faut que le mode fondamental injecté à l'entrée de la structure se transforme en mode fondamental de la canne MAS au waist qui à son tour se transforme en mode fondamental de la FMF. Ceci est vérifié par un taper adiabatique.

a. Principe de la conversion modale

Pour exciter le mode fondamental dans la fibre de sortie (FMF), il faut que CR soit inférieur à 0.16. Le principe de la méthode d'identification de la valeur de CR pour l'excitation du mode fondamental dans la fibre de sortie est le suivant. Nous simulons la propagation du mode fondamental de la SMF et de la FMF dans les deux tapers (Fig. III-23). Nous obtenons deux champs issus de cette propagation des deux tapers. Ensuite, nous calculons l'intégrale de recouvrement entre eux. En choisissant $\alpha^2 \sim 1$, nous pouvons vérifier ainsi le principe de retour inverse de la lumière.

La coupure du mode fondamental dans le taper SMF et FMF se produit respectivement à $CR_L=0.44$ et $CR_L=0.16$. Par conséquent, $\alpha^2 \sim 1$ ($\alpha^2=0.96$) n'est obtenu que lorsque CR_L des deux tapers est inférieur à $CR_{seuil}=0.16$.

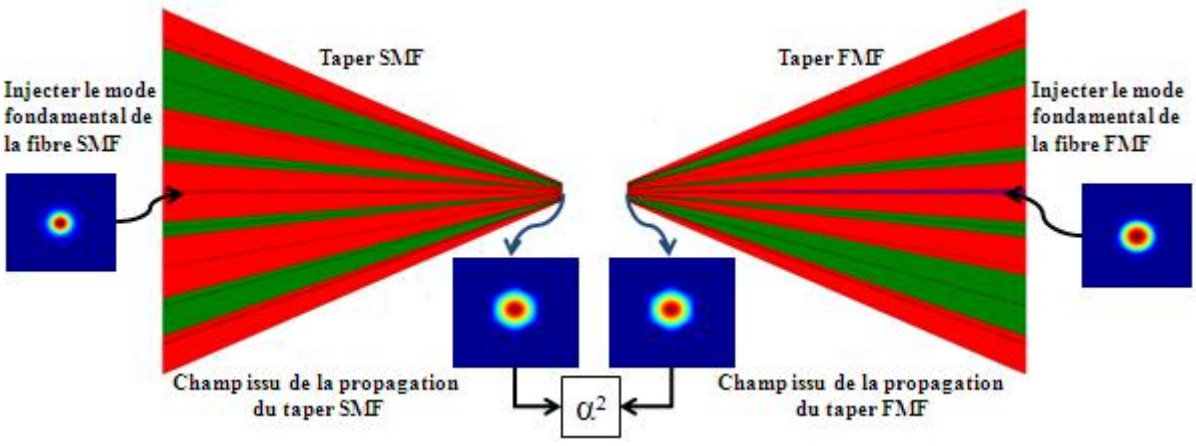


Figure III-23: Schéma explicatif de la méthode d'identification de la valeur de CR_L pour l'excitation du mode fondamental dans la fibre de sortie

La figure III-24 présente la variation des indices effectifs du mode fondamental LP_{01} dans le taper SMF et FMF en fonction de CR. A CR=1, les indices effectifs des modes fondamentaux de la SMF et de la FMF sont respectivement 1.44614 et 1.4522. Cet écart devient de plus en plus

faible avec la réduction de dimension de la structure jusqu'à un CR=0.1. A ce niveau les indices effectifs des modes fondamentaux dans les fibres SMF et FMF insérées dans la canne MAS sont respectivement 1.44310 et 1.44327. La diminution de CR réduit la contribution de chaque fibre au guidage.

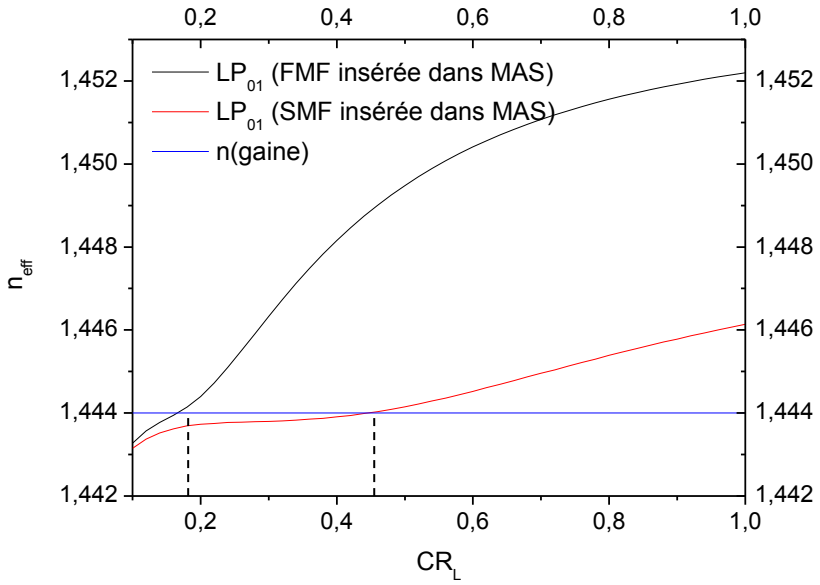


Figure III-24: Variation des indices effectifs du mode LP_{01} dans les structures formées par la SMF et la FMF insérées dans une canne MAS en fonction de CR_L

Nous présentons dans la figure III-25, la variation de l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{01} de la fibre SMF insérée dans MAS et le mode LP_{01} de la fibre FMF insérée dans la MAS en fonction de CR_L.

Par conséquent, la valeur de α^2 calculée à cet endroit est élevée. Lorsque $0.3<CR_L<0.7$, le mode fondamental de la SMF s'étale et son diamètre augmente. Tandis que, le mode fondamental de la FMF est encore guidé dans le cœur. Cette différence du diamètre du champ du mode influe sur la valeur α^2 qui diminue progressivement jusqu'à CR=0.3. A cet endroit, le mode fondamental de la FMF s'étale et son diamètre augmente et se rapproche du diamètre de celui de la SMF. Ceci se traduit par l'augmentation de la valeur de α^2 qui est maximale à CR=0.1. A CR=0.1, nous obtenons un faible écart entre les indices effectifs de modes fondamentaux LP_{01} et une valeur maximale de α^2.

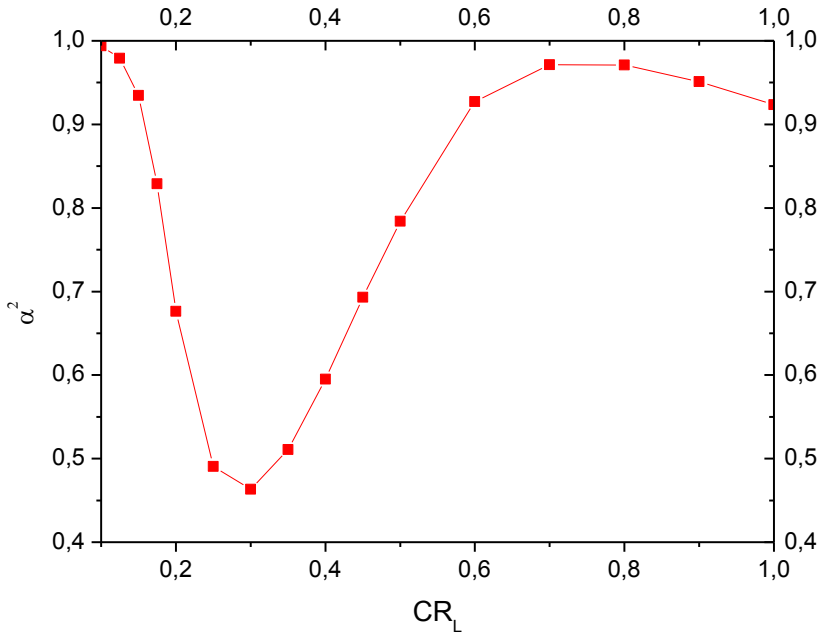


Figure III-25: Variation de l'intégrale de recouvrement entre les modes LP_{01} de la fibre SMF et de la FMF insérées dans la MAS en fonction de CR_L

b. Etude de la propagation par BPM

Nous avons étudié à travers des simulations BPM, les conditions optimales en termes de longueur L et de coefficient de réduction CR_L pour exciter le plus efficacement possible (faibles pertes et sélectivité modale) le mode fondamental LP_{01} dans la fibre FMF. Les valeurs de CR et L choisies sont respectivement 0.1 et 3cm.

❖ Evolution du champ tout au long du bi-taper SMF-FMF

La figure III-26 montre l'évolution du champ tout au long du bi-taper SMF-FMF. Le coefficient de réduction CR et la longueur L sont choisis respectivement à 0.1 et 3cm. À l'entrée, la fibre SMF assure totalement le guidage de la lumière. Pour un CR_L=0.28, le cœur a un effet négligeable sur le guidage et la canne microstructurée devient le deuxième guide. Au niveau de waist, nous obtenons le mode fondamental de la canne microstructurée. Dans le taper de sortie, le cœur de la fibre FMF reprend progressivement le guidage et la canne microstructurée perd progressivement son influence. Le mode fondamental LP_{01} obtenu à la sortie du bitaper SMF-FMF est bien excité. La valeur de α^2=0.99 montre une très bonne sélectivité modale.

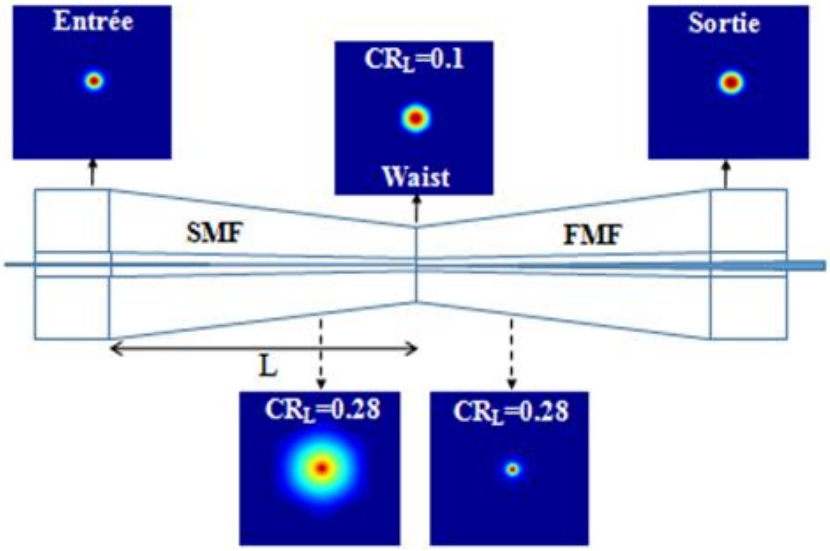


Figure III-26: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-FMF de longueur L=3cm et CR=0.1

- Influence du CR sur la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2

Afin d'étudier l'influence de CR sur la perte au niveau de waist et à la sortie du bi-taper, nous calculons la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2. La figure III-27 présente la répartition des champs à la sortie du bi-taper pour différentes valeurs de CR. La valeur de α^2 au niveau de waist est calculé entre le champ issu du taper SMF et le mode calculé dans la structure non réduite (FMF insérée dans une canne MAS).

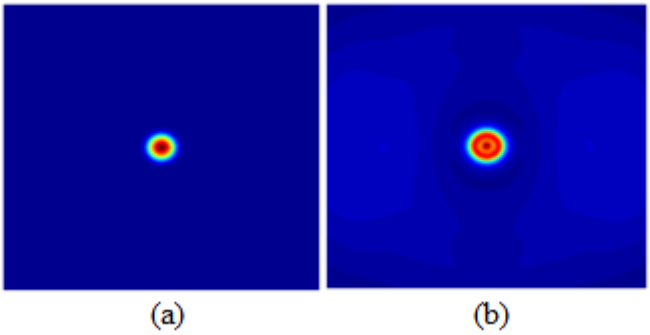


Figure III-27: Répartition du champ à la sortie du bi-taper SMF-FMF pour a) CR=0.1 et b) CR=0.3

Le tableau III-9 illustre les résultats de cette influence. A CR=0.1 le guidage est assuré par la canne MAS avec un effet presque négligeable du cœur de la fibre. Par conséquent, le mode au waist représente le mode fondamental de la canne MAS et son α^2=0.99~1. A la sortie, cette valeur est conservée indiquant une bonne sélectivité modale du mode LP_{01} du cœur de la fibre FMF. La longueur du taper de sortie est suffisante pour que le mode fondamental de la canne MAS se propage sans couplage vers d'autres modes supérieurs. En augmentant CR= {0.2 et

0.3}, le cœur reprend progressivement son rôle de guidage du mode. Ainsi, le mode obtenu au waist est différent du mode fondamental de canne MAS. Ceci explique la diminution de la valeur de l'intégrale de recouvrement qui est égale α^2 (LP_{01})=0.43 à CR=0.2 et α^2 (LP_{01})=0.21 à CR=0.3 (calcul entre le champ provenant du taper SMF et mode de canne).

Tableau III-9: Variation de α^2 et de perte au waist et à la sortie du bi-taper SMF-FMF pour différentes valeurs de CR avec L=3cm

		CR=0.1	**CR=0.2**	**CR=0.3**
α^2 (Champ propagé/LP_{01})	**Waist**	0.99	0.43	0.21
	Sortie	0.99	0.71	0.36
Pertes (dB)	**Sortie**	**0.05**	**3**	**8.1**

- Influence de longueur L sur la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2

Afin d'étudier l'influence de L sur la perte au niveau de waist et à la sortie du bi-taper, nous calculons la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2 pour un CR=0.1. La valeur de α^2 au niveau de waist est calculé entre le champ issu du taper SMF et le mode calculé dans la structure non réduite (FMF insérée dans une canne MAS). Pour un CR donné, la variation de longueur L influe sur la pente du taper et par conséquent sur l'adiabaticité. A l'entrée du bi-taper le mode injecté est le mode fondamental du cœur de la fibre SMF. Le rallongement du bi-taper permet d'obtenir une propagation du mode sans couplage vers des modes d'ordres élevés. Le tableau III-10 montre l'augmentation de la valeur de α^2 (Champ propagé/LP_{01}) au niveau de waist en rallongeant la structure. Avec L= {3cm, 4cm}, la valeur de α^2 à la sortie est presque égale à celle d'entrée, vu que la structure est plus adiabatique à ces longueurs. A L=1cm, le bi-taper SMF-FMF est très court causant une perte de la propagation du mode LP_{01}.

Tableau III-10: Variation de α^2 et de la perte en fonction de la longueur dans un bi-taper SMF-FMF avec CR=0.1

		L=1cm	**L=2cm**	**L=3cm**	**L=4cm**
α^2 (Champ propagé/LP_{01})	**Waist**	0.88	0.97	0.99	0.99
	Sortie	0.85	0.96	0.99	0.99
Pertes (dB)	**Sortie**	**1.12**	**0.29**	**0.05**	**0.03**

Pour un CR=0.1, les pertes sont faibles pour les différentes longueurs.

❖ Adiabaticité

Nous nous proposons d'identifier les zones de couplage entre les différents modes. Nous traçons dans la figure III-28 et III-29, les indices effectifs des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} et le mode de la gaine microstructurée supposée infinie en fonction de CR_L. Les modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} et le mode de la gaine microstructurée sont calculés aux différentes sections pour les deux tapers en utilisant la méthode BPM en approximation scalaire. L'écart entre les deux indices effectifs adjacents (LP_{01}-LP_{02}) devient petit au CR_L=0.38 (Courbes noire et rouge Fig. III-28). Ce niveau de réduction représente la région de couplage entre les deux modes LP_{01}et LP_{02}.

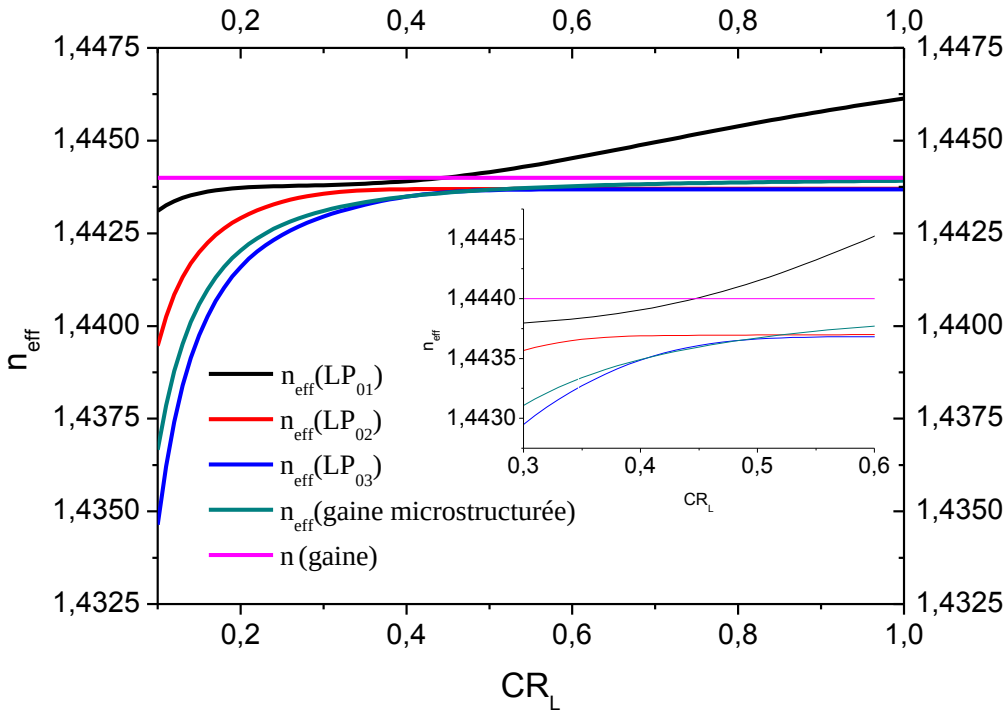


Figure III-28: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR_L dans une SMF insérée dans la canne MAS avec un zoom

Pour le taper FMF, la région de couplage se produit au niveau de CR_L=0.16 (courbes noire et bleue Fig. III-29).

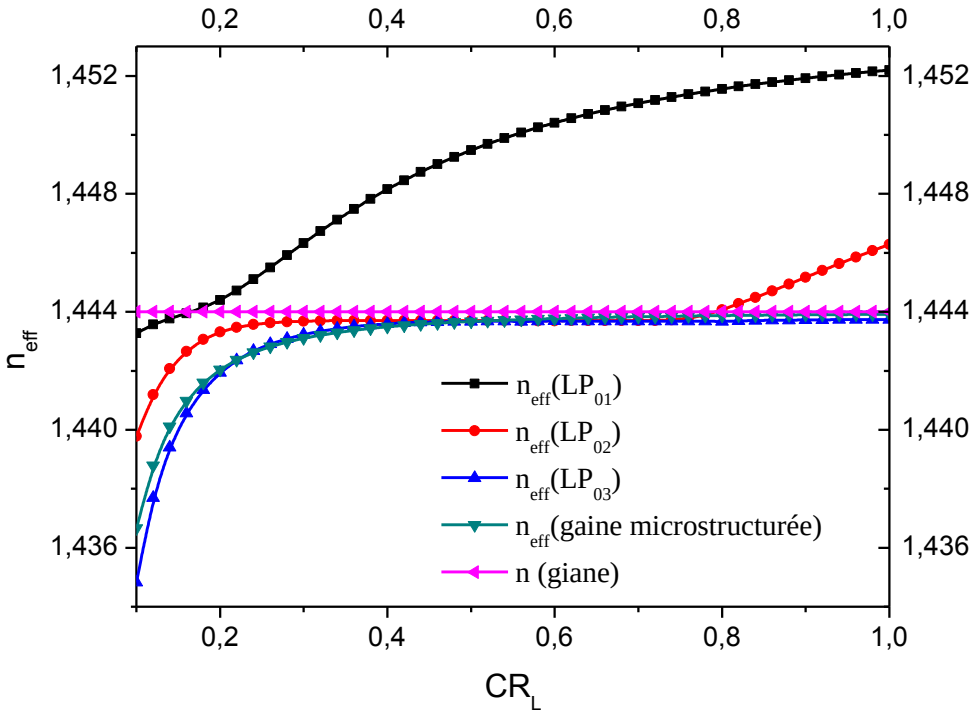
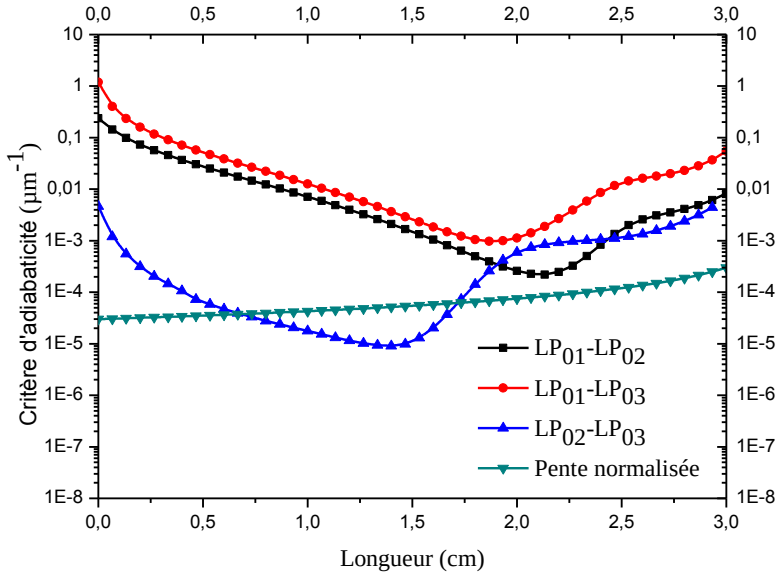
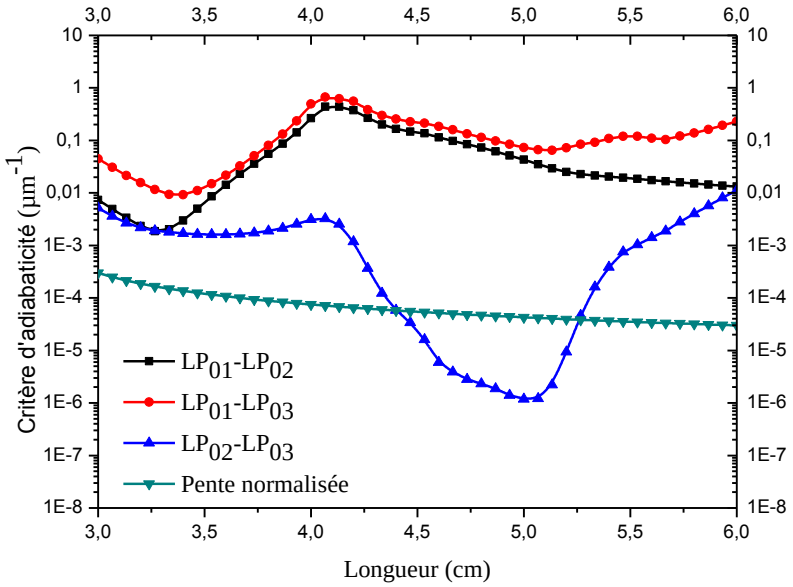


Figure III-29: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR_L dans une FMF insérée dans la canne MAS

Pour étudier et analyser le phénomène de couplage, nous calculons le coefficient de couplage entre les trois premiers modes LP_{0m}, à l'aide de l'équation (II-15). L'échange d'énergie entre les deux modes LP_{01} et LP_{02} est important à CR_L=0.38 et CR_L=0.16 dans les tapers SMF et FMF respectivement. Il faut évaluer la quantité d'énergie transportée par les deux modes pour que l'information soit complète et significative tout en traçant le critère d'adiabaticité en fonction du coefficient de réduction CR_L tout en le comparant avec la pente normalisée (Voir Fig. III-30). A l'entrée du composant toute l'énergie est guidée par le mode fondamental LP_{01}. Tout au long du taper SMF, la courbe noire (Fig. III-30.a) représentant le critère d'adiabaticité entre les modes LP_{01} et LP_{02} est au-dessus de la pente normalisée. Cette courbe noire se rapproche de la pente normalisée à L=2.1cm, à ce niveau, un échange d'énergie entre les modes peut se produire. Dans le taper de sortie (Fig. III-30.b), la courbe noires (LP_{01}-LP_{02}) et rouge (LP_{01}-LP_{03}) sont au-dessus de la pente normalisée, la propagation du mode LP_{01} est considérée adiabatique et sans couplage à d'autres modes. La courbe bleue (LP_{02}-LP_{03}) n'a pas d'importance car il n'y a pas de transfert de puissance possible du LP_{01} sur le mode LP_{02}.



