

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –
Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de DOCTORAT 3^{ème} Cycle

En : Télécommunication

Spécialité : Photonique Micro et Nano Optique

Par : OUADAH Mohammed Chamse eddine

Sujet

Etude des Fibres Microstructurées Compensatrices de Dispersion Chromatique

Soutenue publiquement, le 29 / 06 / 2017, devant le jury composé de :

M. N. BOUKLI HACENE	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
M. M. CHIKH-BLED	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
Mme. A. FLITTI	MCA	USTOran	Examineur
M. B. LASRI	Professeur	Univ. Saida	Examineur
M. G. BASSOU	Professeur	Univ. Sidi Belabès	Examineur

Cette thèse est dédiée à mes parents.

Pour leur amour sans fin, leur soutien et leur encouragement.

À mon frère Abdelkader et mes sœurs Nadia et Amina

À mon neveu Mohammed

À tous mes amis

Remerciements

A l'issue de la rédaction de cette thèse, je peux affirmer avec beaucoup de sincérité qu'elle est loin d'être un travail solitaire. Je n'aurais jamais pu réaliser ce travail doctoral sans le soutien, et l'aide précieux d'un grand nombre de personnes dont la générosité, la bonne humeur et l'intérêt manifestés à l'égard de mes travaux m'ont permis de progresser dans cette phase délicate de « l'apprenti-chercheur ».

En premier lieu, je tiens à remercier, Allah le tout puissant qui m'a donné la patience, la force et le courage pendant ces trois années d'étude doctorale pour préparer ce travail.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur **Chikh Bled Mohammed El kebir** Professeur à l'université de Tlemcen qui fut pour moi un directeur de thèse attentif et disponible malgré ses nombreuses charges. Sa compétence, sa rigueur scientifique et sa clairvoyance m'ont beaucoup appris. Il a été et restera un des moteurs de mon travail de chercheur.

Mes remerciements vont également à Monsieur **Noureddine Boukli-Hacène** Professeur à l'université de Tlemcen pour avoir accepté d'être le président de jury de ma thèse.

De même, je remercie particulièrement Monsieur **Boumediene Lasri** Professeur à l'Université de Saida et Monsieur **Ghaouti Bassou** Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbès de l'intérêt qu'ils ont manifestés pour mes recherches en s'engageant comme des rapporteurs.

Je remercie également Madame **Aicha Flitti** Maître de Conférence classe A à l'université de L'USTOran pour sa participation au jury et l'intérêt qu'elle a bien voulu porté à ce travail.

J'adresse toute ma gratitude à tous mes ami(e)s et à toutes les personnes qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail. Je remercie Messieurs **Meriah Sidi Mohammed** et **Bendimerad Fethi Tarik** pour m'avoir accueilli dans l'unité de recherche de Laboratoire des Télécommunications de Tlemcen et de m'avoir permis de travailler dans des bonnes conditions.

Je remercie aussi toutes les personnes formidables que j'ai côtoyées par le biais de ce laboratoire, Merci pour votre support et vos encouragements.

Je pense particulièrement à toutes les personnes de l'équipe Photonique et en particulier à Messieurs **Chikh bled Hicham** et **Debbal Mohammed**. Je ne saurais terminer sans remercier toutes ces personnes pour leurs contributions à mon travail.

Enfin, les mots les plus simples étant les plus forts, j'adresse toute mon affection à ma famille, et en particulier à mes parents qui m'ont fait comprendre que la vie n'est pas faite que de problèmes qu'on pourrait résoudre grâce à des formules mathématiques, mais aussi au bonheur suite à la réussite dans mes travaux.