(a)



(b)

Figure III-30: Variation du critère d'adiabaticité dans un taper, a) SMF et b) FMF

Pour donner une description plus quantitative de ce phénomène de couplage et valider les interprétations extraites de la figure III-30, nous traçons les intensités des modes dans le composant (Fig. III-31). Les puissances modales sont évaluées par le calcul de l'intégrale de recouvrement entre le mode se propageant dans la structure et les trois premiers modes scalaire locaux LP_{0m}. La variation d'intensité des modes le long du composant montre un transfert de la puissance dans le taper SMF du mode LP_{01} vers le mode LP_{02}. Ce transfert partiel de la puissance trouve une justification dans la figure III-30.a par le petit écart entre la courbe noire et la pente

normalisée à L = 2.1cm, qui semble faible pour permettre le transfert de puissance. Comme la longueur du taper est supérieur à 2.1cm, le transfert de la puissance peut être réciproque, la puissance est recouplée au mode LP_{01} avant la position du waist. Toute l'énergie est finalement maintenue guidée par le mode LP_{01} (mode fondamental) de la microstructure. Dans le taper FMF, le transfert d'énergie entre LP_{01} et LP_{02} est négligeable confirmant les résultats présentés dans la figure III-30.b et l'adiabaticité à la sortie du taper FMF.

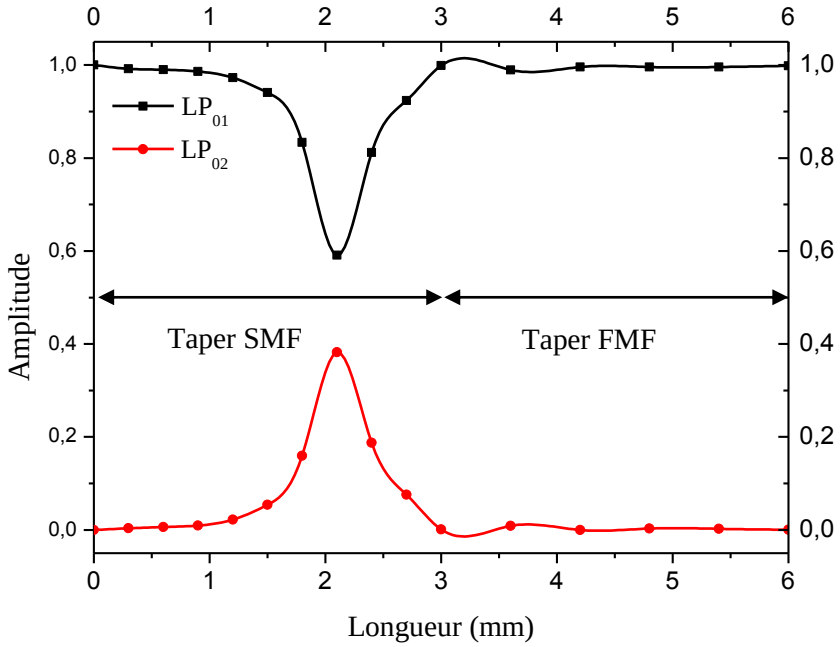


Figure III-31: Variation d'intensité des modes LP_{01} et LP_{02} tout au long du bi-taper SMF-FMF

E. Excitation sélective du mode LP_{01} et LP_{02} dans une fibre multimode multicouche

L'excitation sélective d'un mode d'ordre supérieur présente un intérêt pour plusieurs applications telles que la compensation de la dispersion chromatique, les lasers à fibres et les techniques de multiplexage [83]. Pour ce faire, nous avons choisi la fibre multimode multicouche (MCMF).

1. Fibre multimode multicouches (MCMF)

La fibre MCMF est constituée de plusieurs couches comme indiqué par sur son profil d'indice (Fig. III-32). Le rayon du cœur est 4.1µm et son indice de réfraction est 1.475. Autour du cœur, il y a 4 couches avec la gaine en silice comme affiché par la figure suivante.

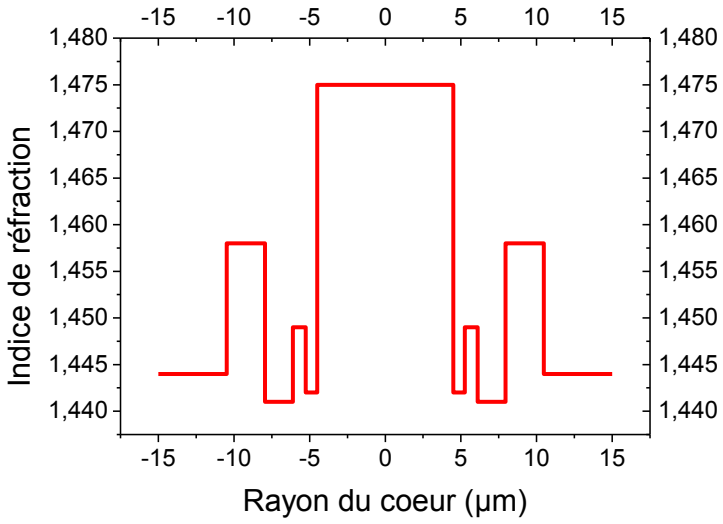
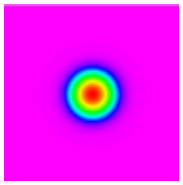
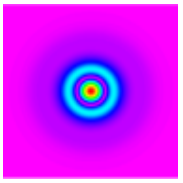
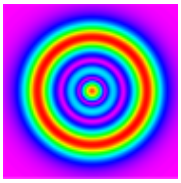
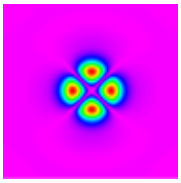
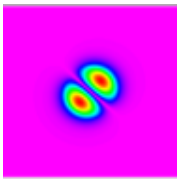


Figure III-32: Profil d'indice de la fibre MCMF

La fibre MCMF peut supporter 5 modes qui sont : LP_{01}, LP_{02}, LP_{03}, LP_{21} et LP_{11} à une longueur d'onde λ=1550nm.

Tableau III-11: Répartitions des modes dans une MCMF

	LP_{01}	**LP_{02}**	**LP_{03}**	**LP_{21}**	**LP_{11}**
Distributions					
n_{eff}	1.470793	1.453841	1.449705	1.456312	1.464434

2. MCMF insérée dans une canne MAS effilée

Nous calculons à l'aide de Beamprop l'indice effectif du mode fondamental LP_{01} de la fibre MCMF pour un CR allant de 1 à 0.1. Ce calcul permet d'identifier le niveau de réduction de coupure du mode fondamental du cœur. D'après la courbe noire de la figure III-33, représentant l'indice effectif du mode fondamental de la fibre MCMF insérée dans une canne MAS, la coupure du mode fondamental LP_{01} de la fibre MCMF se fait à CR_L=0.11. Par conséquent, pour exciter son mode LP_{01}, il faut que la réduction de la structure soit en dessous du CR_L=0.11.

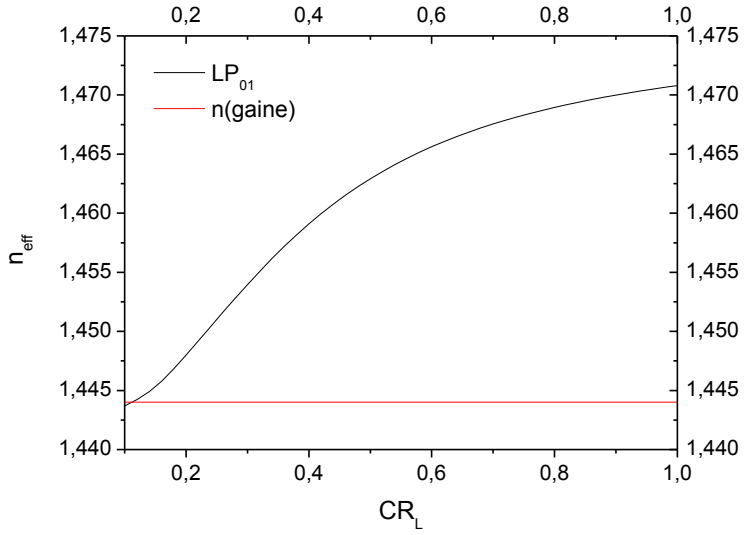
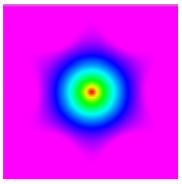
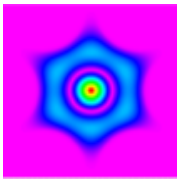
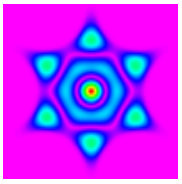
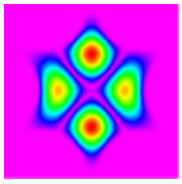
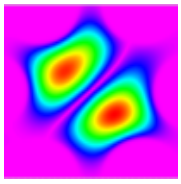


Figure III-33: Variation d'indice effectif du mode fondamental en fonction de CR_L une fibre MCMF insérée dans une canne MAS

Le tableau III-12 illustre les modes guidés dans la canne MAS à CR=0.1.

Tableau III-12: Répartitions des modes dans une MCMF insérée dans une canne MAS pour CR=0.1

	LP_{01}	**LP_{02}**	**LP_{03}**	**LP_{21}**	**LP_{11}**
Distribution					
n_{eff}	1.443623	1.44025	1.435151	1.44005	1.441699

3. Excitation sélective du mode fondamental

Le principe de conversion modale du mode fondamental de la SMF vers le mode fondamental de la MCMF est identique à celui présenté pour la fibre FMF. En effet, le mode fondamental de la fibre SMF injecté à l'entrée se transforme en mode fondamental de la canne MAS. Ce dernier se transforme en mode fondamental de la fibre MCMF. La propagation du mode fondamental doit être adiabatique pour exciter sélectivement le mode fondamental de MCMF.

a. Principe de la conversion modale

Nous validons le principe de retour inverse de la lumière en simulant la propagation du mode fondamental des fibres SMF et MCMF dans les deux tapers. Nous calculons ainsi l'intégrale de

recouvrement α^2 entre les deux champs issus de la propagation BPM (Fig. III-34). Les deux tapers sont simulés avec CR=0.1. La valeur de α^2 calculée est 0.97.

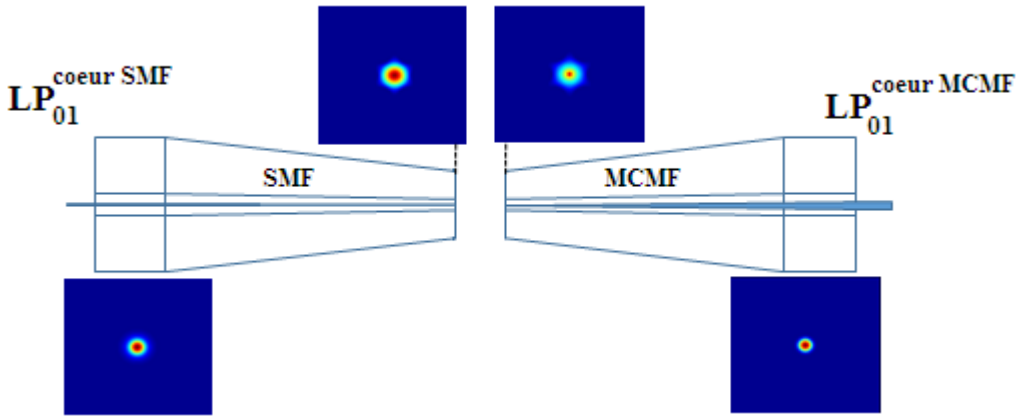


Figure III-34: Propagation du mode fondamental dans un taper SMF et MCMF avec L=3cm et CR=0.1

Pour exciter le mode fondamental dans la fibre MCMF à partir du mode fondamental de SMF, il faut chercher la valeur de CR pour laquelle les deux indices effectifs du mode LP_{01} dans les deux structures (SMF et MCMF dans MAS) sont très proches ou identiques. La figure III-35 présente la variation des indices effectifs en fonction de CR. A CR_L=1, les indices effectifs des modes fondamentaux des SMF et MCMF sont respectivement 1.44614 et 1.470793. Cet écart diminue en fonction de CR_L. Pour CR_L=0.1, ces indices effectifs sont respectivement 1.44310 et 1.44369. Les modes fondamentaux obtenus sont presque identiques. La diminution de CR réduit la contribution de chaque fibre au guidage.

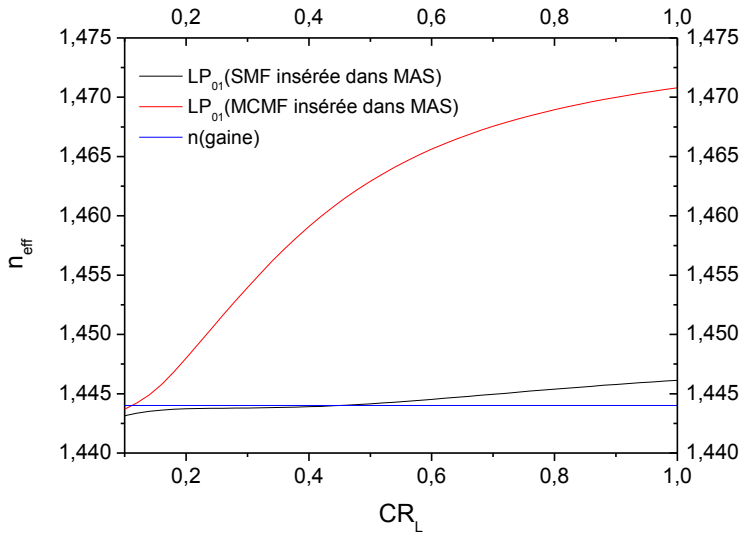


Figure III-35: Variation des indices effectifs du mode LP_{01} en fonction de CR_L dans les structures formées par SMF et MCMF insérées dans une canne MAS

Nous présentons dans la figure III-36 la variation de l'intégrale de recouvrement entre le mode LP_{01} de la fibre SMF insérée dans MAS et le mode LP_{01} de la fibre MCMF insérée dans la MAS en fonction de CR. A CR_L=1, les deux modes fondamentaux des fibres SMF et MCMF sont presque identiques (α^2=0.9). Lorsque CR_L>0.25, le mode fondamental de la SMF s'étale et son diamètre augmente. Tandis que, la MCMF assure le guidage du mode fondamental. Cette différence du diamètre du champ du mode influe sur la valeur α^2 qui diminue progressivement jusqu'à CR_L=0.25. A cet endroit, le mode fondamental de la MCMF s'étale et son diamètre augmente et se rapproche du diamètre de celui de la SMF. Ceci se traduit par l'augmentation de la valeur de α^2 qui est maximale à CR_L=0.1. A ce niveau, nous obtenons un faible écart entre les indices effectifs de modes fondamentaux LP_{01} et une valeur maximale de α^2.

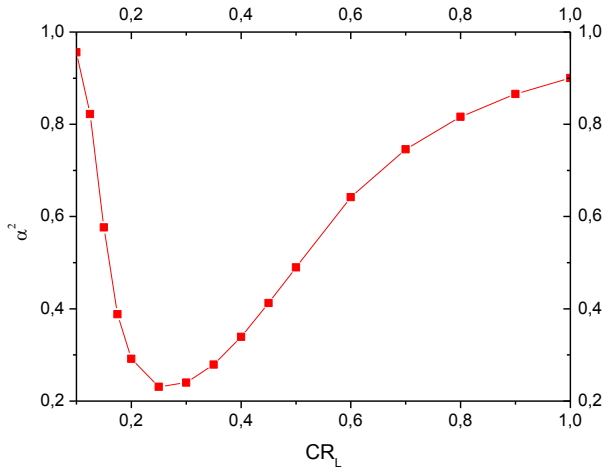


Figure III-36: Variation de l'intégrale de recouvrement entre les modes LP_{01} de la fibre SMF et de la MCMF insérées dans la MAS en fonction de CR_L

b. Etude de la propagation par BPM

Nous avons étudié à travers des simulations BPM, les conditions optimales en termes de longueur L et de coefficient de réduction CR pour bien exciter (faibles pertes et sélectivité modale) le mode fondamental LP_{01} dans la fibre MCMF. Les valeurs de CR et L choisies sont respectivement 0.1 et 3cm.

- ❖ Evolution du champ tout au long du bi-taper SMF-MCMF

La figure III-37 montre l'évolution du champ tout au long du bi-taper SMF-MCMF. Les valeurs de CR et L sont fixées respectivement à 0.1 et 3cm. Dans le taper de sortie, le cœur de la fibre MCMF reprend progressivement le guidage et la canne microstructurée perd son influence. Le mode fondamental LP_{01} obtenu à la sortie du bi-taper SMF-MCMF est bien excité. La valeur de α^2=0.99 montre une très bonne sélectivité.

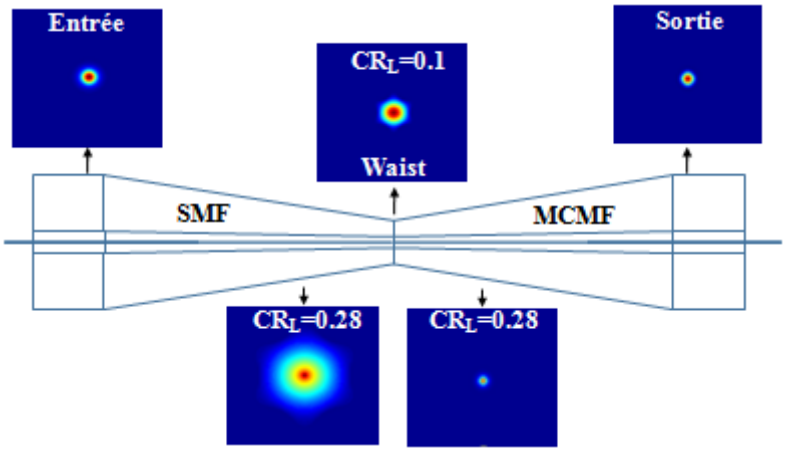


Figure III-37: Répartition du champ tout au long du bi-taper SMF-MCMF de longueur L=3cm et CR=0.1.

❖ Influence du CR sur la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2

Afin d'étudier l'influence de CR sur la perte au niveau de waist et à la sortie du bi-taper, nous calculons la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2. La figure III-38 présente la répartition des champs à la sortie du bi-taper pour différentes valeurs de CR. La valeur de α^2 au niveau de waist est calculée entre le champ issu du taper SMF et le mode calculé dans la structure non réduite (MCMF insérée dans une canne MAS).

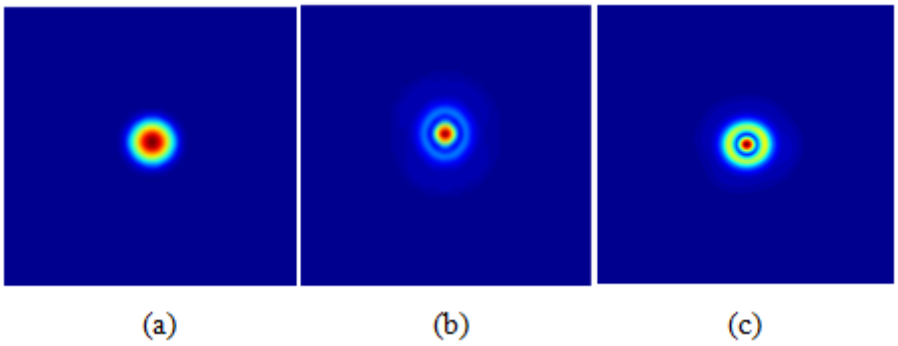


Figure III-38: Répartition du champ à la sortie du bi-taper SMF-MCMF pour a) CR=0.1, b) CR=0.2 et c) CR=0.3

Les résultats sont présentés dans le tableau III-13. A CR=0.1, le guidage est assuré par la canne MAS avec un effet presque négligeable du cœur de la fibre SMF. Par conséquent, le mode au waist représente le mode fondamental de la canne MAS (α^2=0.95). A la sortie, cette valeur est conservée indiquant une bonne sélectivité modale du mode LP_{01} de la fibre MCMF (α^2=0.97). La longueur du taper de sortie est suffisante pour que le mode fondamental de la canne MAS se propage sans couplage vers d'autres modes d'ordre supérieur. En augmentant CR= {0.2 et 0.3}, le cœur reprend progressivement son rôle de guidage du mode fondamental. Ainsi, le mode obtenu au waist est différent du mode fondamental de la canne MAS. La valeur de l'intégrale de

recouvrement α^2 passe de 0.16 à 0.1 lorsque CR varie de 0.2 à 0.3. Ces valeurs de α^2 conduisent à une perte élevée qui atteint 9.32dB pour un CR=0.3. Etant donné que nous avons une bonne sélectivité modale de LP_{01}, la perte est très faible lorsque CR=0.1.

Tableau III-13: Variation de α^2 et de perte au waist et à la sortie du bi-taper SMF-MCMF pour différentes valeurs de CR avec L=3cm

		CR=0.1	**CR=0.2**	**CR=0.3**
α^2 (Champ propagé/LP_{01})	**Waist**	0.95	0.16	0.1
	Sortie	0.97	0.18	0.1
Pertes (dB)	**Sortie**	**0.16**	**7.49**	**9.32**

- Influence de la longueur L sur la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2

Afin d'étudier l'influence de L sur la perte du bi-taper, nous calculons la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2 pour un CR=0.1. Pour un CR donné, La variation de la longueur L influe sur la pente du taper et par conséquent sur l'adiabaticité. Le tableau III-14 montre l'augmentation de la valeur de α^2 (Champ propagé/$LP_{01\ (canne)}$) au niveau de waist en rallongeant la structure. Ce rallongement permet d'atteindre une valeur de α^2 (Champ propagé/LP_{01})=0.98 pour L=4cm au lieu de 0.9 pour L=1cm.

Tableau III-14: Variation de α^2 et de la perte en fonction de la longueur L dans un bi-taper SMF-MCMF avec CR=0.1

		L=1cm	**L=2cm**	**L=3cm**	**L=4cm**
α^2 (Champ propagé/LP_{01})	**Waist**	0.92	0.93	0.95	0.96
	Sortie	0.9	0.94	0.97	0.98
Pertes (dB)	**Sortie**	**0.78**	**0.5**	**0.16**	**0.11**

- Adiabaticité

Nous nous proposons d'identifier les zones de couplage entre les différents modes. Nous traçons dans la figure III-39, les indices effectifs des premiers modes ayant la même symétrie azimutale en fonction de CR. Les modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} sont calculés aux différentes sections de la MCMF insérée dans la canne MAS. L'écart entre les deux indices effectifs adjacents (LP_{01}-LP_{02})

devient petit au CR_L=0.11 (Courbes noire et rouge Fig. III-39) indiquant un couplage possible entre ces deux modes. Nous constatons d'autres zones de couplages possibles entre les modes LP_{02} et LP_{03} à CR_L= {0.4 et 0.87} (Courbes rouge et bleue).

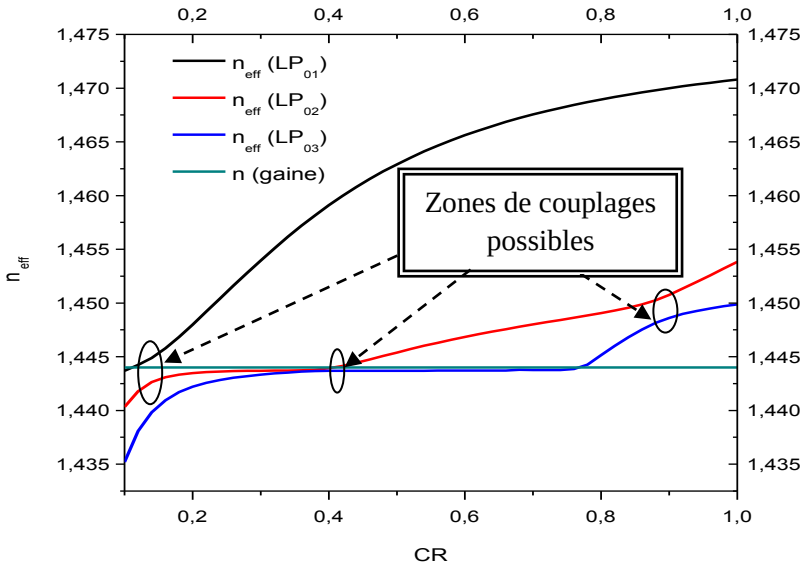


Figure III-39: Variation d'indice effectif des modes LP_{01}, LP_{02} et LP_{03} en fonction de CR_L dans une MCMF insérée dans la canne MAS

Pour avoir une information complète sur le phénomène de couplage, nous traçons le critère d'adiabaticité dans le bi-taper SMF-MCMF pour un CR=0.1 (Voir Fig. III-40).

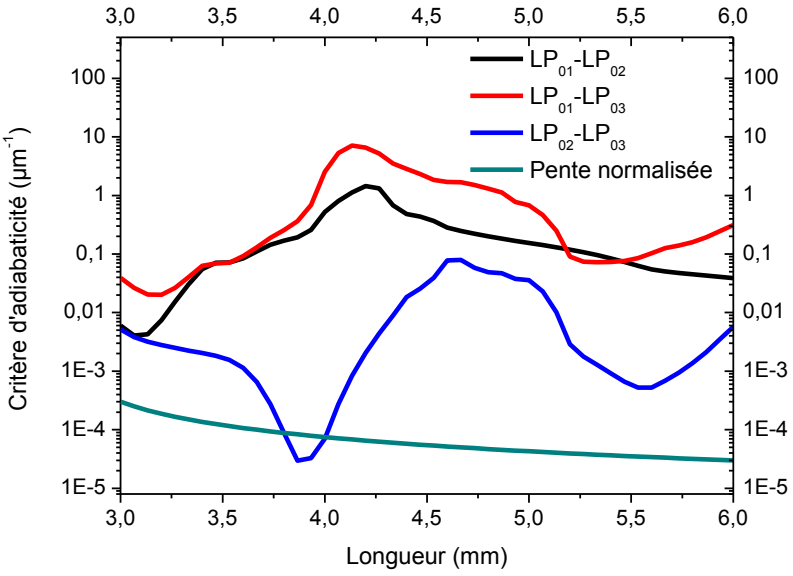


Figure III-40: Variation de critère d'adiabaticité dans un taper MCMF

Dans le taper de sortie, la courbe noire (LP_{01}-LP_{02}) et celle rouge (LP_{01}-LP_{03}) sont au-dessus de la pente normalisée. Par conséquent, la propagation du mode LP_{01} est considérée adiabatique et sans couplage à d'autres modes.

Pour donner une description plus quantitative de ce phénomène de couplage, nous traçons les amplitudes des modes dans le bi-taper SMF-MCMF (Fig. III-41). La variation d'amplitude des modes le long du composant montre un transfert de puissance dans le taper SMF du mode LP_{01} vers le mode LP_{02}. Au waist, toute l'énergie est finalement maintenue guidée par le mode LP_{01} (mode fondamental) de la microstructure. Dans le taper de sortie, le mode fondamental se propage de manière adiabatique. Le transfert d'énergie entre LP_{01} et LP_{02} est négligeable confirmant les résultats présentés dans la figure III-40.

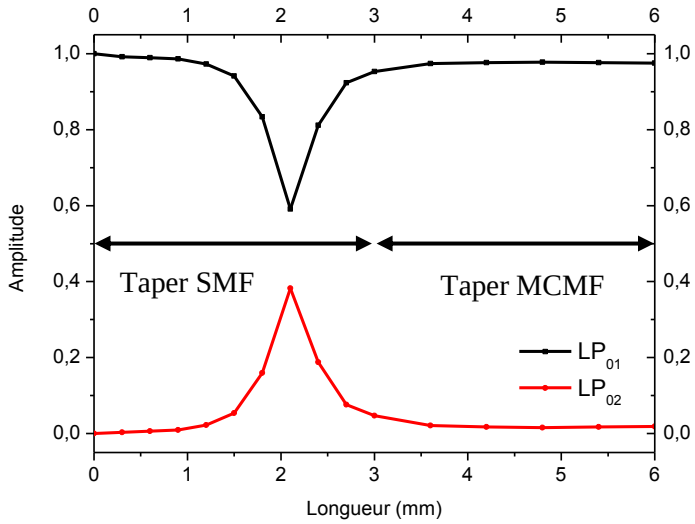


Figure III-41: Variation d'intensité des modes LP_{01} et LP_{02} tout au long du bi-taper SMF-MCMF

4. Excitation sélective du mode LP_{02}

Notre bi-taper permet non seulement d'exciter un mode fondamental dans une fibre multimode mais d'exciter aussi des modes d'ordres supérieurs. A l'aide du bi-taper SMF-MCMF, nous pouvons convertir le mode fondamental de la fibre SMF en mode LP_{02} de la fibre MCMF.

a. Principe de la conversion modale

En agissant sur le coefficient de réduction CR, le mode fondamental de la fibre SMF injecté à l'entrée du bi-taper peut se transformer en mode LP_{02} de la fibre MCMF. Pour ce faire, le mode LP_{01} de la fibre SMF doit exciter le mode LP_{02} de la canne MAS. Ce mode obtenu au waist excite à son tour le mode LP_{02} de la fibre MCMF. Nous simulons la propagation du mode

fondamental (LP_{01}) dans le taper SMF et le mode (LP_{02}) dans le taper MCMF (Fig. III-42). La valeur de α^2 calculée est 0.8.

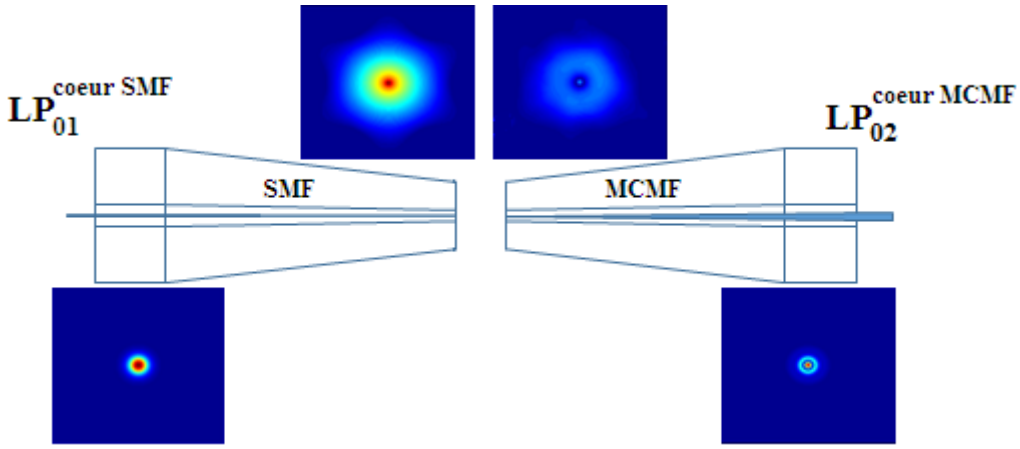


Figure III-42: Propagation du mode fondamental dans les tapers SMF et MCMF pour L=3cm et CR=0.3

Pour exciter le mode LP_{02} du cœur dans la fibre MCMF à partir du mode fondamental LP_{01} de SMF, le mode guidé au waist doit être le mode LP_{02} de la canne MAS. Pour ce faire, nous cherchons la valeur de CR_L pour laquelle les deux indices effectifs du mode LP_{01} de la structure (SMF dans la canne MAS) et LP_{02} de la structure (MCMF dans la canne MAS) sont très proches. La figure III-43 présente la variation de ces deux indices effectifs en fonction de CR. Les deux indices effectifs sont identiques (n_{eff}=1.4439) à CR_L=0.4 et CR_L=0.3. A ces deux endroits l'excitation du mode LP_{02} de la fibre MCMF à partir du mode LP_{01} de la fibre SMF est maximale.

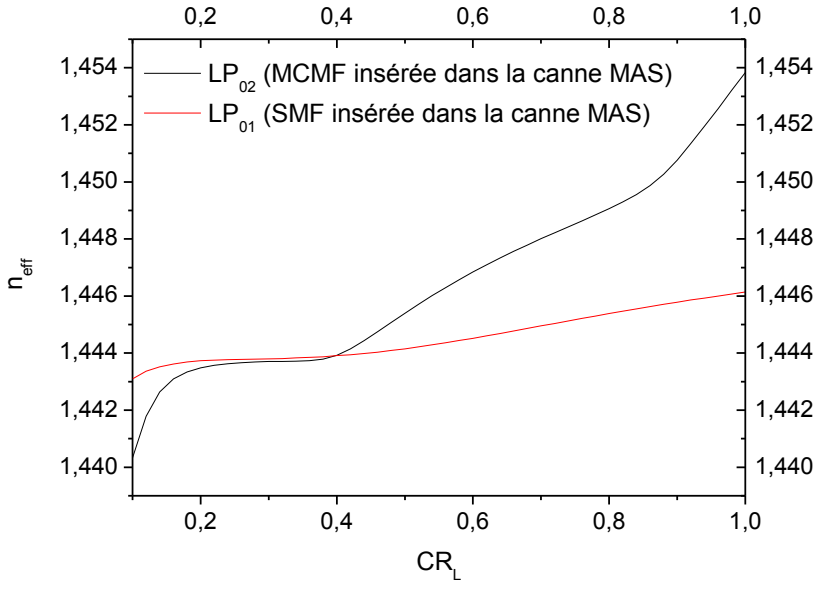


Figure III-43: Variation d'indices effectifs du mode LP_{01} (SMF insérée dans la canne MAS) et LP_{02} (MCMF insérée dans la canne MAS) en fonction de CR_L

A CR_L=1, la valeur de α^2 calculé est faible. Ceci est expliqué par la différence entre les deux modes simulés à cet endroit ($LP_{01\ (SMF\ dans\ MAS)}$ et $LP_{02\ (MCMF\ dans\ MAS)}$). En réduisant les dimensions de deux structures, la valeur de α^2 augmente et nous obtenons une ressemblance maximale pour CR_L=0.3. Nous continuons la réduction, cette valeur diminue et tend vers 0 indiquant la différence totale entre les deux répartitions des champs de modes simulées. Une valeur maximale de α^2 est traduite par une égalité de deux indices effectifs de modes $LP_{01\ (SMF\ dans\ MAS)}$ et $LP_{02\ (MCMF\ dans\ MAS)}$ (Fig. III-43).

b. Etude de la propagation par BPM

Nous nous intéressons maintenant à chercher la longueur et le coefficient de réduction qui permettent d'exciter le mode LP_{02} de la fibre MCMF dans un bi-taper SMF-MCMF.

- Evolution du champ tout au long du bi-taper

L'excitation du mode LP_{02} dans la fibre MCMF est forte lorsque CR_L=0.3. Nous simulons le bi-taper (SMF-MCMF) avec cette valeur de CR, nous obtenons les répartitions suivantes (Fig. III-44). Nous injectons le mode fondamental de la fibre SMF dans le taper d'entrée. Ce mode se propage dans la structure effilée et se transforme en mode LP_{02} de la canne MAS ($\alpha^2(LP_{02})$=0.85). Ce mode se propage dans le taper MCMF. Nous obtenons à la sortie le mode LP_{02} de la fibre MCMF.

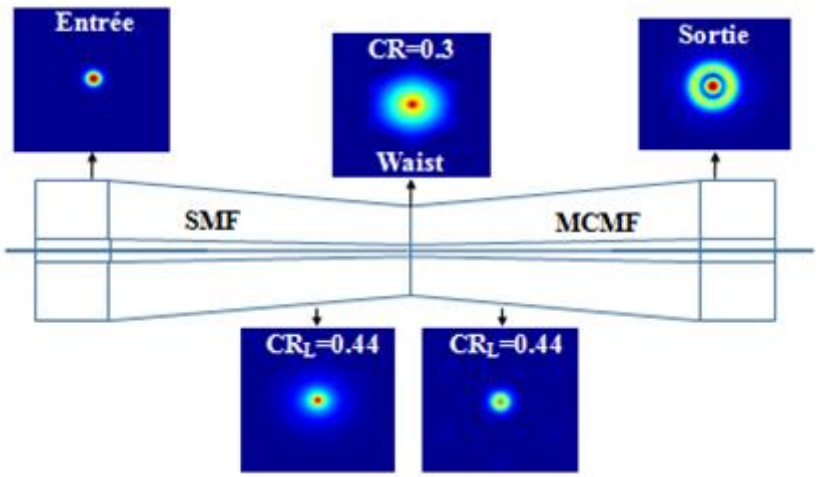


Figure III-44: Répartitions du champ tout au long du bi-taper SMF-MCMF de longueur L=3cm et CR=0.3.

❖ Influence du CR sur la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2

Nous simulons l'influence de CR sur la valeur de α^2 (LP_{02}) au waist et à la sortie, les simulations sont faites avec une longueur constante L=3cm. Les résultats sont présentés dans le tableau III-15.

Tableau III-15: Variation de α^2 au waist et à la sortie pour différents CR dans un bi-taper SMF-MCMF

		CR=0.1	**CR=0.2**	**CR=0.3**
α^2 (Champ propagé/LP_{02})	**Waist**	0.03	0.81	0.84
	Sortie	0.01	0.73	0.84
Pertes (dB)	**Sortie**	**20.6**	**1.4**	**0.85**

Au cours de l'effilement, nous constatons que la part du mode LP_{02} est maximale avec un CR=0.3. Tout en réduisant la structure, α^2 (LP_{02}) au waist et à la sortie diminue (l'écart entre l'indice effectif du LP_{01} (SMF dans MAS) et LP_{02} (MCMF dans MAS) augmente). A travers ces valeurs, nous pouvons dire qu'il y a un échange d'énergie entre les modes LP_{01} et LP_{02}. Comme $\alpha^2(LP_{02})$ diminue avec l'effilement, alors la perte de conversion modale du LP_{01} vers LP_{02} augmente comme c'est indiqué dans le tableau III-15.

❖ Influence de longueur L sur la valeur de l'intégrale de recouvrement α^2

Nous simulons l'influence de la longueur L sur l'adiabaticité et la valeur de l'intégrale de recouvrement pour CR=0.3. Les résultats de simulations sont présentés dans le tableau III-16 :

Tableau III-16: Variation de α^2 et de perte en fonction de la longueur L au waist et à la sortie du bitaper SMF-MCMF avec CR=0.3 au waist

		L=1cm	**L=2cm**	**L=3cm**	**L=4cm**
α^2 (Champ propagé/LP_{02})	**Waist**	0.76	0.85	0.84	0.83
	Sortie	0.49	0.59	0.84	0.83
Pertes (dB)	**Sortie**	**5.76**	**5.23**	**0.85**	**0.84**

Une contribution de 84% du champ de mode LP_{02} est obtenu au waist et à la sortie du bi-taper SMF-MCMF avec L=3cm. Ce mode est obtenu suite à un couplage d'énergie du mode LP_{01} (injecté à l'entrée) vers le mode LP_{02}. Un rallongement de la structure, réduit légèrement le couplage entre les deux modes et par conséquent la valeur de α^2 (Champ propagé/LP_{02}) calculée au waist diminue (α^2=0.83). Cette valeur est conservée jusqu'à la sortie du bi-taper puisque le taper MCMF est long (L=4cm). Pour L=2cm, la valeur de α^2 (Champ propagé/LP_{02}) vaut 0.59. Cette diminution est causée par la fuite de puissance dans la gaine microstructurée. Pour L>2cm, la contribution du mode LP_{03} au waist et à la sortie est négligeable. Avec L=1cm, α^2 (Champ propagé/LP_{03}) est égale 0.13 au niveau de waist. Par rapport aux autres longueurs, la part du mode LP_{02} au waist diminue (α^2 (Champ propagé/LP_{02})=0.76), l'énergie perdue par LP_{02} est transférée au mode LP_{03}. A la sortie, α^2 (Champ propagé/LP_{03}) devient 0.01, d'après les valeurs de α^2 à la sortie, nous constatons qu'une grande partie d'énergie transportée par LP_{02} au waist est perdue vers la gaine microstructurée.

- Adiabaticité

Nous étudions le phénomène de couplage et le critère d'adiabaticité en traçant la variation des indices effectifs des modes en fonction de CR_L et le critère d'adiabaticité en fonction de la longueur du taper. La figure III-46 montre deux zones possibles de couplages entre les modes LP_{02} et LP_{03}. Le mode LP_{02} de la canne MAS obtenu au waist ne couple pas son énergie au mode LP_{01} en se propageant dans le taper MCMF. La zone de couplage entre LP_{01} et LP_{02} présentant un faible écart entre les indices effectifs LP_{01} et LP_{02} autour de CR_L=0.15 est éliminée (CR_L=0.3).

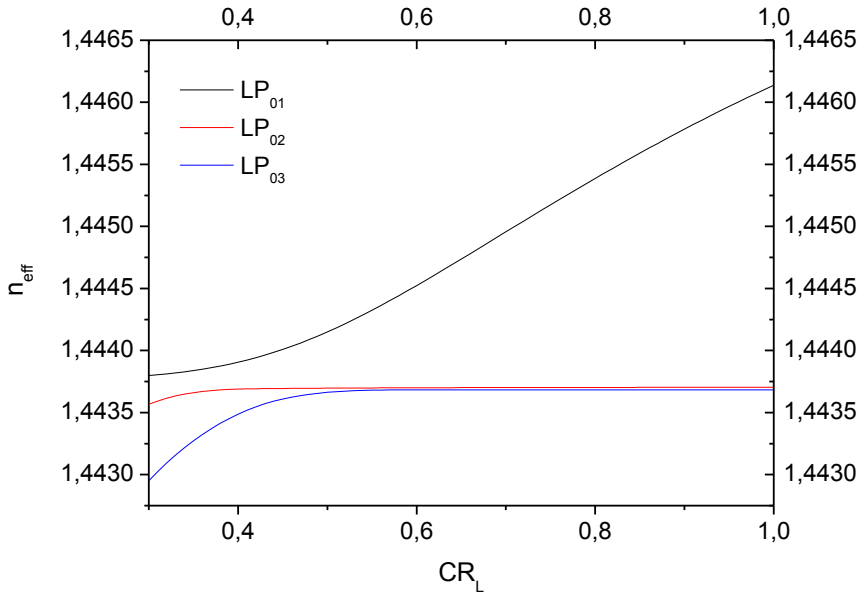


Figure III-45: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR_L dans une SMF insérée dans une canne MAS

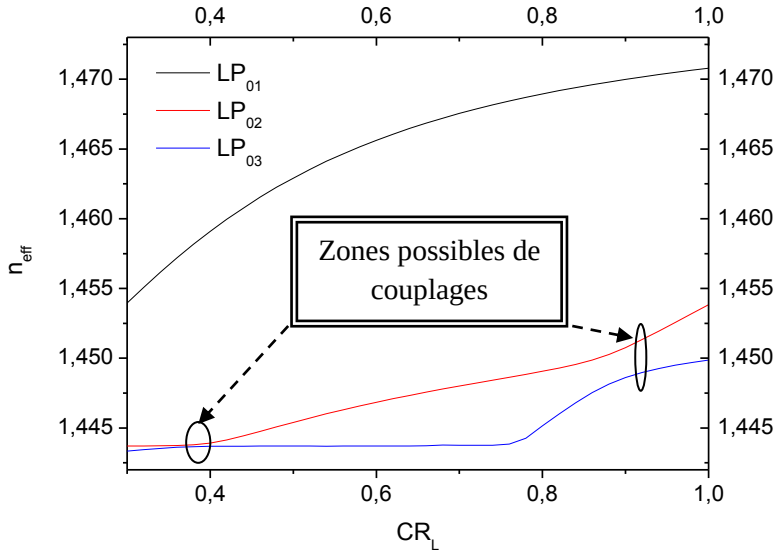


Figure III-46: Variation d'indice effectif des modes en fonction de CR_L dans une MCMF insérée dans une canne MAS

La figure III-47 présente le critère d'adiabaticité dans le taper SMF. Elle montre le transfert d'énergie entre le mode LP_{01} et LP_{02} qui se produit autour de L=2.8cm. La réduction est arrêtée avant le transfert de l'énergie du mode LP_{02} au mode LP_{01} à CR_L=0.3.

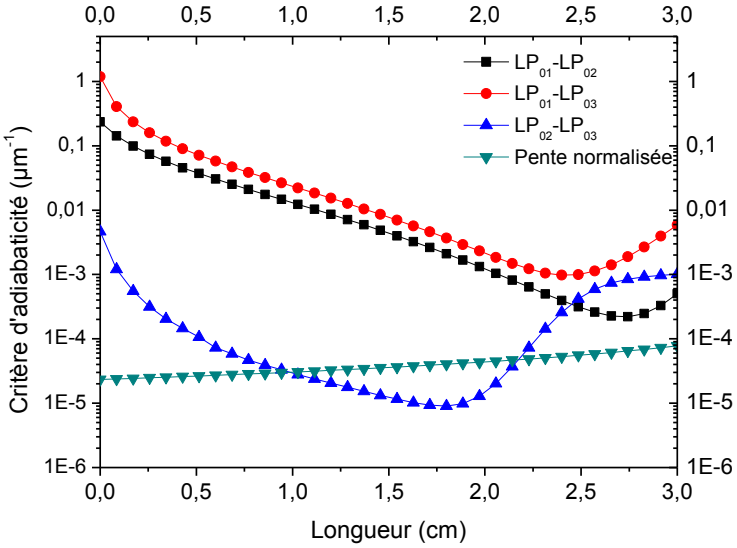


Figure III-47: Variation de critère d'adiabaticité en fonction de longueur L=3cm et CR=0.3 dans un taper SMF

La courbe noire du critère d'adiabaticité dans la taper MCMF (Fig. III-48) montre qu'il n'y a pas d'échange d'énergie entre LP_{01} et LP_{02}. Le transfert de puissance entre LP_{02} et LP_{03} peut se faire juste après le waist dans le taper MCMF (la courbe bleue est en dessous de la pente normalisée).

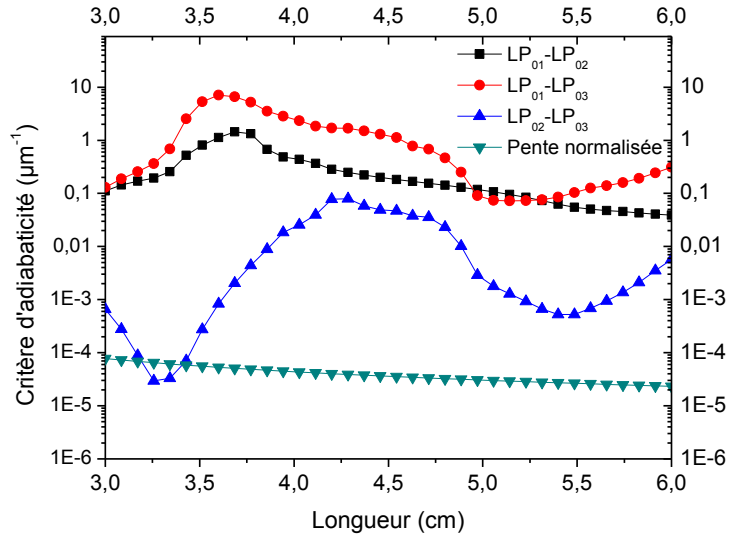


Figure III-48: Variation de critère d'adiabaticité en fonction de longueur L=3cm et CR=0.3 dans un taper MCMF

Le calcul d'amplitude des modes dans le bi-taper SMF-MCMF (Fig. III-49) montre que le transfert d'énergie se fait dans le sens du mode LP_{03} vers le mode LP_{02} car l'intensité est constante tout au long du taper MCMF. Le taper MCMF est adiabatique puisque la contribution de chaque mode LP_{01} et LP_{02} est conservée jusqu'à la fin du taper. A la sortie du bi-taper SMF-MCMF, nous obtenons le mode LP_{02} avec une part de 85% du champ total.

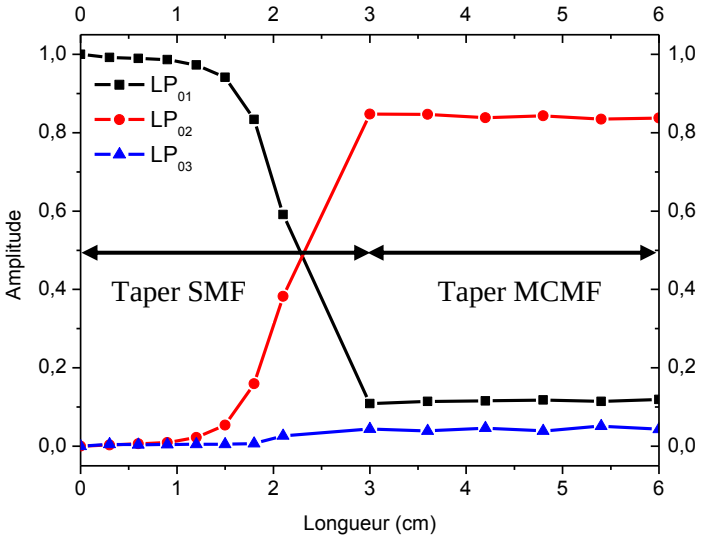


Figure III-49: Variation d'intensité des modes LP_{01} et LP_{02} tout au long du bi-taper SMF-MCMF avec L=3cm et CR=0.3

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une nouvelle technique d'excitation du mode fondamental et d'autre mode d'ordre supérieur dans les fibres multimodes. Nous avons modélisé avec BeamProp la structure et nous avons validé le principe de propagation dans le composant à travers des simulations numériques. Pour analyser le phénomène de couplage entre les modes afin d'évaluer le respect du critère d'adiabaticité, nous avons calculé le coefficient de couplage et le critère d'adiabaticité. Ensuite, nous avons tracé les amplitudes des modes tout au long de la structure. Enfin, nous avons fait un travail numérique complet qui valide le fonctionnement de notre composant. Ce travail sera intéressant dans la fabrication et la caractérisation du composant que nous présenterons dans le prochain chapitre.