Table des matières

Liste des Figures.....	8
Liste des Tableaux.....	13
Liste des Acronymes	14
Introduction Générale.....	16
Chapitre I : Les fibres microstructurées	
I. Introduction	19
II. Fibres conventionnelles.....	20
II.1. Fréquence de coupure et la fréquence normalisée	23
II.2. Pertes.....	26
II.3. Dispersion	27
II.3.1. Dispersion Chromatique :.....	27
II.3.2. Dispersion modale.....	31
II.3.3. Dispersion de polarisation.....	31
III. Compensation de la dispersion chromatique.....	32
IV. Généralités sur les FMAS	33
IV.1. Définitions.....	33
IV.2. Caractéristiques des FMAS.....	34
IV.2.1.Fréquence normalisée	34
V. Applications des FMAS air/silice	36
V.1. Comportement infiniment monomode.....	36
V.2. FMAS hautement non linéaire	37
V.3. Amplification	38
V.4. Grande ouverture numérique	39
V.5. Faible dispersion	39
VI. Caractéristiques des FMAS.....	40

VI.1.	Aire effective.....	41
VI.2.	Pertes de confinement	41
VII.	Gestion de la dispersion chromatique	42
VII.1.	FMAS compensatrice de dispersion chromatique	42
VII.2.	FMAS à trous d'air modifiés	45
VII.3.	FMAS à deux cœurs concentriques	50
VII.3.1.	Méthode des modes élémentaires	51
VII.3.2.	Méthode des supermodes.....	51
VIII.	Conclusion.....	53
	Références	53

Chapitre II : Méthodes de Modélisation

I.	Introduction	58
II.	Méthode des différences finies.....	58
II.1.	Discrétisation	61
II.2.	Le choix des paramètres	61
II.3.	Conditions aux limites	61
II.4.	Application de la méthode des différences finies fréquentielle.....	65
III.	Méthode des faisceaux propagés (BPM).....	67
III.1.	Approximation scalaire	68
III.2.	BPM vectorielle.....	69
III.3.	Validation de la méthode des faisceaux propagés (BPM).....	71
a.	Influence du diamètre des trous d'air (d) sur la dispersion chromatique	72
b.	Influence du pas sur la dispersion chromatique	72
IV.	Méthode des éléments finis (FEM)	73
IV.1.	Discrétisation du problème physique.....	75
IV.2.	Réduction du domaine d'étude	75
IV.3.	Conditions aux limites	76

IV.4.	Influence de la nature du maillage	78
IV.5.	Application de la méthode des éléments finis.....	81
V.	Comparaison entre les méthodes de modélisation	83
V.1.	Fibre microstructurée air/silice.....	83
VI.	Conclusion.....	85
	Références	86

Chapitre III : Résultats

I.	Introduction	91
II.	Fibre microstructurée air silice.....	91
II.1.	Logiciel de simulation.....	92
II.2.	Propriétés de guidage	92
II.2.1.	Fréquence normalisée.....	93
II.2.2.	Evolution de l'indice effectif en fonction des paramètres géométriques	93
II.3.	Dispersion chromatique et l'aire effective	95
II.4.	Pertes.....	98
III.	Propositions de nouvelles fibres compensatrices de dispersion chromatique	99
a.	Fibres microstructurées compensatrices à deux cœurs concentriques dopées par du Germanium.....	100
b.	Fibres microstructurées à deux cœurs concentriques air-silice.....	101
a.	Structure à deux cœurs concentriques avec des petits trous d'air insérés dans le cœur	103
c.	Structure à deux cœurs concentriques de type carré.....	104
e.	Structure hexagonale dopée avec un liquide.....	105
IV.	Compensation monocanal	110
V.	Compensation large bande (bande C)	111
VI.	Fibres microstructurées appliquées pour la compensation de la dispersion chromatique large bande (E+C+L+U)	113
a.	FMAS octogonale avec des petits trous d'air	113

b. FMAS octogonale avec quatre petits trous d'air.....	119
VII. Comparaison entre la méthode des éléments finis avec d'autres méthodes.....	128
VIII. Conclusion.....	130
Références	131
Conclusion générale	133
Liste des Communications Nationales :	135
Liste des Communications Internationales :	135
Liste des publications Internationales:	135
Résumé :	136