Chapitre IV : Fabrication et caractérisation du bi-taper à base de canne MAS

Introduction

Dans ce chapitre, nous décrirons le travail expérimental qui a été effectué au sein du laboratoire XLIM. Dans un premier temps, nous présenterons la modélisation de l'étirage d'une fibre optique et de la forme du taper qui sera la base du processus de fabrication. Ensuite, le banc fusion-étirage sera décrit ainsi que tous les systèmes utilisés pour la fabrication et la caractérisation du composant réalisé. Nous citerons les différentes étapes de fabrication. Nous mentionnerons aussi les difficultés rencontrées au cours de la fabrication et les solutions apportées pour les surmonter. Enfin, nous finirons par caractériser les composants réalisés et nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus.

A. Modélisation de la forme des tapers

Le but de la partie expérimentale est de réaliser un convertisseur modal qui peut servir pour la connexion entre deux fibres de nature différente. Une recette de fabrication est les conditions avec lesquelles le chauffage et l'étirage de la canne se fait. Des premiers essais ont été faits pour déterminer la meilleure recette permettant d'obtenir une réduction homothétique du diamètre le long de z. La réduction doit se faire de manière à respecter les critères d'adiabaticité de la propagation le long de l'effilement pour éviter les couplages indésirables et ainsi réduire les pertes de propagation. Plus la pente sera douce, plus le champ pourra facilement changer sa distribution. L'objectif de la fabrication est d'obtenir un composant le plus conforme possible à celui conçu sur BeamProp. Les cannes microstructurées utilisées dans la fabrication sont réalisées par la plateforme PLATINOM du laboratoire Xlim selon la technique fusion-étirage «stack and draw». Il s'agit de la technique dans laquelle le composant ou la fibre optique à traiter est chauffée et étirée de manière à l'amincir pour permettre un couplage entre les différentes ondes qui s'y propagent. Cette technologie de fabrication souple présente un fort potentiel pour nos applications.

La zone de chauffe L varie au cours de l'étirage, car la zone de chauffe initiale L_0 s'allonge dès le début de l'étirage (Fig. IV-2). La matière qui sort de la zone de chauffe se solidifie de manière quasi-instantanée, de plus la largeur de chauffe peut également varier suivant $L+\delta L$. Avec δL pouvant être positif ou négatif. La longueur L de la zone de chauffage varie linéairement en fonction du temps t ou de l'allongement x du taper (Fig. IV-1) selon la formule :

$$L(x) = L_0 + \alpha x$$

Avec x=2.v.t où v est la vitesse des moteurs d'étirage et α une constante qui détermine la variation relative de la longueur chauffée en fonction de l'allongement x du taper ou du temps t.

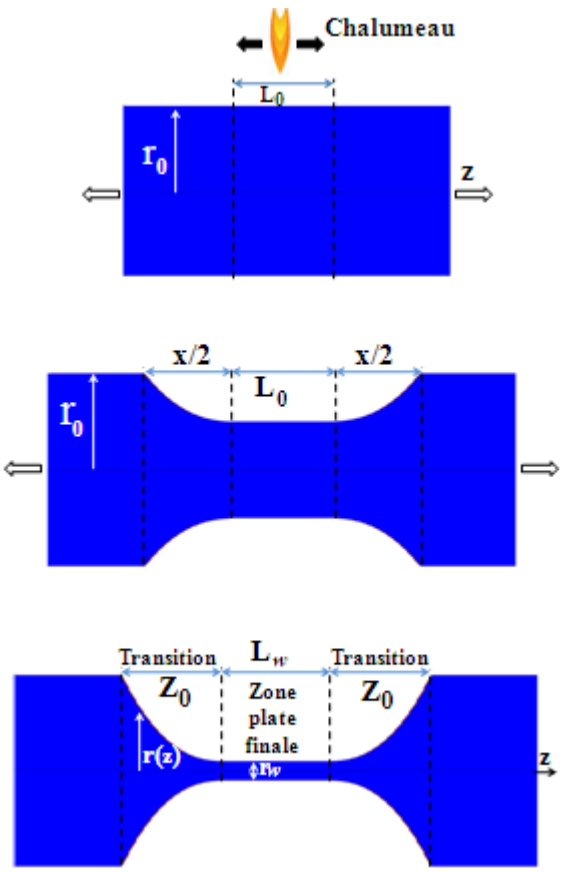


Figure IV-1: Schéma de principe des étapes de fabrication

La longueur de waist est déterminée par la dernière distance parcourue par le brûleur. En fait, ce parcourt est la recette de la fabrication. L'ajustement de profil du taper se fait à travers la recette de fabrication.

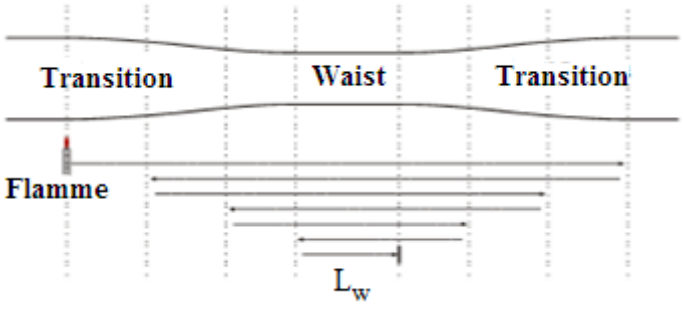


Figure IV-2: Schéma du mouvement du brûleur pour former des transitions

A partir des lois de conservation du volume [84], le profil géométrique final r(z) des transitions est donné par :

$$r(z) = r_0 \times (1 + \frac{2\alpha z}{(1-\alpha)L_0})^{-1/2\alpha}$$

Le développement détaillé de l'équation précédente est en annexe C.

Les paramètres mentionnés sur la figure IV-1 sont donnés comme suit :

- Rayon final du composant, r_w :

$$r_w = r_0(1 + \frac{\alpha x_0}{L_0})^{\frac{-\alpha}{2}}$$

  Avec x_0 est l'allongement final.

- Longueur finale de transition, Z_0 :

$$Z_0 = \frac{1}{2}(1-\alpha)x_0$$

La zone de transition du taper de longueur Z_0 assure la transformation du mode fondamental du cœur de la partie non effilée du taper en un mode de gaine dans la partie du waist du taper.

- Longueur finale de la zone de chauffe, L_w :

$$L_w = L_0 + \alpha x_0$$

La figure IV-3 montre les différentes formes du taper qui peuvent être obtenues suite à une fusion-étirage. Un taper abrupt lorsque α=1 engendre beaucoup de pertes, par contre, les pertes sont beaucoup plus faibles lorsque les pentes des transitions sont plus douces avec α=0. En prenant en compte, le diamètre de la zone du waist qui est considérablement fin, il est préférable que la longueur de transition soit relativement faible pour avoir la rigidité du composant.

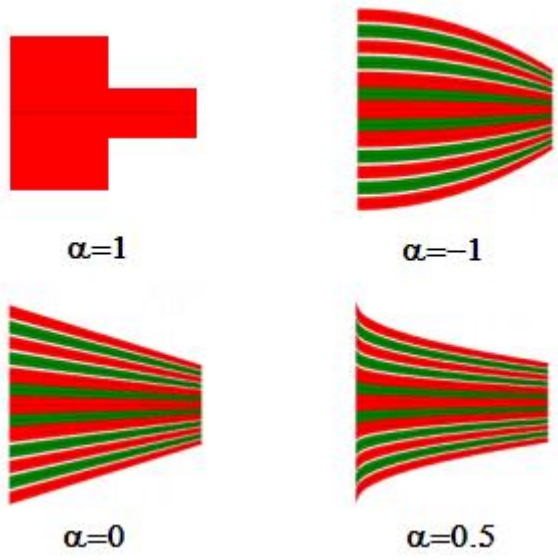


Figure IV-3: Différentes formes du taper en fonction de α

La fabrication est divisée en plusieurs segments. Autrement dit, la fusion-étirage se fait en plusieurs étapes. Pour chaque étape, nous définissons les différents paramètres (vitesse d'avancement de la flamme avant l'étirage et au cours de l'étirage, la longueur de la zone de chauffage, la vitesse de déplacement de deux moteurs, etc…) qui dépendent à la dimension de la canne. Afin d'améliorer la structure fabriquée, nous agissons sur ces paramètres, en modifiant à chaque fois un seul paramètre tout en analysant son effet.

B. Banc de réalisation expérimentale

1. Banc de fusion-étirage

Pour la réalisation expérimentale du composant, un banc de fusion-étirage a été mis au point par l'équipe de recherche de département Photonique du laboratoire XLIM, notamment par le docteur Nicolas Mothe et le doctorant Etienne Tartaret-Josnière. La figure IV-4 présente le banc de fusion étirage qui permet de travailler sur des cannes de différentes dimensions.

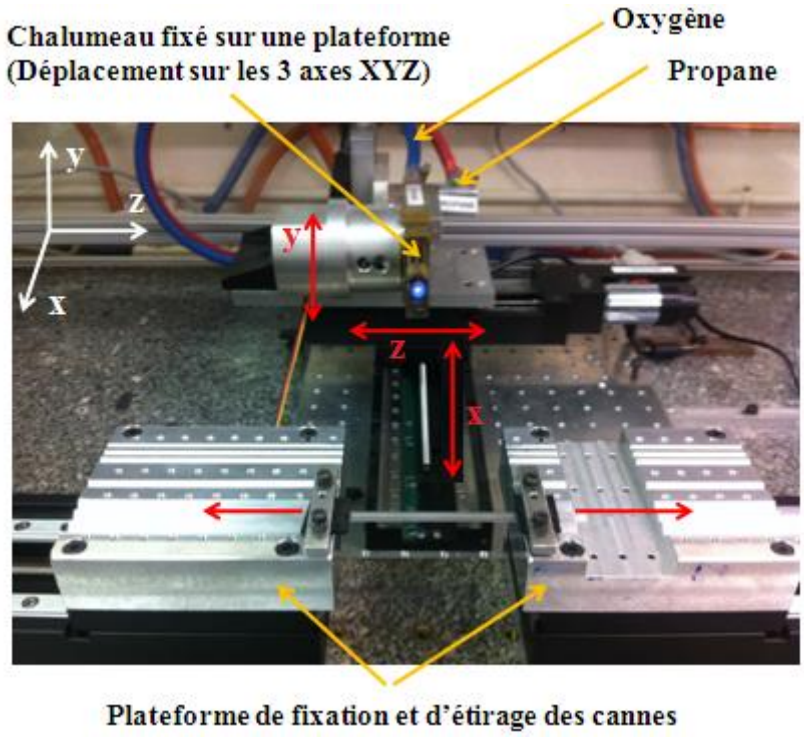


Figure IV-4: Système de fusion-étirage

Ce système est constitué de :

- Deux moteurs (droite et gauche) pour étirer la canne selon l'axe longitudinal (z). Leur course individuelle est de 100 mm, et les vitesses de déplacement sont contrôlables.
- Deux moteurs permettent le déplacement de la plateforme du chalumeau selon les deux axes x et z pour, d'une part balayer la canne et d'autre part pour se rapprocher de la canne. La translation selon l'axe y est possible à l'aide d'une plateforme de translation manuelle.
- Le chalumeau est alimenté par deux arrivées de propane et d'oxygène. Leur débit est ajustable informatiquement pour le contrôle de la forme et de la dimension de la flamme. Le chalumeau présente une section de flamme variable afin de lui permettre de travailler sur des diamètres de verre à chauffer de plusieurs millimètres à 50 µm.

Tous les paramètres de fabrication sont ajustables pour avoir le composant désiré. En effet, l'ensemble est géré par un programme informatique écrit sous Labview.

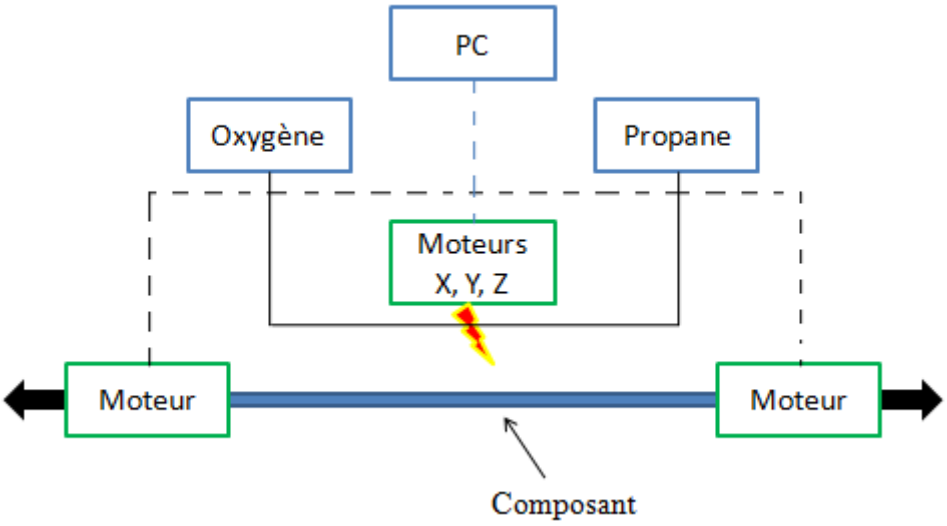


Figure IV-5: Automatisation du banc fusion-étirage

Le banc de fusion étirage est protégé par une cage en plexiglas et aluminium pour d'une part protéger l'utilisateur des risques de brûlures, d'autre part pour assurer la stabilité de la flamme qui peut être perturbée par des courants d'air.

Pour bien fixer la canne au cours d'étirage, un système de serrage en caoutchouc est implémenté avec des rainures de dimensions différentes dans lesquelles les cannes sont placées en fonction de leur diamètre (Fig. IV-6).

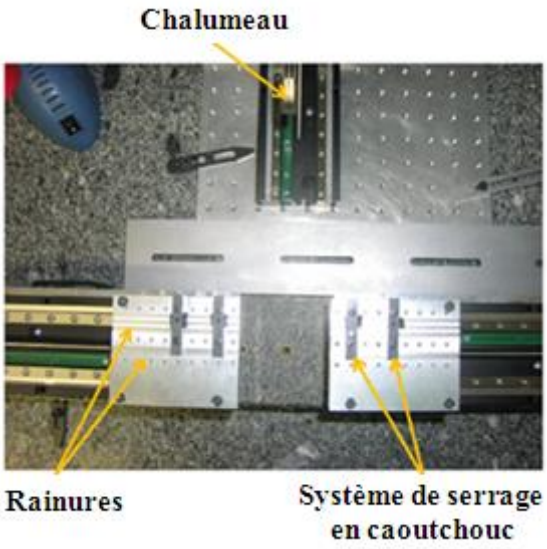


Figure IV-6: Vue de dessus [85]

2. Contrôle de flamme et de l'étirage

a. Contrôle de la flamme

Pour contrôler les différents paramètres qui influent sur la forme du taper, deux caméras sont utilisées, une, pour le contrôle de la flamme et l'autre pour le contrôle en temps réel de l'étirage. La première caméra sert à connaitre les dimensions de la flamme (la longueur du halo et du dard) car la dimension de la flamme doit être adaptée au diamètre du bi-taper (Fig. IV-7). Les dimensions sont ajustées par unité de commande avec laquelle les débits de l'oxygène et de propane sont ajustés.

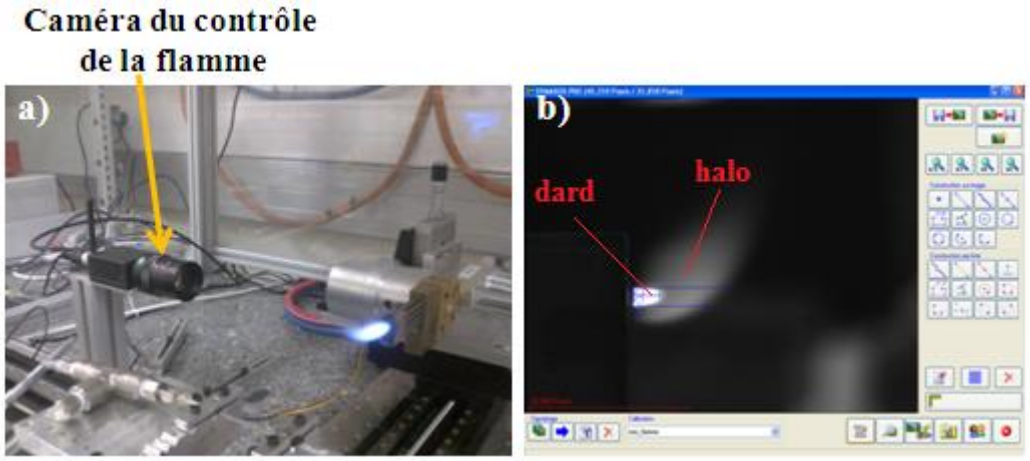


Figure IV-7: Système de contrôle de la flamme : a) implémentation de la caméra devant la flamme b) prise d'image de la flamme avec ses dimensions

b. Contrôle dimensionnel transversal en cours d'étirage

La seconde caméra est placée perpendiculairement à la canne et sert à suivre en temps réel le bi-taper afin de contrôler sa forme et ses dimensions (Fig. IV-8). La mesure du coefficient de réduction final de la canne se fait à l'aide de ce système.

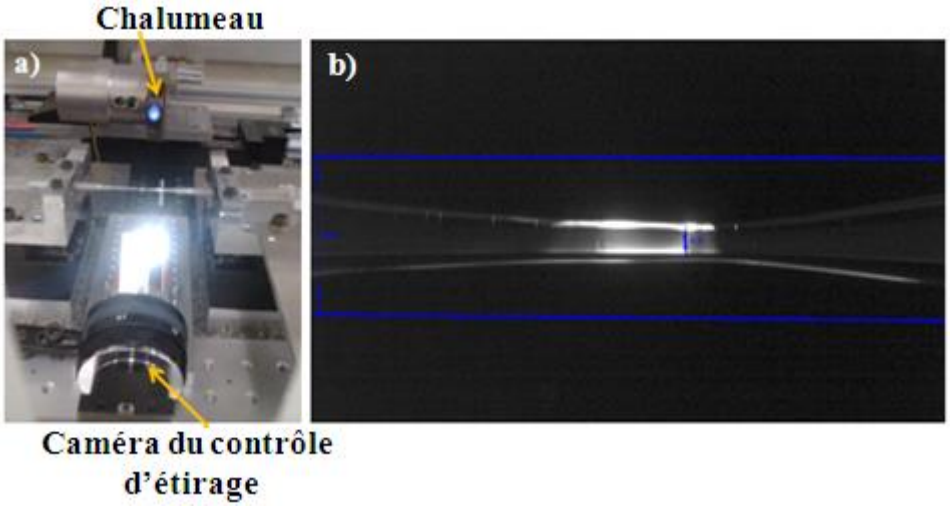


Figure IV-8: Système de contrôle d'étirage en temps réel : a) Position de la caméra devant la canne et b) exemple d'image de la canne au cours d'étirage

3. Caractérisation post-étirage

a. Profilométrie longitudinale

Le banc sert à faire une mesure de profil de tout le composant afin de vérifier si l'étirage se passe bien à travers la caractérisation de la forme du bi-taper. Le banc est constitué par une source lumineuse, une caméra équipée par un objectif télécentrique et un support mobile sur lequel le composant est fixé (Fig. IV-9). Le bi-taper est installé entre la source et la caméra et l'acquisition d'images se fait de manière successive sur toute la longueur du composant qui peut être supérieure à 12cm. Pour ce faire, un code Matlab est amélioré pour prendre en compte un ensemble d'images et les faire coïncider entre elles pour former un profil global d'un taper complet. La source envoie un champ lumineux qui est reçu par la caméra. Le calcul du profil se fait à partir d'image en contre champ (à partir de l'ombre), qui sera enregistrée sous forme d'une matrice. À partir de cette matrice, les images sont traitées pour déterminer les bords du composant (profil haut et bas) et ainsi son diamètre.

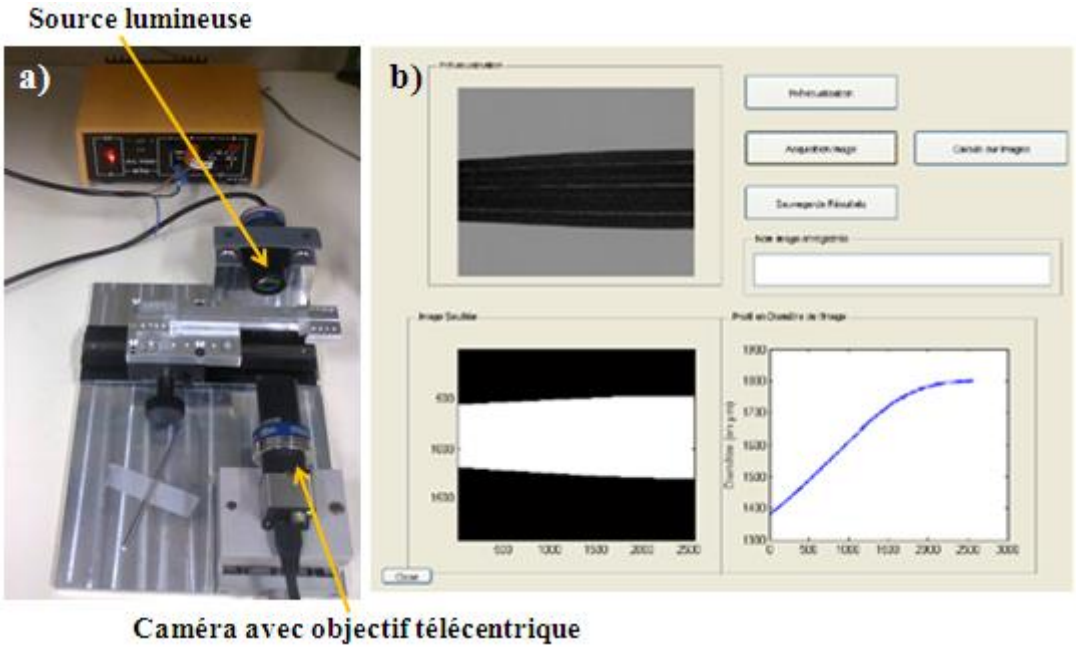


Figure IV-9: a) Banc de profilométrie et b) l'interface de l'application Matlab

Le profil moyen qui représente la variation du centre du bi-taper est calculé en faisant la moitié de la distance qui sépare le profil haut et bas (Fig. IV-10).

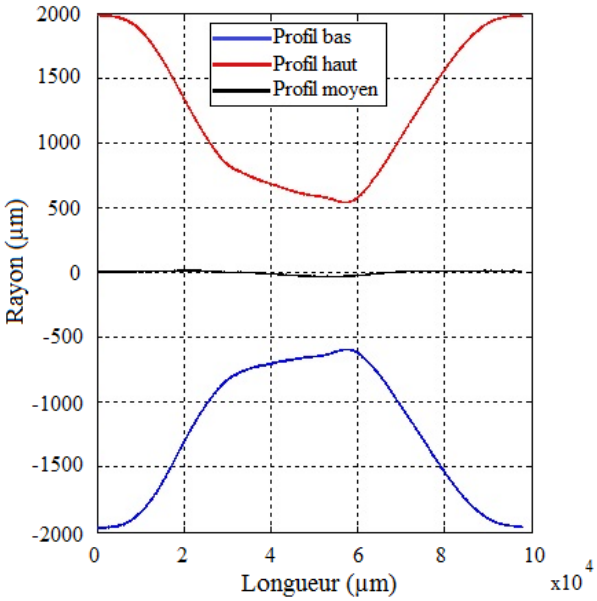


Figure IV-10: Profil haut, bas et moyen de l'image finale

Un programme permet aussi de représenter en 3D le bi-taper. Il permet de reconstituer, à partir de deux séries d'images d'une même canne tournée de 90° d'une série à l'autre, l'évolution spatiale du centre de la canne. Les deux séries d'images sont récupérées de deux fichiers Excel. Après l'exécution du programme, des figures graphiques s'affichent. Elles présentent les

évolutions du profil moyen du bi-taper dans les trois plans de l'espace, l'évolution dans l'espace et une reconstitution spatiale approximative de la canne.

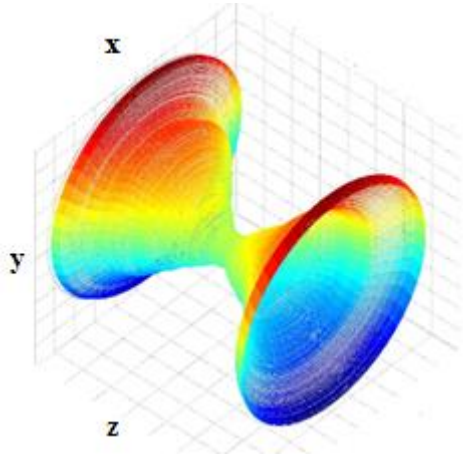


Figure IV-11: Approximation par des cylindres de la forme du taper

La reconstitution de la figure IV-11 est une approximation par des ellipses de rayons égaux aux rayons selon les axes X et Y sur toute la longueur du bi-taper.

b. Visualisation transversale

La visualisation s'effectue sur un ordinateur et permet la prise d'image directement numérisée. Ce banc permet l'observation du champ proche avec un grandissement assuré par un objectif de microscope. La visualisation de la section de bi-taper ayant un diamètre variable en modifiant la distance objectif-caméra (Fig. IV-12).

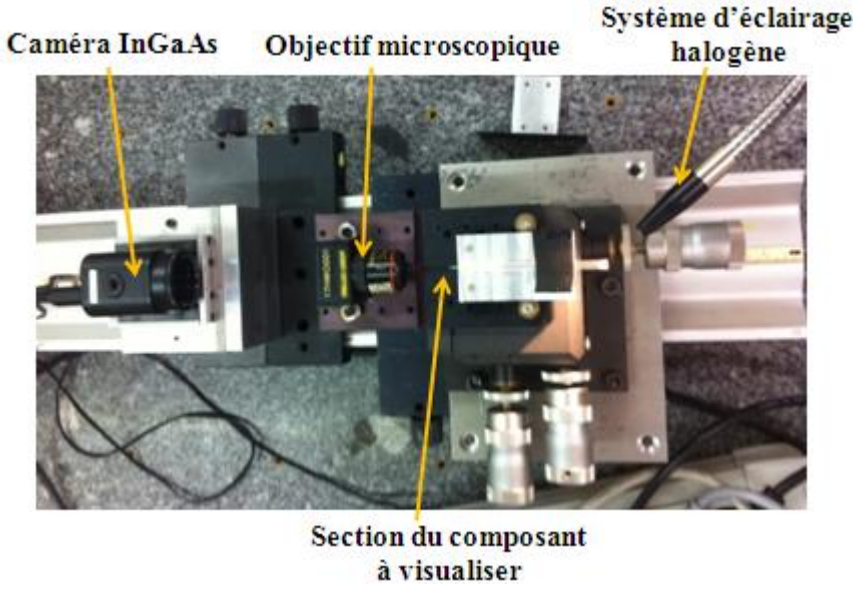


Figure IV-12: Banc de visualisation de la section transverse des composants réalisés

La visualisation s'effectue par deux types de caméras :

- ❖ Caméra visible (CCD)

Une caméra (CCD) est utilisée pour les mesures dimensionnelles dans le plan transversal. La caméra CCD noir et blanc est sensible dans le visible.

- ❖ Caméra InGaAs

Cette caméra permet la visualisation des champs guidés, elle permet de visualiser le proche Infra Rouge (1550nm).

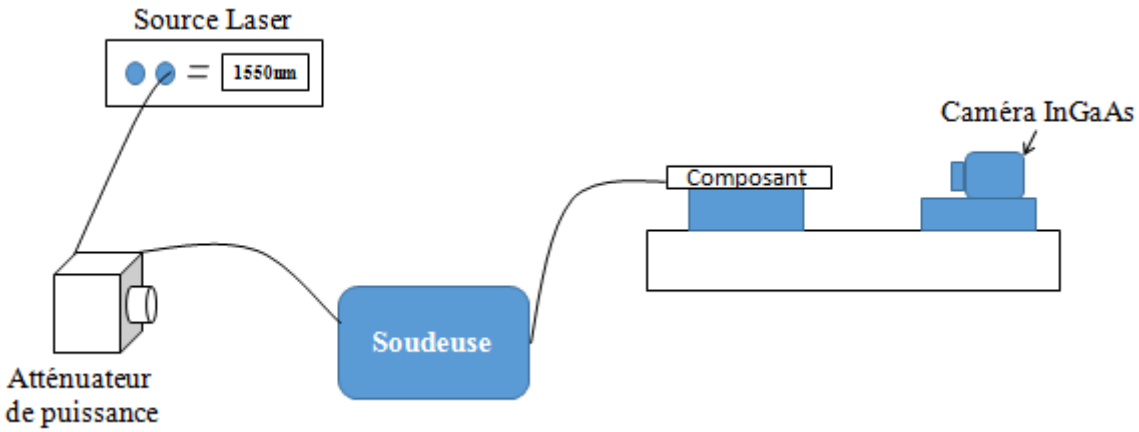


Figure IV-13: Montage pour la visualisation du champ guidé

La visualisation du champ guidé s'effectue à l'aide du montage présenté dans la figure IV-13. Ce montage est constitué d'une source Laser avec λ=1550nm, un atténuateur pour remonter le niveau de puissance et une soudeuse pour souder la fibre insérée dans la canne avec la fibre issue de l'atténuateur.

c. Mesure des pertes

La mesure des pertes se fait à l'aide du montage suivant :

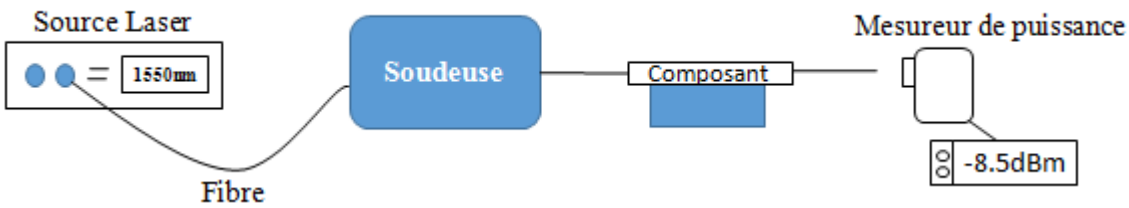


Figure IV-14: Montage permettant la mesure des pertes

La perte est mesurée en faisant la différence entre la puissance mesurée à la sortie du composant et la puissance de référence mesurée après la soudeuse.

C. Réalisation

1. Cannes utilisées

a. Cannes à 2 couronnes de diamètre de 1.8mm

Une coupe transversale de la canne microstructurée est donnée dans la figure IV-15. Vu que le rapport d/Λ est grand, les trous d'air obtenus ne sont pas circulaires, Ils sont hexagonaux. Le diamètre de la canne est environ 1.8mm.

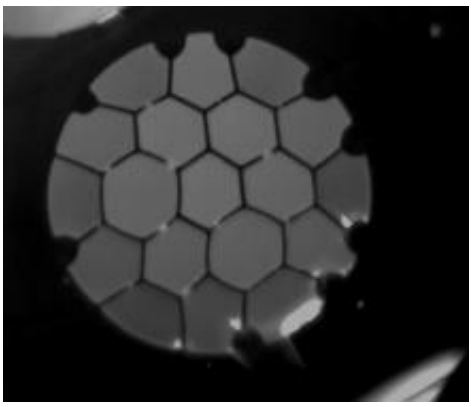


Figure IV-15: Une section d'une canne microstructurée de 1.8mm de diamètre

b. Canne à 4 couronnes de diamètre de 3.8mm

Une canne à 4 couronnes est utilisée pour fabriquer le composant (Fig. IV-16). Cette canne est plus robuste que celle à 2 couronnes à cause de son grand diamètre.

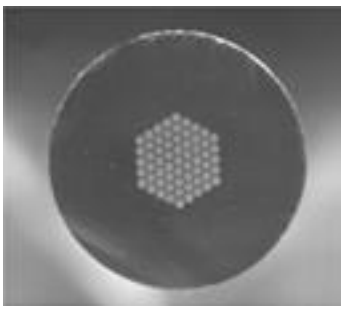


Figure IV-16: Section d'une canne microstructurée de diamètre de 3.8mm

2. Validation du principe d'un bi-taper

a. Optimisation des conditions d'étirage

Notre solution se base principalement sur l'insertion des fibres dans une canne microstructurée. Ces cannes sont fabriquées au laboratoire XLIM selon la technique d'assemblage-étirage par la plateforme PLATINOM. Le diamètre des trous d'air est de l'ordre de 150µm et le pas est environ de 170µm. L'étirage est divisé en plusieurs segments. Pour chaque segment, nous

définissons des paramètres qui influent sur le déroulement de la fabrication et donc sur la forme du composant.

Ce grand nombre de paramètres rend la fabrication difficile. Notre but est d'obtenir une structure parfaite. Pour que la fabrication soit idéale, il faut que le composant obtenu soit conforme à celui simulé numériquement, ayant les mêmes performances que les simulations numériques.

Pour déterminer cette recette, plusieurs essais de fusion-étirage ont été réalisés avec une seule fibre SMF insérée dans la canne microstructurée. Cette recette doit permettre d'étirer de manière homothétique la canne.

Le premier défi de la fabrication est de fixer la fibre dans le trou central de la microstructure pour qu'elle ne soit pas cassée à l'intérieur de la canne lors de l'étirage. La solution trouvée pour ce problème est de fusionner la fibre avec les bords du trou avant de commencer l'étirage de la canne. Ceci permet que l'ensemble puisse ensuite être étiré sans contrainte différentielle entre la fibre et la canne car seule la canne subit la traction de l'étirage, la fibre étant libre dans son trou d'air.

Cette fusion de la fibre se fait en plusieurs étapes :

- Boucher les trous de la microstructure d'un seul côté sauf le trou central.
- Boucher le trou central de l'autre côté de la canne en mettant une goute de colle autour de la fibre insérée.
- Appliquer une surpression d'air à l'intérieur des trous non bouchés, pour repousser les bords du trou central et donc coller à la fibre.
- Aspirer l'air à l'intérieur du trou central pour crée le vide autour de la fibre et donc forcer la fibre à coller aux parois (Fig. IV-17.c) (l'aspiration s'effectue du côté où le trou central est non bouché).
- Balayer la canne pour faire fusionner la fibre avec la silice des bords du trou central.

L'application de la pression, l'aspiration et le balayage de la canne s'effectuent simultanément.

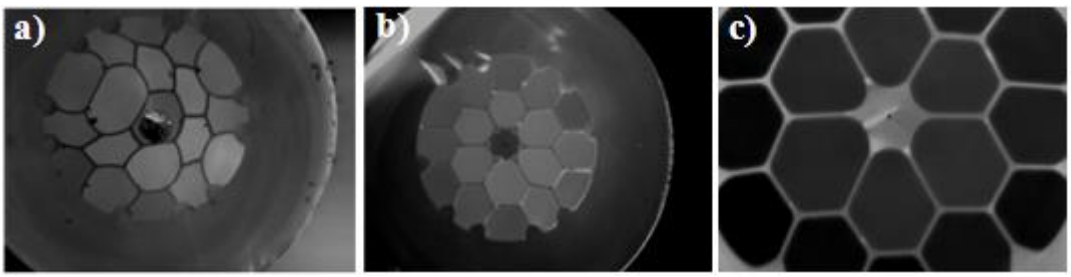


Figure IV-17: a) La fibre à l'intérieur du trou central avant la fusion avec les bords du trou b) fusion partielle de la fibre dans le trou central c) fusion totale de la fibre dans le trou central

A cause de la position latérale du chalumeau, le balayage de la canne ne se fait que d'un côté de la canne, ceci crée une différence de température entre les deux côtés. Ce différentiel engendre une dissymétrie de la géométrie des trous comme montre la figure IV-18.

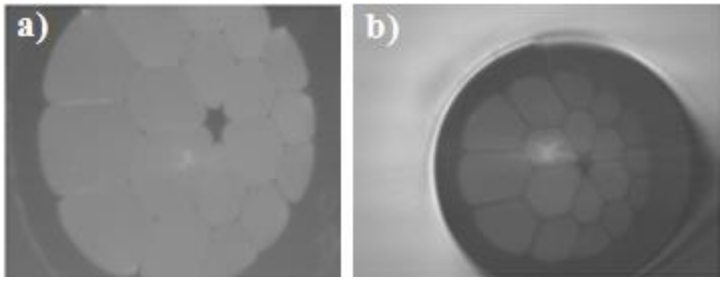


Figure IV-18: Dissymétrie de la structure due au chauffage latéral, pour un niveau de réduction CR_L=0.24

Nous constatons d'après la figure IV-18 une dissymétrie relativement importante de la géométrie des trous. Les trous sont effondrés et le trou central est décalé. La chaleur est appliquée sur un seul côté ce qui rend le côté de la flamme plus mou que de l'autre. Avec la pression le trou central se décale vers la flamme. En plus la canne est chauffée trop fort et nous obtenons cette dissymétrie. Pour éviter cet effondrement, nous étirons la canne plus à froid avec une variation progressive de la pression de l'air à l'intérieur de la microstructure. Après plusieurs essais, nous avons réussi à diminuer le diamètre de la canne avec maintien de la structure interne en ajustant les paramètres de la flamme du chalumeau et d'étirage. La série d'images dans la figure IV-19 montre des coupes successives de la canne microstructurée effilée le long de l'axe de propagation. La géométrie des trous est bonne et symétrique. Les trous sont bien arrangés dans leurs positions. La diminution de la chaleur apportée à la canne a un effet désirable sur la géométrie des trous.

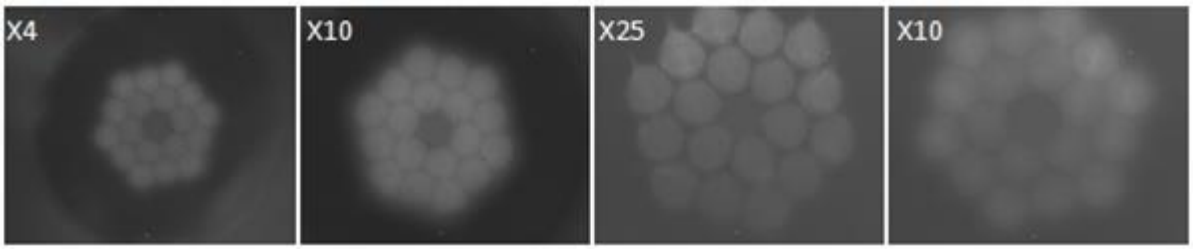


Figure IV-19: Images de la section transverse au niveau de a) CR_L=0.44, b) CR_L=0.21, c) CR_L=0.12 et d) CR_L=0.37

Nous avons déterminé les conditions d'étirage optimales pour effectuer une diminution de diamètre tout en conservant la structure interne de la canne. Parmi les défauts géométriques constatés au cours d'étirage est le désaxage de la structure (Fig. IV-20).

Ce désaxage est causé par le ramollissement excessif de la canne au cours d'étirage et l'absence de son retournement.

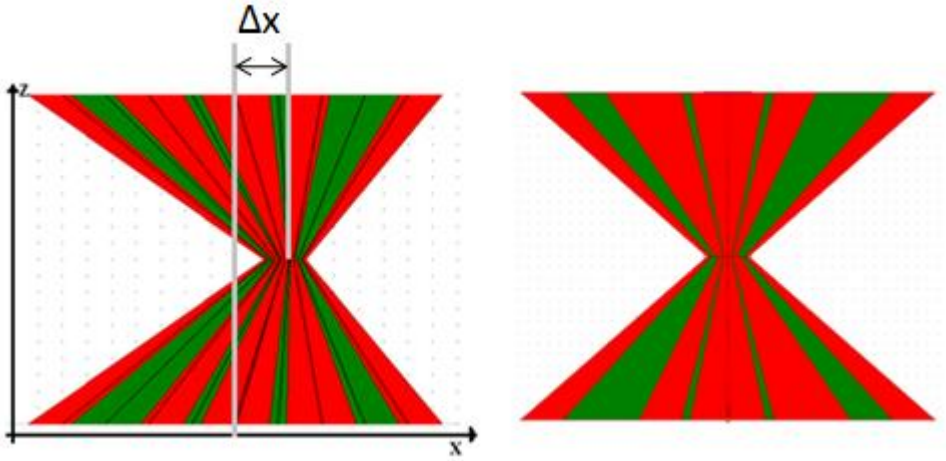


Figure IV-20: Schéma illustrant le désaxage qui peut se produit lors de l'étirage

Pour remédier à ce problème, nous avons fait plusieurs essais pour savoir les paramètres responsables de ce défaut. Dans les figures IV-21 et IV-22, nous présentons la variation du profil moyen (Centre de la structure) pour trois structures différentes.

La courbe bleue montre que le désaxage de la structure S003 est presque 150µm. Pour optimiser ce défaut, nous étirons la canne plus à froid et nous effectuons un retournement alternatif de la canne à la fon de chaque segment. Ainsi, le désaxage ne dépasse pas 15µm dans le plan ZX et 40µm dans le plan ZY.

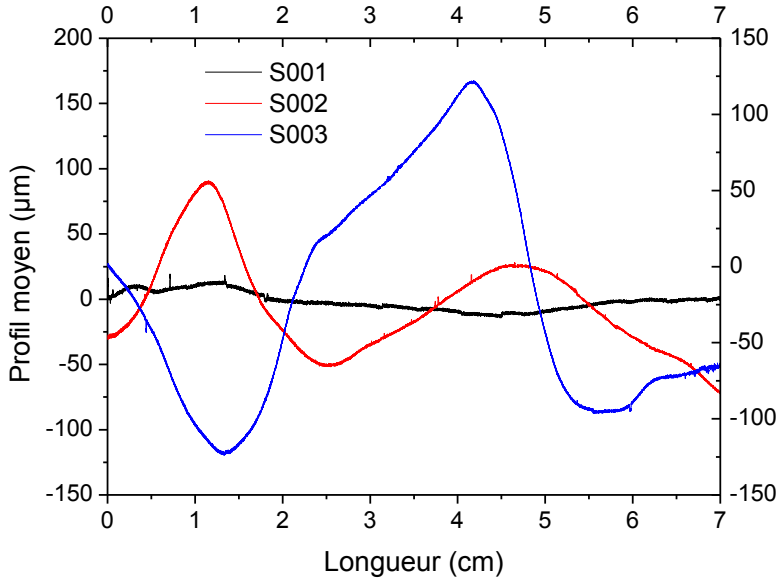


Figure IV-21: Variation du profil moyen des 3 structures dans le plan ZX

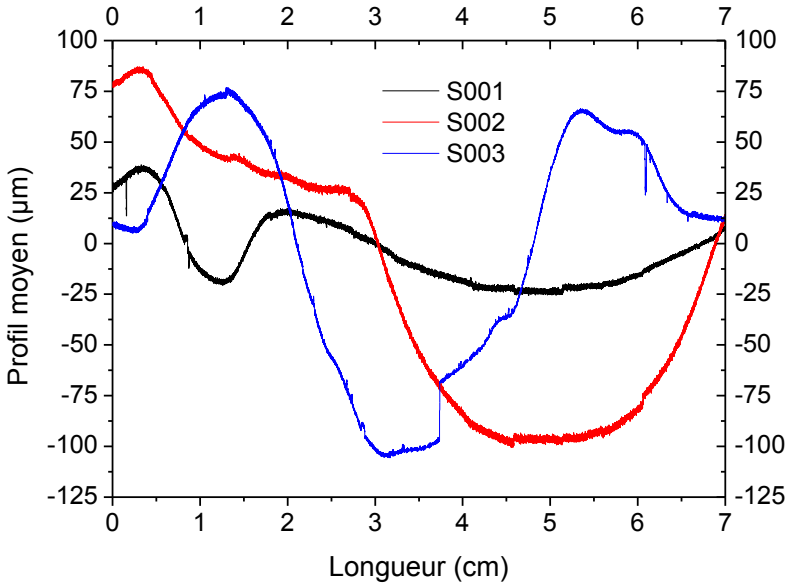


Figure IV-22: Variation du profil moyen des 3 structures dans le plan ZY

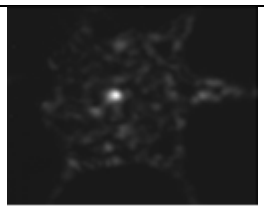
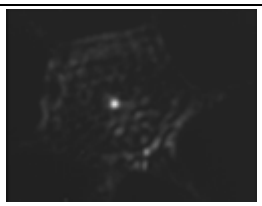
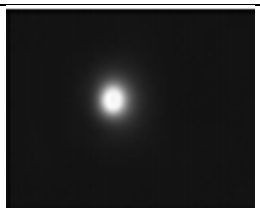
Une autre solution pour améliorer la symétrie de la structure externe et interne est le retournement de la canne à la fin du chaque segment. Au cours de la fusion-étirage, la canne est balayée d'un seul coté. Par conséquent, le chauffage n'est pas homogène sur toute la surface de la canne. Pour remédier à ce problème, la canne est retournée de 180° à la fin de chaque segment. Cette méthode permet de balayer toute la surface de la canne et donc éviter le décalage de la structure qui se produit à cause d'un différentiel de température entre les deux côtés.

A partir d'un certain coefficient de réduction (CR_L<0.4), la structure devient très fragile et la réduction doit se faire en plusieurs étapes. A faible coefficient de réduction, le changement des paramètres de fabrication doit être régulier pour qu'ils soient adaptés au diamètre de la structure. La segmentation est la bonne méthode pour répondre aux exigences. En effet, nous pouvons modifier les paramètres de fabrication (taille de la flamme, la zone de chauffe) en fonction du diamètre de la canne ainsi que nous faisons le retournement à chaque faible réduction.

Le banc de la fusion étirage s'installe dans un milieu n'est pas tout à fait propre. Nous avons pris toutes les précautions nécessaires pour que la fabrication se fasse dans des bonnes conditions. Nous avons supposé que les poussières peuvent venir dans la zone de chauffe lorsque nous avons inséré la SMF dans la canne, ainsi que lors de la fixation de la canne à la main sur le banc de fusion étirage. Pour savoir l'effet des poussières sur les performances du composant, nous avons fait deux structures avec la même démarche de fabrication mais dans des conditions de propreté différentes. La poussière est détectée avec les caméras lors de la préparation de la canne avant la fusion-étirage. Les résultats sont obtenus à l'infrarouge avec la caméra InGaAs. D'après ces images (Tableau IV-1), l'effet des poussières est constaté dans la répartition du champ pour deux

niveaux de réduction. Avec les poussières, la distribution du champ est un speckle, par contre, dans le cas sans poussières, nous obtenons le mode fondamental de la fibre clair et net. Donc le processus de fabrication nécessite la propreté pour assurer une mesure réelle des pertes et éviter les problèmes de reproductibilité. Avec les modifications qui ont été apportées à la fabrication du composant, nous avons amélioré la fabrication du composant et la perte varie de 30dB à des valeurs qui sont à l'ordre de 1.5dB.

Tableau IV-1: Répartition des champs pour différentes sections du bi-taper SMF-SMF avec différentes conditions de propreté

	CR_L=0.64 (Taper de sortie)	**CR_L=0.7 (Taper de sortie)**
Avec poussières		
Sans poussières		

b. Fibre unique insérée dans une canne à 2 couronnes

Afin de valider la propagation de la lumière dans la structure, les premiers essais d'étirage de canne se font avec une seule fibre SMF insérée dans le trou central de la canne microstructurée. La fibre est dénudée sur 20 cm, nettoyée précautionneusement et insérée jusqu'à ce que la gaine mécanique soit contre la face d'entrée de la canne microstructurée. La réduction de la dimension de la canne s'effectue en conservant totalement la structure interne (géométrie des trous) et partiellement la structure externe. Le profil du bi-taper obtenu par notre banc de profilométrie est donné par Figure IV-23.

D'après la figure III-23, nous pouvons considérer que la forme du bi-taper est symétrique dans les deux plans, sauf dans les extrémités une légères dissymétrie est constatée pour un z= {1cm et 6cm}. La structure est géométriquement améliorée. Le désaxage, la dissymétrie et la déformation des trous sont remédiés.