Liste des Figures

Chapitre I : Les fibres microstructurées

Figure.I. 1. Structure d'une fibre optique conventionnelle à saut d'indice.....	20
Figure.I. 2.Modes LPlm dans une fibre optique à gradient d'indice.....	22
Figure.I. 3.Diagramme de dispersion des modes LPlm dans une fibre optique à gradient d'indice.....	23
Figure.I. 4. Structure d'une fibre optique à saut d'indice.....	24
Figure.I. 5.Courbe de la fréquence normalisée en fonction de la longueur d'onde.	25
Figure.I. 6.Fonctions de Bessel du premier ordre.	25
Figure.I. 7.Les quatre distributions possibles du mode LP ₁₁	26
Figure.I. 8.Courbe de dispersion chromatique dans une fibre optique conventionnelle.....	27
Figure.I. 9.Dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde.	29
Figure.I. 10.A gauche FMAS à BIP, A droite FMAS Air/Silice	33
Figure.I. 11.Différentes configurations de FMAS.	34
Figure.I. 12.Principes de guidage dans une FMAS : A gauche RTIM, A droite BIP.....	34
Figure.I. 13.Courbe de la fréquence effective V par rapport à la longueur normalisée pour différents valeurs d/Λ.....	35
Figure.I. 14.FMAS infiniment monomode [37].....	37
Figure.I. 15.Un laser de supercontinuum commercial, avec le faisceau de lumière blanc principal traversant un réseau de diffraction pour séparer le spectre visible (spectre IR aussi là, mais invisible) [38].....	37
Figure.I. 16.FMAS HNL [38].	38
Figure.I. 17.FMAS à grande aire effective [39].....	39
Figure.I. 18.Fibre FMAS à grande ouverture numérique [39].	39
Figure.I. 19.Section transverse des FMAS de type hexagonale.....	40
Figure.I. 20.Coupe transversale d'une FMAS hexagonale.	40
Figure.I. 21.Variation de l'aire effective A _{eff} en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS hexagonale avec d/Λ = 0.9.	41
Figure.I. 22.Variation de perte de confinement en fonction de la longueur d'onde pour 4, et 5 couronnes.	42
Figure.I. 23.Paramètre de dispersion pour une FMAS : (a) d/Λ = 0.9 et différentes valeurs de Λ, (b) Λ = 0.8 μm et différentes valeurs d/Λ.	44

Figure.I. 24. Coupe transversale d'une FMAS considéré : d_1 , d_2 et d_3 sont les diamètres de trous d'air dans les premières, deuxièmes et troisièmes couronnes respectivement.	46
Figure.I. 25. Courbe de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour $d/\Lambda=0.9$ et $\Lambda=0.9\mu\text{m}$	46
Figure.I. 26. (a) : Structure de FMAS, (b) : Paramètre de la dispersion d'une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs d_1/Λ	47
Figure.I. 27. (a) : Structure de FMAS, (b) : Paramètre de la dispersion d'une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs d_2/Λ	48
Figure.I. 28. (a) : Structure de FMAS, (b) : Paramètre de la dispersion d'une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs d_3/Λ	49
Figure.I. 29. Structure d'une fibre FMAS à deux cœurs concentriques.	50
Figure.I. 30. Profil d'indice d'une FMAS : (a) guide 1 : cœur central, (b) guide 2 : cœur annulaire, (c) structure globale.	51
Figure.I. 31. Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour les modes élémentaires et les supermodes.	51
Figure.I. 32. Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour les deux supermodes.	52