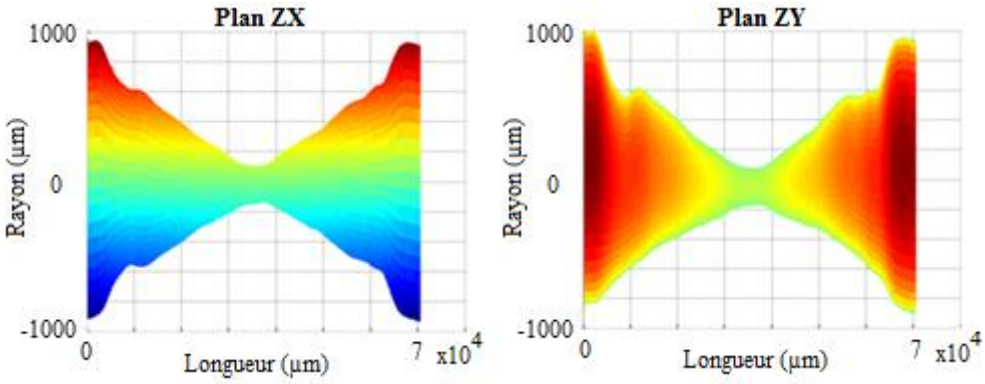
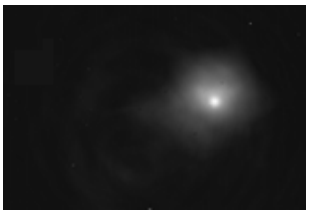
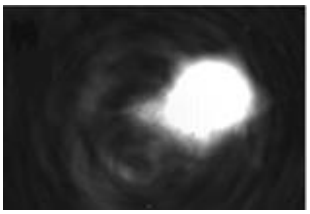
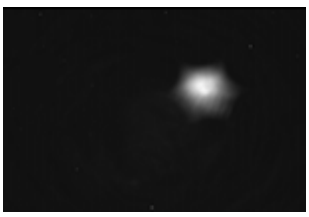
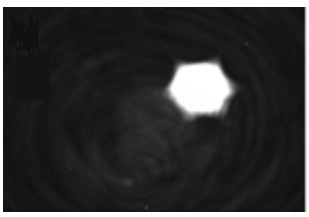
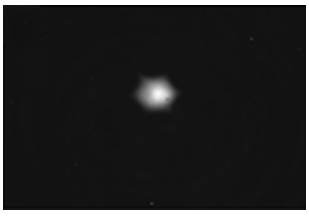
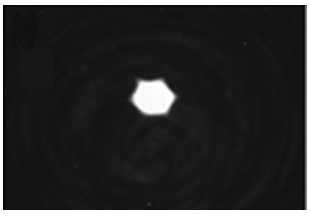


Figure IV-23: Forme d'une structure dans les deux plans XZ et XY

Afin de valider le principe de propagation dans le bi-taper, des photos sont prises à des positions différentes à l'aide du banc de visualisation. Ces photos représentent les répartitions du champ tout au long du bi-taper (Tableau IV-2).

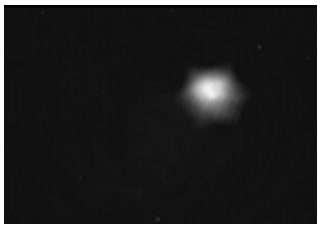
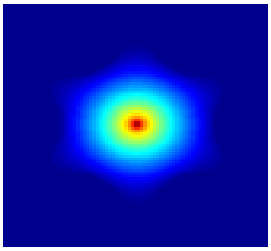
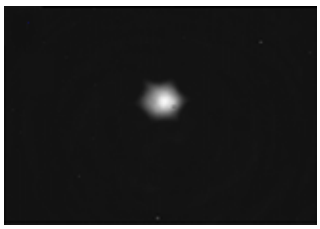
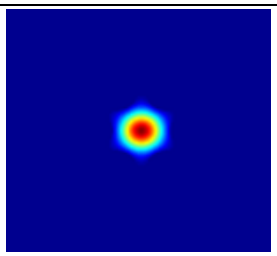
Tableau IV-2: Répartition des champs pour différents coefficients de réduction CR_L et niveaux de puissance

	La référence (non saturation)	**Niveau de puissance augmentée de 10dBpar rapport à la réf**
***D=0.68mm** ***CR_L=0.37**	 (a)	 (b)
***D=0.55mm** ***CR_L=0.3**	 (c)	 (d)
***D=0.22mm** ***CR_L=0.12**	 (e)	 (f)

Le niveau de la puissance est augmenté pour voir si la lumière diffuse dans les interstices. Les figures montrent des formes des champs nettes et semblables à celles trouvées par les simulations BPM. A CR_L=0.37, le cœur de la fibre a encore un effet sur le guidage de la lumière (Image. a). Tout en réduisant le diamètre de la structure, la lumière remplit le cœur de la canne (Images. c et e).

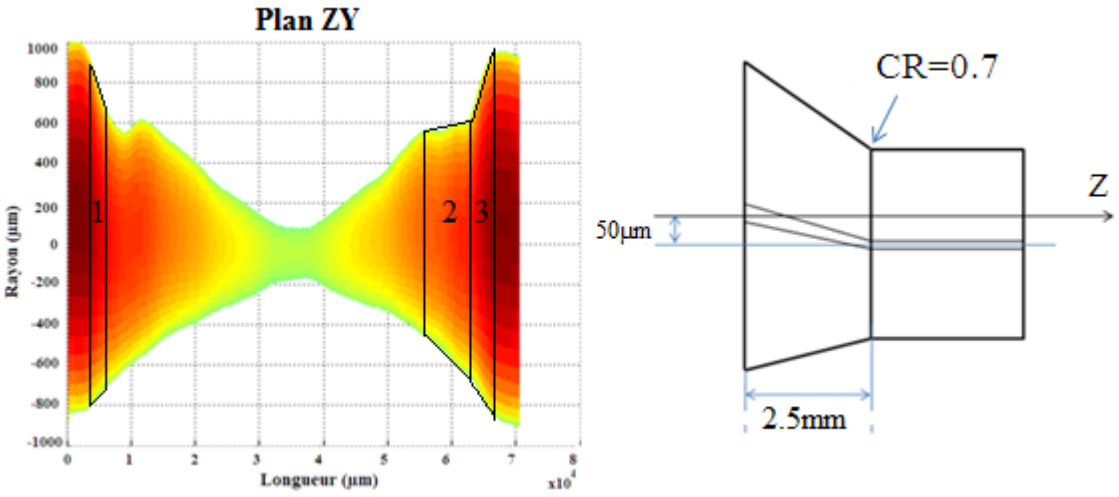
Le cœur de la fibre a perdu son influence sur le guidage de l'onde qui est repris par la microstructure air-silice. En termes de répartition des champs, les résultats obtenus expérimentalement sont semblables à ceux obtenus par des simulations BPM. Par conséquent, nous validons le principe de propagation dans le bi-taper.

Tableau IV-3: Répartitions des champs obtenues expérimentalement et par des simulations BPM pour différents CR_L

Expérimental	**Simulation BPM**
 CR_L=0.3	 CR_L=0.3
 CR_L=0.12	 CR_L=0.1

Pour mesurer la perte, un tronçon de 1m de SMF a été soudé à la fibre de sortie du bi-taper. La perte mesurée est 1.8dB. Les premières mesures avec une géométrie des trous dissymétrique et un désaxage de la structure donnent des valeurs élevées aux alentours de 6dB. Afin d'identifier le problème causant cette perte (1.8dB), nous simulons sur BeamProp une structure ayant le même défaut géométrique obtenu lors de la fabrication. La figure IV-24 illustre un bi-taper fabriqué et une structure simulée sur BeamProp. Le bi-taper (Fig. IV-24.a) possède 3 zones ayant

différents décalages latéraux. Une simulation BPM (Fig. IV-24.b) montre qu'un décalage de 50µm sur une distance de 2.5mm engendre une perte de 0.6dB. Par conséquent, la perte mesurée (1.8dB) est expliquée par ce défaut géométrique.



(a) (b)

Figure IV-24: Bi-taper fabriqué et une structure ayant un défaut géométrique simulée sur BeamProp

Le principe de la mesure de perte est donné par la figure IV-25. Cette mesure se fait en deux étapes :

- Mesure de la puissance à la sortie de la source Laser (une puissance de référence P_{ref})
- Mesure de la puissance à la sortie du bi-taper P_s.

La perte est la différence entre les deux puissances P_s et P_{ref}.

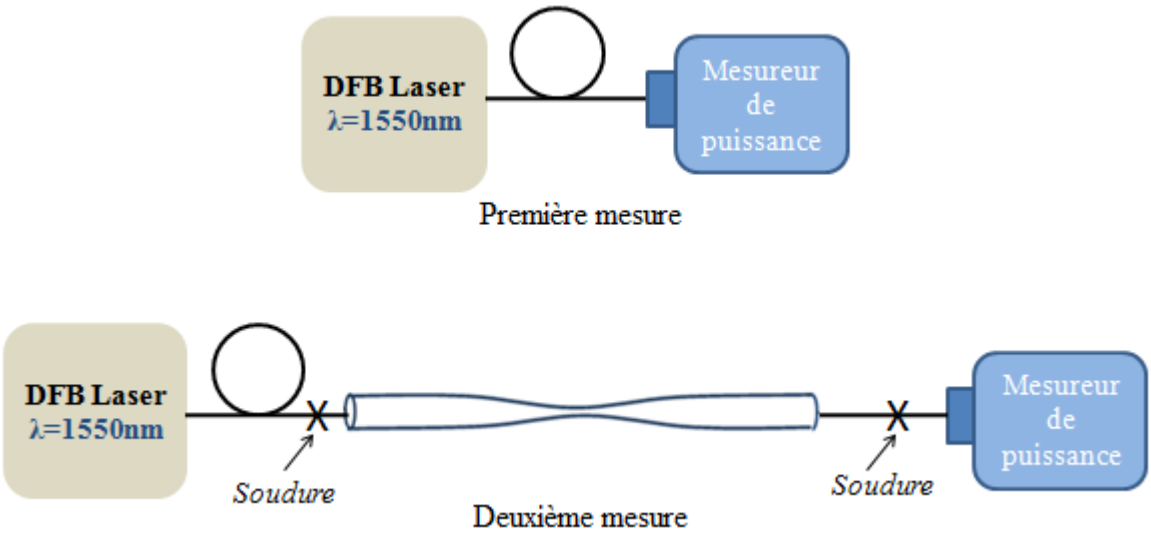


Figure IV-25: Schéma d'expérience de mesures de pertes lors d'une fusion-étirage

c. Deux fibres insérées dans une canne à 2 couronnes

Dans cette structure deux fibres SMFs sont insérées face à face dans le trou central de la canne microstructurée (Fig. IV-26). Cette structure représente le but de la fabrication : raccorder deux fibres de différentes dimensions avec une faible perte. Au cours de l'étirage, les deux fibres doivent être en contact. Pour ce faire, le premier segment qui assure la fusion des deux fibres avec les bords du trou central s'est fait deux fois. Au cours d'étirage, la puissance à la sortie et le profil du bi-taper sont suivis en temps réel. Ce suivi est nécessaire pour garantir le contact entre les deux fibres et identifier le segment causant les pertes. Pour le dernier segment, une fluctuation des pertes a été constatée pendant l'étirage. A ce niveau de réduction, le diamètre du cœur de la microstructure est de l'ordre de 15 µm (CR_L=0.11). Par conséquent, le guidage est fait par les trous d'air. Avec une très forte ouverture numérique la microstructure est très multimode. Cet aspect multimode est peut-être la cause des fluctuations de puissance lors de l'étirage.

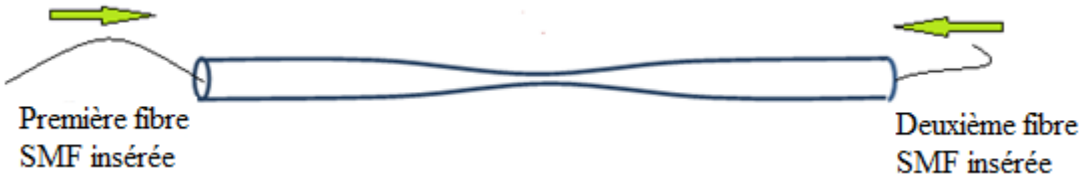
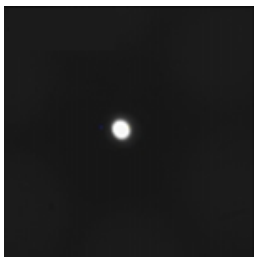
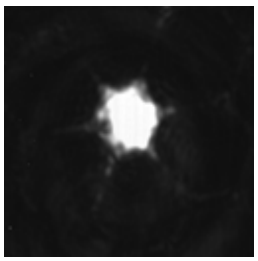
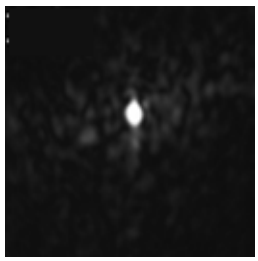
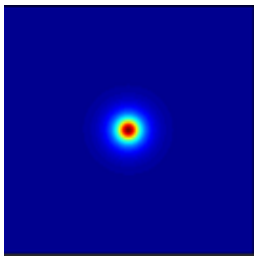
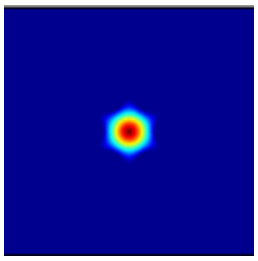
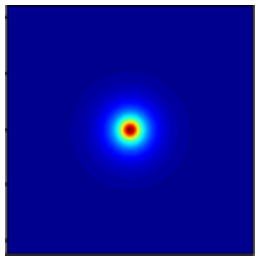


Figure IV-26: Schéma explicatif de la structure fabriquée

Le résultat de fabrication est présenté dans le tableau IV-4. Dans le taper d'entrée et de sortie, la fibre SMF assure le guidage du mode fondamental pour les deux valeurs de CR_L= {0.7 et 0.61}. Au niveau de waist, le champ obtenu est multimode. Par conséquent, la propagation du mode fondamental dans le taper d'entrée n'est pas adiabatique. Il excite d'autres modes d'ordres supérieurs. La perte mesurée après 1 m de fibre de la surface de sortie du bi-taper est 1.96dB. A CR_L= {0.7 et 0.61}, les résultats obtenus par les simulations BPM sont validés expérimentalement.

Tableau IV-4: Répartition des champs pour différents CR et niveau de puissance dans un bi-taper à 2 fibres SMF insérées

	Taper d'entrée CR_L=0.7	**Waist CR_L=0.11**	**Taper de sortie CR_L=0.61**
La référence (non saturation)			
Niveau de puissance rajouté de 10dBpar rapport à la réf			
Simulation BPM ***(Taille de la fenêtre : 90µmx90µm)***			

d. Fibre unique insérée dans une canne à 4 couronnes

Dans cette fabrication, une fibre SMF est insérée dans une canne microstructurée à 4 couronnes d'air dont le diamètre extérieur 3.84mm. Cette canne est de bonne qualité, elle est fabriquée au laboratoire XLIM en silice synthétique F300 pour qu'elle soit adaptée à nos besoins. Nous choisissons ce type de canne qui est plus robuste que celle à 2 couronnes. Cette canne est plus manipulable dans la fabrication, en plus sa robustesse facilite les mesures et la caractérisation après la fabrication.

Le bi-taper est symétrique par rapport à l'axe z. Le désaxage est négligeable (30µm). Ces cannes possèdent une excellente géométrie des trous.

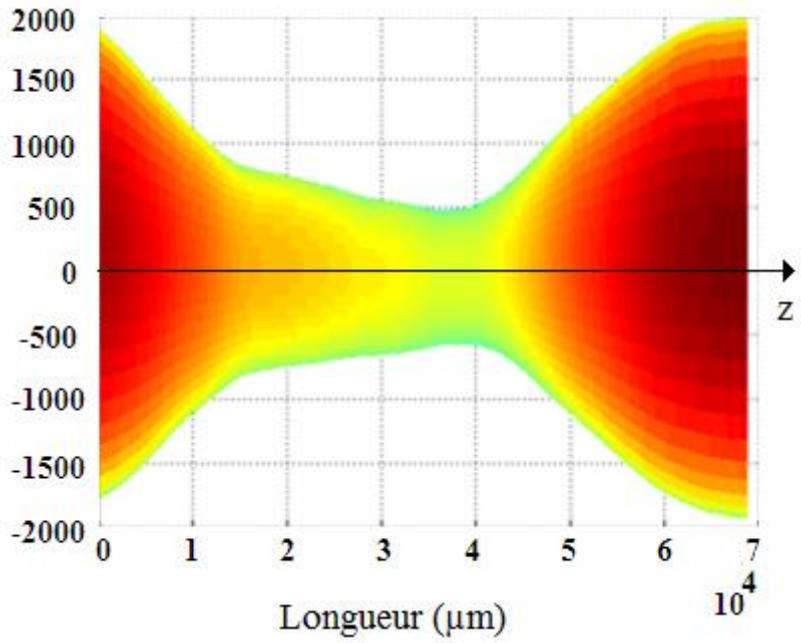


Figure IV-27: Forme du bitaper en utilisant les cannes à 4 couronnes

La figure IV-28 montre cette géométrie pour différentes section du bi-taper.

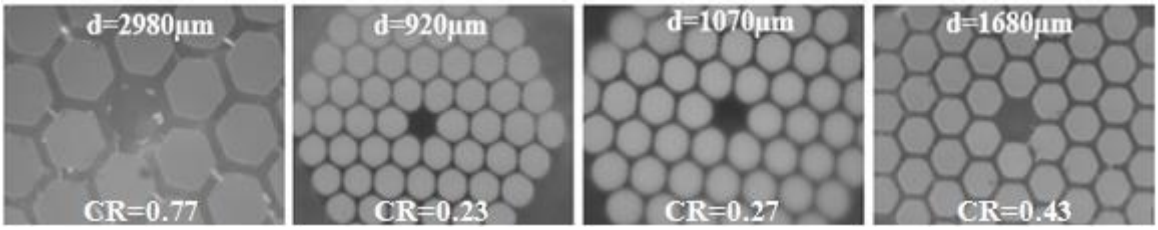
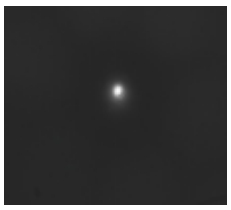
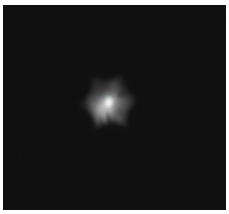
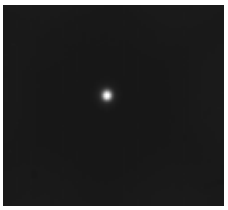
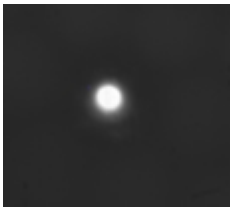
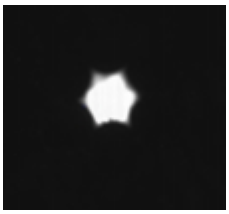
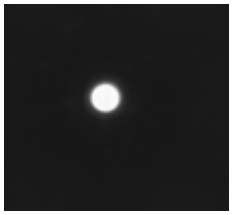
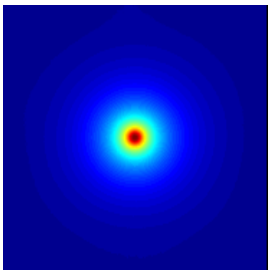
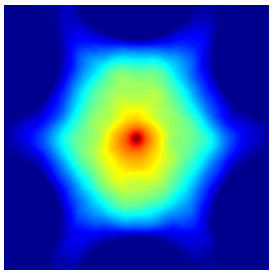
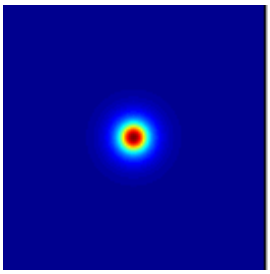
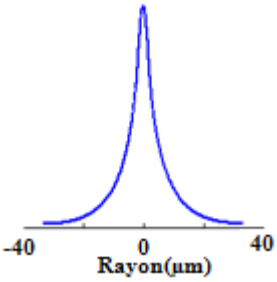
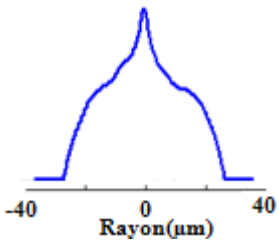
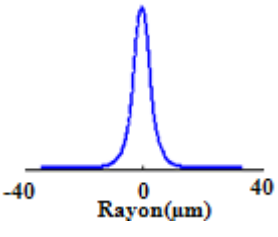


Figure IV-28: Géométrie des trous pour différentes section du bi-taper

Les répartitions des champs sont présentées dans le tableau IV-5. A CR_L=0.25, la lumière remplit le cœur de la microstructure, mais la fibre a encore un faible effet du guidage (Image. b). Le champ obtenu expérimentalement est semblable à celui obtenu par une simulation BPM (Image. h). La contribution de la fibre au guidage est remarquable dans l' (Image. k) par la pointe au sommet du profil du champ. Pour CR_L>0.4, la fibre assure seule le guidage de la lumière (Image. a et c) dans les tapers d'entrée et de sorties. Les distributions des champs obtenues par des simulations BPM (Image. g et i) sont validées expérimentalement.

Tableau IV-5: Répartition des champs pour différentes sections du bi-taper (Deus SMFs insérées dans une canne à 4 couronnes)

	D=1870µm **CR_L=0.48** ***(Taper d'entrée)***	**D=990µm** **CR_L=0.25**	**D=2910µm** **CR_L=0.75** ***(Taper de sortie)***
La référence (non saturation)	 (a)	 (b)	 (c)
Niveau de puissance augmenté de 10dB par rapport à la réf	 (d)	 (e)	 (f)
Simulation BPM	 (g)	 (h)	 (i)
Profil d'intensité	 (j)	 (k)	 (l)

Plusieurs essais ont été faits sur ce type de canne pour trouver la bonne recette de fabrication. La figure IV-29 présente une répartition du champ du mode LP_{02} à CR_L=0.36, que nous observons au cours d'une caractérisation de l'une de fabrication. Cette apparition du mode LP_{02} est due au

couplage du mode fondamental LP_{01}vers les modes d'ordres supérieurs (LP_{02}). Par conséquent la propagation du mode LP_{01} n'est pas adiabatique dans le bi-taper. Par conséquent, la perte mesurée à la sortie du bi-taper est 11dB.

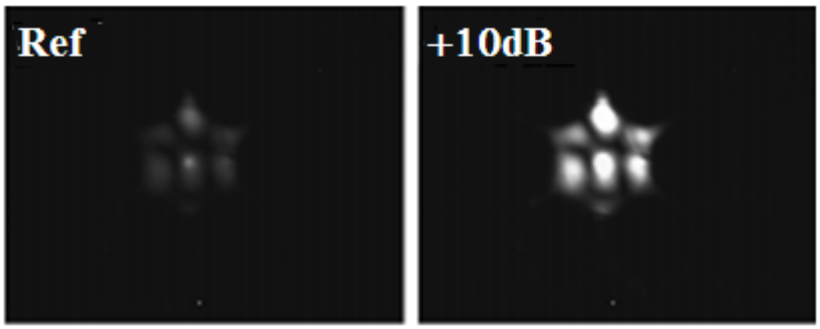
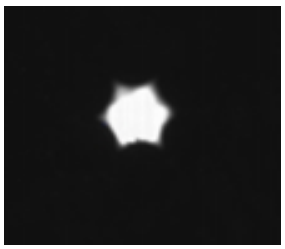
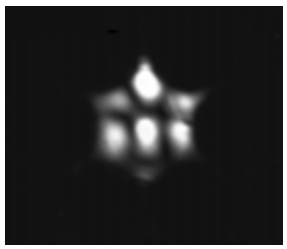


Figure IV-29: Répartition du champ de mode d'ordres supérieurs à CR_L=0.36

Pendant l'étirage des cannes, nous observons des fortes fluctuations de puissance. Lorsque l'étirage est arrêté sur une valeur maximale de fluctuation, un mode LP_{01} est obtenu et la perte mesurée est 1.5dB. Par contre, si l'étirage est arrêté sur une valeur minimale, un mode LP_{02} est obtenu au niveau du waist et la perte mesurée est 11dB (Tableau IV-6).

Tableau IV-6: Distribution des champs dans un bi-taper SMF-SMF à 4 couronnes pour différentes valeurs des fluctuations de puissance

	Valeur minimale de fluctuation de puissance	**Valeur maximale de fluctuation de puissance**
Distribution des champs		
Pertes (dB)	1.5	11

Les simulations numériques montrent que la perte du mode fondamental est causée principalement par son couplage vers des modes d'ordres supérieurs. Ces résultats expérimentaux valident les analyses et les interprétations mentionnées dans la partie numérique.
Les résultats obtenus pour ces cannes sont meilleurs par rapport aux autres cannes de 2 couronnes en termes de performances. La géométrie du bi-taper est plus propre. En plus, nous

avons trouvé beaucoup de simplicité à travailler avec ces cannes surtout au moment de la caractérisation (facile à transporter, à couper et à tenir).