Chapitre II : Méthodes de Modélisation

Figure.II.1. Maillage de Yee.	59
Figure.II.2. Maillage de Yee FDFD.	62
Figure.II.3. Structure de la FMAS par la méthode FDFD.	65
Figure.II.4. Distribution du champ électrique.	66
Figure.II.5. Evolution de l'indice effectif en fonction du diamètre des trous d'air d	66
Figure.II.6. Dispersion chromatique pour différents diamètres des trous d'air.	67
Figure.II.7. Structure d'une FMAS hexagonale.	71
Figure.II.8. Simulation de la propagation du champ dans une FMAS de type hexagonal.	72
Figure.II.9. Variations de l'indice effectif, et de la dispersion chromatique pour différents diamètres des trous d'air (d).	72
Figure.II.10. Variations de la dispersion chromatique pour différents pas (Λ).	73
Figure.II.11. Réduction du domaine d'étude de la FMAS.	75
Figure. II. 12. Structure d'une couche parfaitement absorbante (PML).	77

Figure.II.13. Maillage d'une structure de FMAS avec un taux de croissance $T_{cr}=1.2$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.1$	79
Figure.II.14. Maillage d'une FMAS avec un taux de croissance $T_{cr}=1.3$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.5$	80
Figure.II.15. Maillage d'une FMAS : (a) taux de croissance $T_{cr}=1.3$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.3$ (b) : taux de croissance $T_{cr}=1.3$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.3$, $S_{max} = \lambda/10$	80
Figure.II. 16. Influence du facteur de courbure F_{co} sur le maillage de la FMAS.	81
Figure.II.17. Variation de l'indice effectif pour différents diamètres des trous d'air d.	81
Figure.II.18. Distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu m$	82
Figure.II.19. Variation de la partie imaginaire de l'indice effectif pour différents diamètres des trous d'air d.	82
Figure.II.20. Variations des pertes de confinement pour différents diamètres des trous d'air d.	83
Figure.II.21. Structure d'une FMAS.	83
Figure.II.22. Distribution du champ électrique dans une FMAS.	84
Figure.II.23. Comparaison entre la méthode des éléments finis, et la méthode multipolaire. .	85

Chapitre III : Résultats

Figure.III.1. Structure d'une FMAS de type hexagonal.....	92
Figure.III.2. Variation de la fréquence effective en fonction de coefficient Λ/λ pour différentes valeurs de d/Λ	93
Figure.III.3. Indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de d.	94
Figure.III.4. Indice effectif en fonction de λ pour différentes valeurs de Λ	94
Figure.III.5. Dispersion chromatique en fonction de λ pour différentes valeurs de d.....	95
Figure.III.6. Dispersion chromatique en fonction de λ pour différentes valeurs de Λ	96
Figure.III.7. Aire effective en fonction de λ pour différentes valeurs de d.....	97
Figure.III.8. Aire effective en fonction de λ pour différentes valeurs de Λ	98
Figure.III.9. Structure d'une FMAS avec des couches parfaitement absorbantes.	98
Figure.III.10. Pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde λ pour 4 à 6 couronnes.	99
Figure.III.11. Structure d'une FMAS à deux cœurs concentriques avec un cœur dopé.	100
Figure.III.12. Variation de l'indice effectif pour les deux supersmodes.....	100
Figure.III.13. Courbe de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde.....	101
Figure.III.14. Structure de la FMAS à deux cœurs concentriques air silice.	102