3. Excitation du mode fondamental dans une fibre FMF

L'objectif de tous ces essais est de trouver la meilleure recette de fabrication pour raccorder deux fibres différentes. Ce raccordement sera utile pour l'excitation du mode fondamental et des modes d'ordres supérieurs dans des fibres à large cœur. Nous utilisons la fibre FMF mentionnée dans le troisième chapitre pour exciter son mode fondamental.

Nous avons étudié à travers des simulations BPM, les conditions optimales en termes de longueur L et de coefficient de réduction CR pour exciter le plus efficacement possible (faibles pertes et sélectivité modale) le mode fondamental LP_{01}dans la fibre FMF. Notre objectif est de valider expérimentalement le principe de fonctionnement du bi-taper. Nous présentons dans la figure IV-30, la structure avec deux fibres insérées (SMF et FMF).

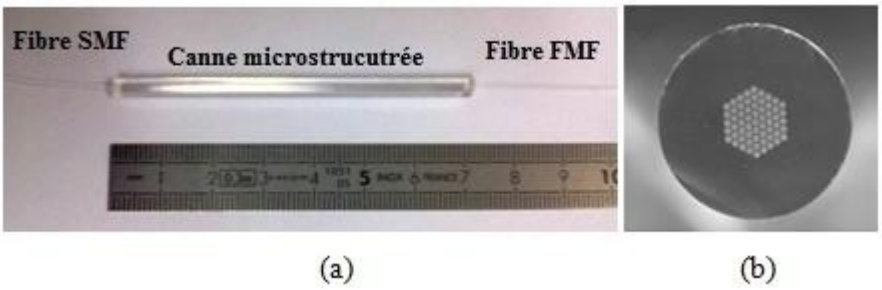


Figure IV-30: a) Structure avec deux fibres insérées b) et sa coupe transversale [86]

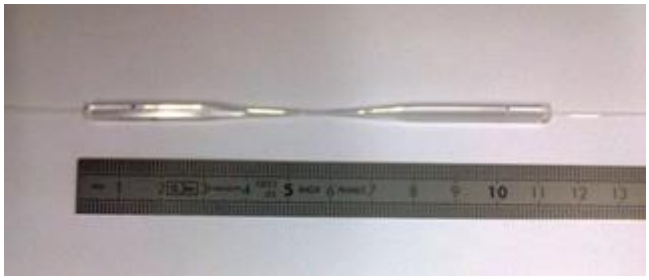


Figure IV-31: Prise d'image de la canne après la fabrication [86]

Le diamètre du bi-taper fabriqué est mesuré à l'aide du banc de profilométrie. La figure IV-32 présente le profil du bi-taper fabriqué et simulé. Le profil simulé est linéaire. Le profil du bi-taper fabriqué varie autour du profil linéaire. Le bi-taper fabriqué possède une zone waist de longueur 0.7cm. Parmi, les fabrications qui ont été faites, ce bi-taper est considéré comme le meilleur en termes de géométrie.

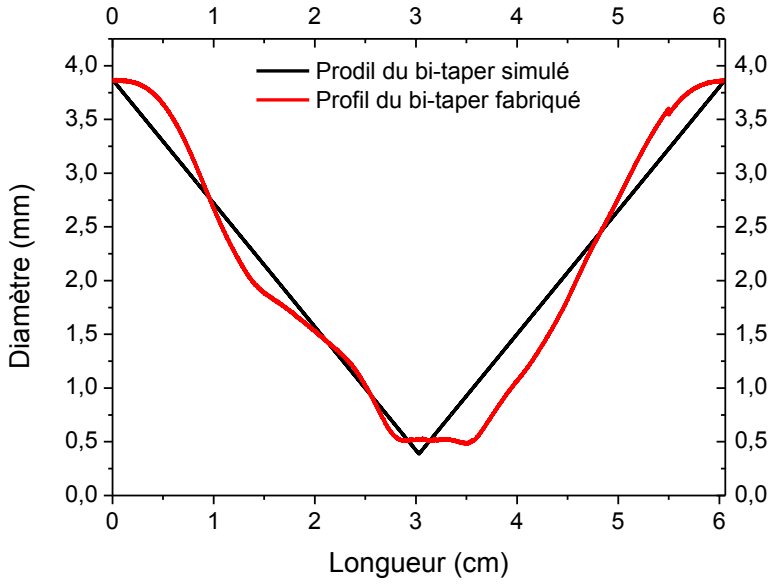
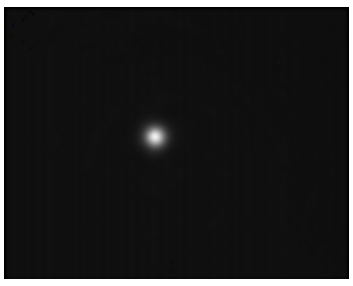
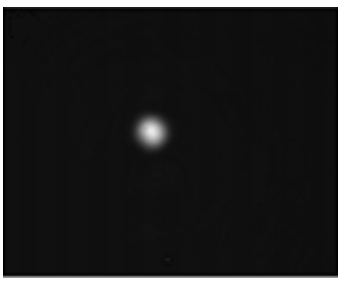
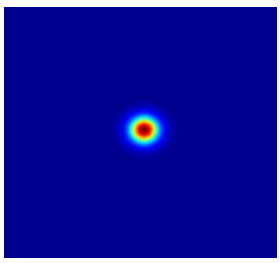
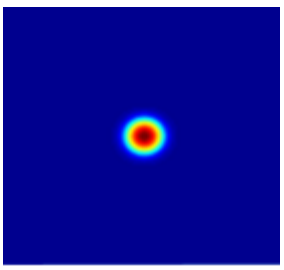


Figure IV-32: Profil réel du bi-taper fabriqué et simulé en fonction de la longueur de la structure

Les profils de mode fondamental de ces deux fibres ont été mesurés comme indiqué dans le tableau IV-7 en utilisant une source laser de longueur d'onde λ =1550 nm.

Tableau IV-7: Profils des champs à l'entrée et à la sortie du bi-taper SMF-FMF obtenus lors de la fabrication et par simulation BPM

	Profil du mode fondamental de la SMF (Entrée du bi-taper)	**Profil du mode fondamental de la FMF (Sortie du bi-taper)**	**α^2 (Champ de FMF/LP_{01})**
Expérimental			0.99
Simulation BPM			0.99

La perte mesurée à la sortie de bitaper est 1,6 dB pour CR_L = 0,13. Le mode fondamental de la FMF est bien excité. La taille du champ de mode de la fibre FMF est supérieure à la fibre SMF vue la différence entre la dimension du cœur des deux fibres ($dc_{(SMF)}$=8.2µm et $d_{c(FMF)}$=15µm). Nous obtenons la même valeur de $\alpha^2(LP_{01})$ à la sortie du bi-taper fabriqué et simulé par BPM (Tableau IV-7).

Pour connaitre le nombre et le type de modes se propageant dans la fibre FMF, nous utilisons la technique d'imagerie spatiale et de résolution spectrale (S^2) à la sortie de la fibre FMF [87]. Cette caractérisation a été réalisée à l'aide d'un banc de mesure implémenté par le doctorant Mathieu Jossent. La mesure fournit des images de haute qualité des modes qui peuvent être utilisés pour identifier les modes et leurs poids respectifs. Le faisceau à la sortie de la fibre FMF est imagé sur l'extrémité d'une longueur de 20 m d'une fibre FMF qui est couplée à un analyseur de spectre optique. Le spectre optique est mesuré à chaque point du faisceau reçu (x, y). La transformée de Fourier du spectre optique présente deux pics de modes à différentes différences de retard de groupe. Le paramètre de « multi-path-interference »(MPI), est donné par la formule suivante $MPI = 10\log(P_2/P_1)$ où P_1et P_2sont les puissances des modes.

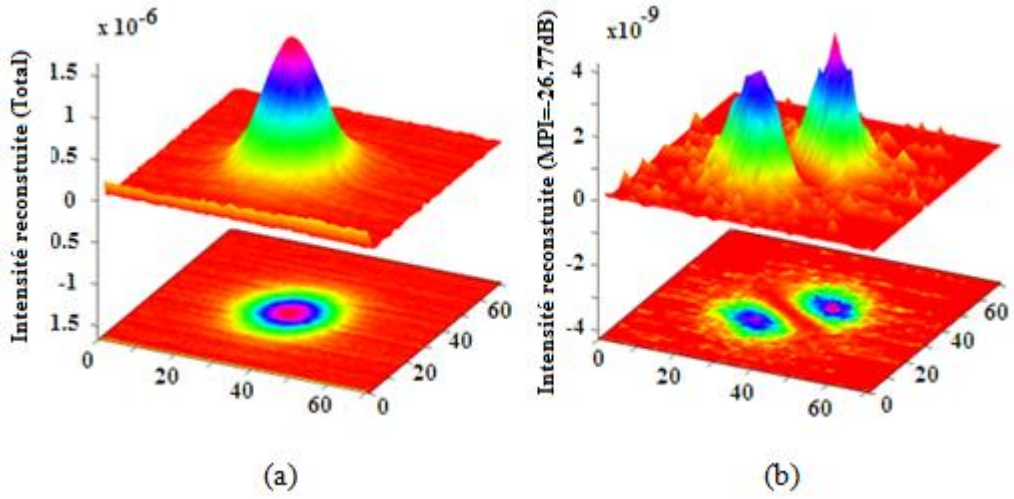


Figure IV-33: Profil du champ obtenu est constitué a) du mode LP_{01} et du b) mode LP_{11}

La transformée de Fourier du spectre optique montrant deux fréquences de battement visibles, correspondant à l'interférence entre le mode LP_{01}et un mode d'ordre supérieur, clairement identifié par sa structure spatiale comme LP_{11} qui est excité pendant le rétrécissement (Fig. IV-33.b). La valeur de MPI mesurée pour le mode LP_{11} est -27dB. Par conséquent, ce mode représente 0.19% de la puissance totale de sortie de la fibre, les 99.81% restants représentant la part du mode LP_{01} dans le champ guidé (Fig. IV-33.b). Par conséquent, nous démontrons une très bonne qualité monomode fondamental de faisceau dans la fibre FMF.

Conclusion

Après avoir vérifié le principe de propagation par des simulations numériques, le concept est validé expérimentalement par la réalisation du composant. Nous avons trouvé les mêmes répartitions des champs tout au long de la structure. Nous avons amélioré la fabrication du composant et la perte varie de 30dB à des valeurs qui sont à l'ordre de 1.5dB. L'amélioration de la géométrie prend plus de temps, elle se fait durant les quatre années de thèse. Nous avons présenté l'une des fonctions de notre composant : la conversion modale entre deux fibres de natures différentes qui est nécessaire dans différente application notamment les lasers à fibres, les multiplexeurs et les compensateurs de dispersion. L'excitation du mode fondamental dans une fibre à large cœur (FMF) à partir d'une fibre monomode est réussie. Notre bi-taper a présenté une bonne sélectivité du mode fondamental qui atteint 99% du champ guidé.

Conclusion générale

Conclusion générale

Les travaux de recherches rapportés dans ce manuscrit concernent l'étude d'un convertisseur modal pour réaliser des connexions entre des fibres de natures différentes. Le composant proposé est basé sur une microstructure air-silice à diamètre évolutif dite « taper » qui constitue une transition entre les deux fibres différentes. A travers ce composant, le guidage de la lumière passe par 3 guides différents (Fibre 1→Microstructure air-silice→Fibre 2). A l'entrée, le champ injecté est guidée par la fibre SMF avant qu'il soit guidé par la gaine microstructurée au niveau de waist. A la sortie, la seconde fibre reprend le guidage du champ. Ces travaux présentent une contribution, à la fois théorique et expérimentale. D'une part, une étude théorique et numérique complète est réalisée afin de chercher les conditions optimales qui permettent d'obtenir un convertisseur avec des bonnes performances en termes des pertes et de pureté de faisceau. D'autre part, le composant est concrétisé à l'aide d'un banc de fusion étirage existant à l'institut de recherche XLIM, en présentant les caractéristiques des différentes réalisations.

Le premier chapitre du rapport a cité les différentes solutions existant dans la littérature qui réalisent la conversion modale entre les fibres différentes. La fin du chapitre a présenté notre solution proposée pour exciter le mode fondamental dans une fibre à large cœur à partir d'une fibre monomode. Le second chapitre présente les équations de couplage des modes dans des structures perturbées (Théorie des modes couplés), notamment, le couplage entre deux cœurs parallèles et identiques. Ces équations sont adaptées afin d'établir d'autres équations de couplage de modes valables pour des structures effilées (perturbation causée par la variation du diamètre). Les différents critères d'adiabaticité dans les fibres standards et microstructurée sont cités aussi dans le second chapitre.

Le troisième chapitre comporte une étude numérique complète. Cette étude se base sur des simulations numériques BPM pour optimiser les géométries optiques du convertisseur modal conçu. Ces simulations permettent d'aboutir à une solution réalisable dans les meilleures conditions avec des performances optimales. Elles montrent qu'avec un bi-taper de longueur 6cm et de CR=0.1, l'excitation du mode fondamental dans une fibre FMF se fait de manière adiabatique avec une perte qui ne dépasse pas 0.05dB. L'excitation du mode LP_{02} dans une autre fibre multimode multicouches est étudiée. La part de ce mode dans le champ de sortie est 84%. Les coefficients de couplage et le critère d'adiabaticité sont calculés pour analyser le phénomène de couplage. Pour donner une description plus quantitative de ce phénomène de couplage, les amplitudes des modes dans le composant sont aussi calculées. Les calculs de puissances modales

sont évalués par le calcul de l'intégrale de recouvrement entre le mode se propageant dans la structure et les trois premiers modes scalaire locaux LP_{0m}.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation du banc de fusion-étirage et des résultats expérimentaux obtenus. Les premiers essais ont consisté à effectuer un premier round d'études expérimentales afin d'identifier les difficultés pouvant exciter. Ces essais permettent de trouver la bonne recette de fabrication. Le mode fondamental dans une fibre FMF a été bien excité avec une perte de 1.6dB.

Dans ce travail de recherche, plusieurs améliorations peuvent être apportées.

- Valider la méthode d'excitation sur d'autres modes et d'autres fibres.
- Développer d'autres moyens de simulations complémentaires qui permettent de mieux simuler les conditions réelles de propagation et permettre de déterminer les causes exactes des pertes constatées sur les composants réalisés.
- Envisager des structures multifibres pour étudier et exploiter les couplages pour la réalisation de nouvelles fonctionnalités (Coupleurs…).

Bibliographie

[1] S. Berdague, “Excitation unimodale de guides optiques: Guides plans et fibres”, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 1982.

[2] A. Li, A. Al Amin, X. Chen and W. Shieh, “Reception of mode and polarization multiplexed 107-Gb/s CO-OFDM signals over a two-mode fiber”, Optical Fiber Communication Conference and Exposition, p. PDPB8, 2011.

[3] E. Ip, M.-J. Li, K. Bennett, Y.-K. Huang, A. Tanaka, A. Korolev, K. Koreshkov, W. Wood, E. Mateo, J. Hu and Y. Yano, “146λ×6×19-Gbaud wavelength- and mode-division multiplexed transmission over 10×50-km spans of few-mode fiber with a gain-equalized few-mode EDFA”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 32, N°. 4, 2013.

[4] S. Randel, R. Ryf, A. Sierra, P. Winzer, A. Gnauck, C. Bolle, R. Essiambre, D. Peckham, A. McCurdy and R. Lingle, “6x56-Gb/s mode –division multiplexed transmission over 22-km few-mode fiber enabled by 6x6 MIMO equalization”, Optics Express, Vol. 19 pp. 16697-16707, 2011.

[5] M. Salsi, C. Koebele, D. Sperti, P. Tran, P. Brindel, H. Mardoyan, S. Bigo, A. Boutin, F. Verluise, P. Sillard, M. Bigot-Astruc, L. Provost, F. Cerou and G. Charlet, “Transmission at 2x100Gb/s, over Two Modes of 40km-long Prototype FewMode Fiber, using LCOS-based Mode Multiplexer and Demultiplexer”, National Fiber Optic Engineers Conference, PDPB9, 2011.

[6] N. Hanzawa, K. Saitoh, T. Sakamoto, T. Matsui, S. Tomita and M. Koshiba, “Demonstration of mode-division multiplexing transmission over 10 km two-mode fiber with mode coupler”, National Fiber Optic Engineers Conference, OWA4, 2011.

[7] D. Richardson, J. Fini, and L. Nelson, “Space-division multiplexing in optical fibres,” Nature Photonics, Vol. 7, pp. 354-362, 2013.

[8] V. A. J. M. Sleiffer, Y. Jung, V. Veljanovski, R.G.H. van Uden, M. Kuschnerov, H. Chen, B. Inan, L. Grüner Nielsen, Y. Sun, D.J. Richardson, S.U. Alam, F. Poletti, J.K. Sahu, A. Dhar, A.M.J. Koonen, B. Corbett, R. Winfield, A.D. Ellis and H. de Waardt, “73.7 Tb/s (96 x 3 x 256-Gb/s) mode-division-multiplexed DP-16QAM transmission with inline MM-EDFA”, Optics Express,Vol. 20, N°. 26, pp. B428-B438, 2012.

[9] K. Y. Song and B. Y. Kim, “Broad-Band LP_{02} Mode Excitation Usinga Fused-Type Mode-Selective Coupler”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.15, N°.12, pp. 1734-1736, 2003.

[10] N. Riesen and J. D. Love, “Weakly-guiding mode-selective fiber couplers”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 48, No. 7, pp. 941-945, 2012.

[11] J. D. Love and N. Riesen, “Mode-selective couplers for few-mode optical fiber networks”, Optics Letters, Vol. 37, N°. 19, pp. 3990-3992, 2012.

[12] A. Li, X. Chen, A. A. Amin, and W. Shieh, “Fused fiber mode couplers for few-mode transmission”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 24, No. 21, pp. 1953-1956, 2012.

[13] Y. Zhang, Y. Wang, S. Cai, M. Lan, S. Yu and W. Gu, “Mode converter based on dual-core all-solid photonic bandgap fiber”, Photonic Research, Vol. 3, N°. 5, pp. 220-223, 2015.

[14] Y. Jung, Y. Jeong and G. Brambilla, “Adiabatically tapered splice for selective excitation of the fundamental mode in a multimode fiber”, Optics Letters, Vol. 34, N°. 15, pp. 2369-2371, 2009.

[15] N. Riesen and John D. Love, “Ultra-broadband tapered mode-selective couplers for few-mode optical fiber networks”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 25, N°. 24, pp. 2501-2504, 2013.

[16] R. Ismaeel, T. Lee, B. Oduro, Y. Jung and G. Brambilla, “All-fiber fused directional coupler for highly efficient spatial mode conversion”, Optics Express, Vol.22, N°. 10, pp. 11610-11619, 2014.

[17] G. Pelegrina-Bonilla, K. Hausmann, H. Sayinc, U. Morgner, J. Neumann and D. Kracht, “Analysis of the modal evolution in fused-type mode-selective fiber couplers”, Optics Express, Vol. 23, N°. 18, pp. 22977-22990, 2015.

[18] A. M. Vengsarkar, J. A. Greene and K. A. Murphy, “Photo induced refractive-index changes in two-mode elliptical-core fibers: sensing applications”, Optics Letters, Vol. 16, N°. 19, pp. 1541-1543,1991.

[19] C. D. Poole, C. D. Townsend and K. T. Nelson,“Helical-grating two-mode fiber spatial-mode coupler”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, N°. 5, pp. 598-604, 1991.

[20] H. G. Park and B. Y. Kim, “Intermodal coupler using permanently photo induced grating in two-mode optical fiber”, Electronic Letters, Vol. 25, N°. 12, pp. 797-799, 1989.

[21] F. P. Payne and C. D. Hussey, “Fibre-taper Devices”, Proceedings of the International Conference on Microelectronics & Photonics, pp. 845-851, 1985.

[22] R. P. Kenney, T. A. Birks and K. P. Oakley, “Control of Optical Fiber Taper Shape”, Electronics Letters, Vol. 27, N°. 18, pp. 1654-1656, 1991.

[23] S. Arbassi, “Tapered Splice for Efficient Power Coupling to Small-Core Nonlinear Fibers”, Thèse de doctorat, Université de Virginia, 2008.

[24] K. Kieu, M. Mansuripur, “Biconical Fiber Taper Sensors”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 18, N°. 21, pp. 2239-2241, 2008.

[25] J. Villatoro, D. Monzon-Hernandez and E. Mejia, “Fabrication and modeling of uniform-waist single-mode tapered optical fiber sensors”, Applied Optics, Vol. 42, N°. 13, pp. 2278-2283, 2003.

[26] M. Park, K. Oh, J. Kim, H. Woo Shin, and B. Du Oh, “A tapered dielectric waveguide solar concentrator for a compound semiconductor photovoltaic cell”, Optics Express, Vol. 18, N°. 2, pp. 1777-1787, 2010.

[27] F. Reale, P. Vigo and A. Cutolo, “Tapered Optical Fibers For Solar Energy Applications”, Proceeding of SPIE, Vol. 0653, 1986.

[28] S. M. Hendrickson, T. B. Pittman and J. D. Franson,“Nonlinear transmission through a tapered fiber in rubidium vapor”, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 26, N°. 2, pp. 267-271, 2009.

[29] Mark A. Foster, Amy C. Turner, Michal Lipson, and Alexander L. Gaeta, “Nonlinear optics in photonic nanowires”, Optics Express, Vol. 16, N°. 2, pp. 1300-1320, 2008.

[30] H. J. Kbashi, “Fabrication of Submicron-Diameter and Taper Fibers Using Chemical Etching”, Journal of Materials Science & Technology, Vol. 28, N°. 4, pp. 308-312, 2012.

[31] U. C. Paek, “High-Speed High-Strength Fiber Drawing”, Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-425, N°.8, pp. 1048-1059, 1986.

[32] N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner and S. Ramachandran, “Terabit-scale orbital angular momentum mode Division multiplexing in fibers”, Science,Vol. 340, N°. 6140, pp. 1545-1548, 2013.

[33] B. Franz and H. Bulow, “Experimental evaluation of principal mode Groups as high-speed transmission channels in spatial multiplex systems”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 24, N°. 16, pp.1363-1365, 2012.

[34] O .Muliar, M. A. Usuga, K. Rottwitt and J. Lægsgaard, “Interferometric characterization of few mode fibers (FMF) for mode division multiplexing (MDM)”, Proceeding of SPIE, Vol. 9369, 2015.

[35] M. Fernandes, N. Muga and A. Pinto, “Tunable Mode Conversion Using Acoustic Waves In Optical Microwires”, Journal of Light Wave Technology, Vol. 32, N°. 19, pp. 3257-3265, 2014.

[36] S. Choi, W. and K. Oh, “Higher-order-mode dispersion compensation technique based on mode converter using hollow optical fiber”, Optical Fiber Communication Conference, pp. 177-178, 2002.

[37] D. Poole, M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni and M. Vengsarkar, “Optical Fiber-Based Dispersion Compensation Using Higher Order Modes Near Cutoff”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, N°. 10, pp. 1746-1758, 1994.

[38] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, A. R. McCormick and K. T. Nelson, “Broadband dispersion compensation by using the higher-order spatial mode in a two-mode fiber”, Optics Letters, Vol. 17, N°. 24, pp. 985-987, 1992.

[39] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld and D. J. DiGiovanni, “Elliptical-core dual-mode fiber dispersion compensator”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, N°. 2, pp. 194-197, 1993.

[40] R. Ryf, S. Randel, H. Gnauck, C. Bolle, R. J. Essiambre, P. Winzer, D. W. Peckham, A. McCurdy and R. Lingle, “Space-division multiplexing over 10 km of three-mode fiber using coherent 6×6 MIMO processing”, National Fiber Optic Engineers Conference, p. PDPB10,2011.

[41] Y. Jung, S. U. Alam and D. J. Richardson, “Compact higher-order mode converter based on all-fiber phase plate segment”, European Conference on Optical Communication, pp. 1-3, 2015.

[42] W. Q. Thornburg, B. J. Corrado and X. D. Zhu, “Selective launching of higher-order modes into an optical fiber with an optical phase shifter”, Optics Letters, Vol. 19, N°.7, pp. 454-456, 1994.

[43] K. Igarashi, D. Souma, T. Tsuritani and I. Morita, “Performance evaluation of selective mode conversion based on phase plates for a 10-mode fiber”, Optics Express, Vol. 22, N°. 17, pp. 20881-20893, 2014.

[44] K. Igarashi, D. Souma, K. Takeshima, and T. Tsuritani, “Selective mode multiplexer based on phase plates and Mach-Zehnder interferometer with image inversion function”, OpticsExpress, Vol. 23, N°. 1, pp. 183-194, 2015.

[45] L. Xiao, W. Jin and M. S. Demokan, “Fusion splicing small-core photonic crystal fibers and single-mode fibers by repeated arc discharges”, Optics Letters, Vol. 32, N°. 2, pp. 115-117, 2007.

[46] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, “Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: Principles and applications,” Journal of Lightwave Technology, Vol.13, N°.4, pp.615-627,1995.

[47] J. Leuthold, R. Hess, J. Eckner, P. A. Besse and H. Melchior, “Spatial mode filters realized with multimode interference couplers”, Optics Letters, Vol.21, N°.11, pp.836-838,1996.

[48] Q. Wang and G. Farrell, “All-fiber multimode-interference-based refractometer sensor: Proposaland design”, Optics Letters, Vol.31, No.3, pp. 317-319,2006.

[49] A. Mafi, P. Hofmann, C. J. Salvin and A. Schülzgen, “Low-loss coupling between two single-mode optical fibers with different mode-field diameters using a graded-index multimode optical fiber”, Optics Letters, Vol.36, N°.18, pp. 3596-3598,2011.

[50] P. A. S. Jorge, S. O. Silva, C. Gouveia, P. Tafulo, L. Coelho, P. Caldas, D. Viegas, G. Rego, J. M. Baptista, J. L. Santos and O. Frazão, “Fiber Optic-Based Refractive Index Sensing at INESC Porto”, Sensors, Vol. 12, N°. 6, pp. 8371-8389, 2012.

[51] X. Zhu, A. Schülzgen, H. Li, L. Li, L. Han, J. V. Moloney and N. Peyghambarian, “Detailed investigation of self-imaging in large-core multimode optical fibers for application in fiber lasers and amplifiers”, Optics Express, Vol. 16, N°. 21, pp. 16632-16645, 2008.

[52] C. P. Tsekrekos and D. Syvridis, “All-Fiber Broadband LP_{02} Mode Converter for Future Wavelength and Mode Division Multiplexing Systems”, IEEE Photonics Technology Letters , Vol.24, N°.18, pp. 1938-1641, 2012.

[53] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V Bahatia, T. Erdogan and J. E. Sipe, “Long-Period Fiber Grating as Band-Rejection Filters”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, N°. 1, pp. 58-65, 1996.

[54] P. Sehgal , H. Dua, “A Review on Optical Fiber Long Period Grating, its applications in Optical Communication System”, International Journal of Advanced Research in Computer and Communication Engineering, Vol. 4, N°. 5, pp. 624-630, 2015.

[55] O. Shapira, A. F. Abouraddy, J. D. Joannopoulos and Y. Fink, “Complete modal decomposition for optical waveguides”, Physical Review Letters, Vol. 94, N°. 14, p. CThB2, 2005.

[56] I. Giles, A. Obeysekara, R. Chen, D. Giles, F. Poletti and D. Richardson, “Fiber LPG Mode Converters and ModeSelection Technique for Multimode SDM”, IEEEPhotonics Technology Letters, Vol. 24, N°. 21, pp. 1922-1925, 2012.

[57] E. Pone, X. Daxhelet and S. Lacroix, “Refractive index profile of fused-fiber couplers cross-section”, Optics Express, Vol. 12, N°. 6, pp. 1036-1044, 2004.

[58] J. Bures, S. Lacroix and J. Lapierre, “Analyse d’un coupleur bidirectionnel à fibres optiques monomodes fusionnées”, Applied Optics, Vol. 22, N°. 12, pp. 1918-1922, 1983.

[59] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight and P. S. J. Russell, “All-solid photonic bandgap fiber”, Optics Letters, Vol. 29, N°. 20, pp. 2369-2371 2004.

[60] G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino and M. Douay, “Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (20 dB/km) around 1550 nm”, Optics Express, Vol. 13, N°. 21, pp. 8452-8459, 2005.

[61] B. E. Little and W. P. Huang, “Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview”, Journal of the Optical Society of America A, Vol. 11, N°. 3,pp. 963-983, 1994.

[62] Y. Zhang, Y. Wang, S. Yong, M. Y. Lan, S. Yu and W. Y. Gu, “Mode converter based on dual-core all-solid photonic bandgap fiber”, Photonics Research, Vol. 3, N°. 5, pp. 220-223, 2015.

[63] K. Lai, S. G. Leon-Saval, A. Witkowska, W. J. Wadsworth and T. A. Birks, “Wavelength-independent all-fiber mode converters”, Optics Letters, Vol. 32, N°. 4, pp. 328-330, 2007.

[64] S. G. Leon-Saval, G. Kakarantzas, A. K. George, T. A. Birks and P. St.J. Russell, “Splice-less interfacing of conventional fibers to photonic crystal fibers”, International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies, p. CThCC7, 2004.

[65] T. A. Birks, D. O. Culverhouse, S. G. Farwell and P. St.J. Russell, “2×2 single-mode fiber routing switch”, Optics Letters, Vol. 21, N°. 10, pp. 722-724, 1996.

[66] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, A. K. George, W. J. Wadsworth and P. S. J. Russell, “Wavelength-independent high-extinction fibre mode convertor”, Lasers and Electro-Optics, Vol. 3, pp. 1981-1983, 2005.

[67] A. W. Snyder, J. D. Love, “Optical waveguide theory”, Kluwer Academic Publishers, 2000.

[68] A. W. Snyder, “Coupled-Mode Theory for Optical Fibers”, Journal of The Optical Society of America, Vol 62, N°. 11, pp. 1267-1277, 1972.

[69] D. Marcuse, “Theory of dielectric optical waveguides”, 1974

[70] A. W. Snyder, “Mode propagation in a uniform cylindrical medium”, IEEE Transactions on Microwaves Theory Technique, Vol. 19, N°. 4, pp. 402-403, 1971.

[71] J. Bures, “Optique guidée: Fibre optique et composants passif tout-fibré”, Edition Presses internationales Polytechnique, 2008.

[72] S. Laflamme, S. Lacroix, J. Bures, and X. Daxhelet, “Understanding power leakage in tapered solid core microstructured fibers”, Optics Express, Vol. 15, N°. 2, pp. 387-396, 2007.

[73] R. J. Black and R. Bourbonnais, “Core-mode cutoff for finite cladding lightguides”, IEE Proceedings Optoelectronics, Vol. 133, N°. 6, 1986.

[74] M. Monerie, “Propagation in doubly clad single-mode fibres”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique, Vol. 30, N°. 4, pp. 381-388, 1982.

[75] J. V. Wright, “Variational analysis of fused tapered couplers”, Electronics Letters, Vol. 21, N°. 23, pp. 1064-1065, 1985.

[76] R. J. Black, J. Lapierre and J. Bures, “Field evolution in doubly-clad lightguides”, IEEE Proceedings Journal of Optorelectronics, Vol. 134, N°. 2, pp. 105-110, 1987.

[77] P. J. B. Clarricoats and K. B. Chan, “Propagation behaviour of cylindrical dielectric-rod waveguides”, Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, Vol. 120, N°. 11, pp.1371-1378, 1973.

[78] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier, “Tapered single-modefibers and devices. Part 1 : Adiabaticity criteria”, IEE Proceedings Journal of Optoelectronics, Vol 138, N°. 5, pp. 343-354, 1991.

[79] R. J. Black, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Lapierre and J. Bures, “Tapered Fibers: An Overview”, Proceedings of SPIE, Vol. 839, pp. 2-19, 1987.

[80] L. LABONTE, “Analyse theorique et experimentale des principales caracteristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurees air/silice”, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.

[81] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmey, E. C. Magi, M. J. Steel, P. Domachuk, C. L. Smith, B. J. Eggleton, “Tapered photonic crystal fibres: properties, characterisation and applications”, Applied Physics, Vol. B81, pp. 377-387, 2005.

[82] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmey, E. C. Magi, P. Domachuk, C. L. Smith and B. J. Eggleton, “Adiabatic mode transition in photonic crystal fiber tapers”, Conference on Lasers and Electro-Optics, Vol. 1, pp. 50-51, 2005.

[83] S. Ramachandran, “Dispersion-Tailored Few-Mode Fibers: A Versatile Platform for In-Fiber Photonic Devices”, Journal of Light Wave Technology, Vol. 23, N°.11, pp. 3426-3443, 2005.

[84] T. A. Birks and Y. W. Li, “The Shape of Fiber Tapers”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 10, N°. 4, Pp. 432-438, 1992.

[85] N. Mothe, “Composants optiques à fibres multiples : applications à la sommation opto-microonde et aux fibres microstructurées mono et multicœurs”, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2009.

[86] A. Belhadj Taher, P. Di Bin, F. Bahloul, E. Tartaret-Josnière, Mathieu Jossent, S. Fevrier and R. Attia, “Adiabatically tapered microstructured mode converter for selective excitation of the fundamental mode in a few mode fiber”, Optics Express, Vol. 24, N° 2, pp. 1376-1385, 2016.

[87] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran and S. Ghalmi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers”, Optics Express, Vol. 16, N°. 10, pp. 7233-7243, 2008.

Annexe A

Développement mathématique d'équation qui permet de calculer les amplitudes de modes (Résolution analytique)

$$\begin{cases} \frac{db_1(z)}{dz} - i\,\beta_1 b_1(z) = C_{12} b_2(z) \\ \frac{db_2(z)}{dz} - i\,\beta_2 b_2(z) = C_{21} b_1(z) \end{cases}$$

Nous faisons la dérivée seconde de chaque équation du système, nous obtenons :

$$\frac{d^2 b_1}{dz^2} = i\beta_1 \frac{db_1}{dz} + C_{12}\frac{db_2}{dz}$$

$$= i\beta_1(i\beta_1 b_1 + C_{12} b_2) + C_{12}(i\beta_2 b_2 + C_{21} b_1)$$

$$= -\beta_1^2 b_1 + i\beta_1 C_{12} b_2 + i\beta_2 C_{12} b_2 + C_{12} C_{21} b_1$$

$$= (C_{12} C_{21} - \beta_1^2) b_1 + (i\beta_1 C_{12} + i\beta_2 C_{12}) b_2$$

$$= (C_{12} C_{21} - \beta_1^2) b_1 + 2i\beta_1 C_{12}\left(\frac{db_1}{dz}\frac{1}{C_{12}} - i\beta_1 b_1 \frac{1}{C_{12}}\right)$$

$$= (C_{12} C_{21} - \beta_1^2) b_1 + 2i\beta_1 \frac{db_1}{dz} + 2\beta_1^2 b_1$$

$$\frac{d^2 b_1}{dz^2} = (C_{12} C_{21} + \beta_1^2) b_1 + 2i\beta_1 \frac{db_1}{dz}$$

$$\Longrightarrow \quad \frac{d^2 b_1}{dz^2} - 2i\beta_1 \frac{db_1}{dz} - (C_{12} C_{21} + \beta_1^2) b_1 = 0$$

Après le déeloppement nous obtenons, une équation différentielle à second degré. Pour résoudre cette équation, nous calculons son équation caractéristique.

$$ar^2 + br + c = 0 \; avec \; a = 1;\; b = -2i\beta_1 \; et \; c = -(C_{12} C_{21} + \beta_1^2)$$

$$r^2 + (-2i\beta_1) r + \left(-(C_{12} C_{21} + \beta_1^2)\right) = 0$$

$$\Delta = -4\beta_1^2 + 4C_{12} C_{21} + 4\beta_1^2 = 4C_{12} C_{21}$$

- **Cas Δ>0**

Les solutions de cette équation sont :

$$r_{1,2} = \mp\sqrt{C_{12}C_{21}} + i\beta_1$$

$$b_1 = Ae^{r_1 z} + Be^{r_2 z}$$

$$b_1(0) = 1 \; et \; b_2(0) = 0 \; donc$$

$$\begin{cases} A + B = 1 \\ \dfrac{db_1(0)}{dz} = i\beta_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A + B = 1 \\ r_1 A + r_2 B = i\beta_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A = 1 - B \\ r_1(1 - B) + r_2 B = i\beta_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A = 1 - B \\ r_1 + (r_2 - r_1)B = i\beta_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A = 1 - B \\ (\sqrt{C_{12}C_{21}} + i\beta_1) + \left(-2\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)B = i\beta_1 \end{cases}$$

$$\begin{cases} A = 1 - B \\ B = \dfrac{1}{2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} A = \dfrac{1}{2} \\ B = \dfrac{1}{2} \end{cases}$$

$$b_1 = \frac{1}{2}\left(e^{\sqrt{C_{12}C_{21}}\, z}\left(cos(\beta_1 z) + sin(\beta_1 z)\right) + e^{-\sqrt{C_{12}C_{21}}\, z}\left(cos(\beta_1 z) + sin(\beta_1 z)\right)\right)$$

$$b_1 = \left(cos(\beta_1 z) + sin(\beta_1 z)\right)\left(\frac{e^{\sqrt{C_{12}C_{21}}\, z} + e^{-\sqrt{C_{12}C_{21}}\, z}}{2}\right)$$

$$b_1 = \left(cos(\beta_1 z) + sin(\beta_1 z)\right) cosh\left(\sqrt{C_{12}C_{21}}\, z\right)$$

$$b_2 = \frac{1}{C_{12}}\left(\frac{db_1}{dz} - i\beta_1 b_1\right)$$

$$b_2 = \frac{1}{C_{12}}[\frac{1}{2}\left(i\beta_1 + \sqrt{C_{12}C_{21}}\right) e^{\left(i\beta_1+\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z} + \frac{1}{2}\left(i\beta_1 - \sqrt{C_{12}C_{21}}\right) e^{-\left(-i\beta_1+\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z}$$

$$- \frac{i\beta_1}{2}\, e^{\left(i\beta_1+\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z} - \frac{i\beta_1}{2}\, e^{-\left(-i\beta_1+\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z}]$$

$$b_2 = \frac{\sqrt{C_{12}C_{21}}}{C_{12}}\left(\frac{e^{\left(i\beta_1+\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z}}{2} - \frac{e^{-\left(-i\beta_1+\sqrt{C_{12}C_{21}}\right)z}}{2}\right)$$

- **Cas Δ<0**

$$b_1 = [A\, cos(\gamma z) + B\, sin(\gamma z)]e^{\alpha z}$$

$$\alpha = \frac{i2\beta_1}{2} = i\beta_1;\ \gamma = \frac{\sqrt{-4C_{12}C_{21}}}{2} = \sqrt{-C_{12}C_{21}}$$

$$b_1 = [A\, cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right) + B\, sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)]e^{i\beta_1 z}$$

Conditions initiales : $b_1(0) = 1$ donc A=1

$$\frac{db_1(0)}{dz} = \left[-A\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right) + B\sqrt{-C_{12}C_{21}}\cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\right] e^{i\beta_1 z}$$
$$+\ i\beta_1\left[A cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right) + B sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\right] e^{i\beta_1 z}$$

$$\frac{db_1(0)}{dz} = i\beta_1$$

Donc (II.46) et (II.47) donnent :

$$B\sqrt{-C_{12}C_{21}} + i\beta_1 A = i\beta_1$$

$$B = 0$$

Nous résumons :

$$b_1 = cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right) e^{i\beta_1 z}$$

$$b_1 = cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)[cos(\beta_1 z) + isin(\beta_1 z)]$$

$$b_1 = cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\ cos(\beta_1 z) + icos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\ sin(\beta_1 z)$$

$$b_2 = \frac{1}{C_{12}}(\frac{db_1}{dz} - i\beta_1 b_1)$$

$$b_2 = \frac{1}{C_{12}}\left[-\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\cos(\beta_1 z) - \beta_1\cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\sin(\beta_1 z)\right.$$
$$- i\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\sin(\beta_1 z)$$
$$+ i\beta_1\cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\cos(\beta_1 z) - i\beta_1\cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\cos(\beta_1 z)$$
$$\left.+ \beta_1\cos\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\sin(\beta_1 z)\right]$$

$$b_2 = \frac{1}{C_{12}}\left[-\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)\cos(\beta_1 z)\right.$$
$$\left.- i\sqrt{-C_{12}C_{21}}\sin\left(\sqrt{-C_{12}C_{21}}z\right)sin(\beta_1 z)\right.$$

Annexe B

Développement mathématique d'équation qui permet de calculer les amplitudes de modes (Résolution numérique)

Pour calculer les amplitudes des trois premiers modes de polarisations linéaires LP_{0m}, nous développons le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{db_1(z)}{dz} - i\,\beta_1(z)b_1(z) = C_{12}(z)b_2(z) + C_{13}(z)b_3(z)$$
$$\frac{db_2(z)}{dz} - i\,\beta_2(z)b_2(z) = C_{21}(z)b_1(z) + C_{23}(z)b_3(z)$$
$$\frac{db_3(z)}{dz} - i\,\beta_3(z)b_3(z) = C_{31}(z)b_1(z) + C_{32}(z)b_2(z)$$

Ce système d'équations différentielles n'a pas de solutions analytiques (β_j et C_{ql} sont variables) et peut être résolu avec la méthode numérique (Euler) de proche en proche avec les conditions aux limites en z=0, où il n'existe que le mode fondamental LP_{01} et de constante de propagationβ_1. En z=0, les amplitudes sont :

$$b_1(0) = 1\,, b_2(0) = 0\,, b_3(0) = 0$$

Les valeurs de β_q et C_{ql} sont calculées en chaque z. Nous posons « A » la matrice des amplitudes :

$$A = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$$

Nous écrivons le système d'équations différentielles sous forme matricielle nous obtenons:

$$\frac{dA}{dz} = \begin{pmatrix} i\beta_1 & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & i\beta_2 & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & i\beta_3 \end{pmatrix} A$$

Avec :

$$M = \begin{pmatrix} i\beta_1 & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & i\beta_2 & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & i\beta_3 \end{pmatrix}$$

Nous obtenons :

$$\frac{dA}{dz} = M(z)\,A(z)$$

Résolution du système par la méthode de différence finie :

$$\frac{dA(z_j)}{dz} \approx \frac{A(z_{j+1}) - A(z_j)}{dz}$$

$$\Longrightarrow \qquad A(z_{j+1}) = A(z_j) + dz\,M(z_j)\,A(z_j)$$

$$A(z_{j+1}) = (I + dz\,M(z_j))A(z_j)$$

Avec« I », la matrice d'identité.

Annexe C

Théorie d'étirage

En considérant les notions de conservation des volumes, nous arrivons à l'équation différentielle suivante [83]:

$$\frac{dr_w}{dx} = \frac{-r_w}{2L}$$

Nous déterminons maintenant la forme du taper en fonction des conditions d'étirage :

Nous intégrons l'équation (I. 38), nous obtenons :

$$r_w(x) = r_0 * exp\left[-\frac{1}{2} * \int_0^x \frac{dx'}{L_{(x')}}\right]$$

Pour la fabrication du taper, nous considérons deux cas [83]:

- La longueur de la zone de chauffe est constante (L(x)=L_0 est constant) :

$$r_w(x) = r_0 * exp\left[-\frac{1}{2} * \int_0^x \frac{dx'}{L_0}\right]$$

$$r_w(x) = r_0 * exp\left[-\frac{1}{2} * \frac{x}{L_0}\right]$$

$$2z = x + L_0 - L = x$$

Donc $z(x) = \frac{x}{2}$ et nous obtenons ainsi$r_w(z) = r_0 * e^{-\frac{z}{L_0}}$, il s'agit donc d'un profil exponentiel

- Variation linéaire de la zone de chauffe

La variation de la zone de chauffage en fonction de l'allongement x est donnée par la formule suivante :

$$L(x) = L_0 + \alpha x$$

Avec L_0 la longueur de la zone de chauffage à l'instant t=0,x=2*v*t où v est la vitesse de déplacement des moteurs d'étirage, α une constante qui détermine la variation relative de la longueur chauffée en fonction de l'allongement x du taper ou du temps t.

$$r_w(x) = r_0 \times exp\left[-\frac{1}{2} \times \int_0^x \frac{dx'}{L_0 + \alpha x'}\right]$$

$$r_w(x) = r_0 \times exp\left[\frac{-1}{2\alpha} \times [\ln(L_0 + \alpha x')]_0^x\right]$$

$$r_w(x) = r_0 \times exp\left[\frac{-1}{2\alpha} \times (\ln(L_0 + \alpha x) - \ln(L_0))\right]$$

$$r_w(x) = r_0 \times exp\left[\frac{-1}{2\alpha} \times \left(\ln\left(1 + \frac{\alpha x}{L_0}\right)\right)\right]$$

Rayon final du tube effilér_w :

$$r_w(x) = r_0 \times \left(1 + \frac{\alpha x_0}{L_0}\right)^{-1/2\alpha}$$

Avecx_0 l'allongement final

La longueur finale de transitionz_0

$$z_0(x) = \frac{1}{2}(1 - \alpha)x_0$$

$$x_0 = \frac{2z}{(1 - \alpha)}$$

$$r(z) = r_0 \times (1 + \frac{2\alpha z}{(1 - \alpha)L_0})^{-1/2\alpha}$$

Publications

1. Article

- **Aymen Belhadj Taher**, Philippe Di Bin, Faouzi Bahloul, Etienne Tartaret-Josnière, Mathieu Jossent, Sébastien Février and Rabah Attia, «Adiabatically tapered microstructured mode converter for selective excitation of the fundamental mode in a few mode fiber», Optics Express, Vol. 24, N° 2, pp. 1376-1385, 2016. ***(Impact Factor : 3.488)***

2. Conférences

- **Aymen Belhadj Taher**, Faouzi Bahloul, Philippe Di Bin et Rabah Attia, «Selective LP_{01} and LP_{02} mode excitation in multimode fiber by a adiabatically tapered microstructured cane», IONS Tunis, 2015.
- **Aymen Belhadj Taher**, Philippe Di Bin, Faouzi Bahloul et Rabah Attia, « Effilement adiabatique pour l'excitation du mode fondamental dans une fibre multimode», JNOG'35 Rennes, pp. 246-248, 2015.
- **Aymen Belhadj Taher**, Faouzi Bahloul, Philippe Di Bin et Rabah Attia, « Analyse des effets des imperfections géométriques sur la perte de propagation dans un taper FMAS », ICON Hammamet-Tunisie, pp. 38-40, 2014.
- **Aymen Belhadj Taher**, Faouzi Bahloul, Philippe Di Bin et Rabah Attia, « Etude de la propagation monomode dans une fibre microstructurée effilée », JNOG'33 Paris, pp. 247-249, 2013.
- **Aymen Belhadj Taher**, Faouzi Bahloul, Philippe Di Bin et Rabah Attia, « Propagation loss in tapered microstructured optical fiber », ASOSD'1 Carthage-Tunisie, p 37, 2013.
- Faouzi Bahloul, **Aymen Belhadj Taher**, Mohamed Salhi, François Sanchez and Rabah Attia, « Pulse evolution in microstructured optical fiber ring laser », TELECOM 2013 & 8ème JFMMA Marrakech, 2013.

Résumé

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit ont pour but de concevoir, simuler, fabriquer et caractériser un convertisseur modal à base de canne microstructurée air-silice (CMAS). Cette fonction représente un élément clé pour les multiplexeurs modaux et les compensateurs de dispersion chromatique. Le composant proposé est basé sur une CMAS effilée dite « taper » qui constitue une transition entre les deux fibres différentes. La conversion se fait à travers l'excitation d'un mode particulier dans une fibre multimode à partir d'une fibre standard. Dans les structures à diamètre évolutif, la compréhension des différentes théories régissant le couplage entre les différents modes est nécessaire. Une étude approfondie est réalisée pour analyser le phénomène de couplage et étudier le critère d'adiabaticité. Ce composant est élaboré autour d'une technologie de fabrication existante à XLIM qui se base sur la technique fusion-étirage. Enfin, nous validons numériquement et expérimentalement ce principe. Nous réussissons à exciter le mode fondamental et d'autres modes d'ordre supérieur dans une fibre multimode.

Abstract

These research works presented in this manuscript aim at designing, simulate, manufacture and characterizing the modal converter based microstructured air-silica cane. This function represents a key element for modal multiplexers and chromatic dispersion compensators. The proposed component is based on a tapered microstructured air-silica cane « taper » which constitutes a transition between the two different fibers. The conversion is done through the excitation of a particular mode in a multimode or few mode fibers from a standard fiber. In the tapered structures, the understanding of the different theories involving the coupling between the different modes was yet necessary. A thorough study is carried to analyze the phenomenon of coupling and study the adiabatic criterion. This component is developed around an existing manufacturing technology at XLIM which based in the technique « stack and draw». Finally, we validate numerically and experimentally that principle. We succeed to excite the fundamental mode and higher order modes in a multimode fiber.

.