Figure.III. 15. Indice effectif pour les deux supermodes de la FMAS.....	102
Figure.III. 16. Dispersion chromatique pour le supermode 1 de la FMAS.....	102
Figure.III. 17. (a) : Structure d'une FMAS avec des petits trous d'air intégrés dans le cœur	103
Figure.III. 18. Structure d'une FMAS à deux cœurs concentriques de type carré.....	104
Figure.III. 19. Courbe de la dispersion chromatique pour le supermode 1.....	104
Figure.III. 20. Structure de la fibre à deux cœurs concentriques avec un dopant liquide.....	105
Figure.III. 21. Courbe de la dispersion chromatique pour le supermode 1 de la FMAS à deux cœurs concentriques avec un dopant liquide dans la troisième couronne.....	106
Figure.III. 22. Variations de la partie réelle des indices effectifs pour.....	106
Figure.III. 23. Variations de la partie imaginaire de l'indice effectif pour les deux cœurs. ..	107
Figure.III. 24. Evolutions du champ électrique dans la FMAS (a) : $\lambda < \lambda_p$, (b) : $\lambda = \lambda_p$, c : $\lambda > \lambda_p$	107
Figure.III. 25. Variations de la dispersion chromatique en fonction de Λ	108
Figure.III. 26. Variations de la dispersion pour différentes valeurs du diamètre d.....	109
Figure.III. 27. Variations de la dispersion pour différents diamètres des petits trous d_p	109
Figure.III. 28. Evolution de la dispersion chromatique pour différentes.....	110
Figure.III. 29. (a) Section transverse d'une FMAS dédiée à la compensation monocanal	111
Figure. III. 30. Section transverse d'une FMAS dédiée à la compensation dans la bande c.	112
Figure.III. 31. Evolution de la dispersion chromatique du supermode 1.....	112
Figure.III. 32. Section transversale de la FMAS proposée.	114
Figure.III. 33. Distribution du champ électrique à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$	114
Figure.III. 34. Dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde.....	115
Figure.III. 35. Influence du diamètre (d) sur la dispersion chromatique.	115
Figure.III. 36. Influence du diamètre (d_p) sur la dispersion chromatique.	116
Figure.III. 37. Influence du diamètre (d_1) sur la dispersion chromatique.	116
Figure.III. 38. Influence du pas (Λ) sur la dispersion chromatique.	117
Figure.III. 39. Dispersion résiduelle en fonction de la longueur d'onde.....	118
Figure.III. 40. Variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS optimisée.	118
Figure.III. 41. Pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS optimisée.	119
Figure.III. 42. Distribution des trous d'air de la FMAS octogonale.....	120
Figure.III. 43. Distribution de champ électrique pour :.....	120
Figure.III. 44. Courbe de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde.....	121

Figure.III. 45. Influence du diamètre des trous d'air (d) sur la dispersion chromatique	121
Figure.III. 46. Influence du diamètre (d_1) sur la dispersion chromatique.	122
Figure.III. 47. Effets du diamètre des petits trous d'air (d_p) sur la dispersion chromatique. .	122
Figure.III. 48. Effets du pas (Λ) sur la dispersion chromatique.	123
Figure.III. 49. Effets des coefficients (α) sur la dispersion chromatique.	123
Figure.III. 50. Dispersion résiduelle pour des paramètres de conception optimaux.	124
Figure.III. 51. Biréfringence en fonction de la longueur d'onde.	124
Figure.III. 52. Influence du diamètre des trous d'air (d) sur la biréfringence.	125
Figure.III. 53. Influence du diamètre des trous d'air (d_1) sur la biréfringence.	125
Figure.III. 54. Influence du pas (Λ) et des coefficients (α) sur la biréfringence.	126
Figure.III. 55. Influence du diamètre des petits trous d'air (d_p) sur la biréfringence.	126
Figure.III. 56. Aire effective en fonction de la longueur d'onde.	127
Figure.III. 57. Pertes de confinement de la FMAS octogonale pour les modes de polarisation x, et y.	127
Figure.III. 58. Comparaison entre les méthodes des éléments finis vectorielle (FV-FEM), des fonctions localisées (MFL) et multipolaire (MM).	128
Figure.III. 59. Evolution du champ électrique dans la FMAS (a) : $\lambda < \lambda_p$, (b) : $\lambda = \lambda_p$, c : $\lambda > \lambda_p$	129
Figure.III. 60. Comparaison de l'indice effectif entre la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM) et la méthode multipolaire(MM).	130

Liste des Tableaux

Chapitre II : Méthodes de Modélisation

Tableau.II.1. Comparaison des valeurs de l'indice effectif de la FMAS obtenues..... 84

Tableau.II.2. Avantages et inconvénients des différentes méthodes numériques..... 86

Chapitre III : Résultats

Tableau. III. 1.Valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles la dispersion chromatique est nulle..... 96

Tableau. III. 2.Valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles la dispersion chromatique est nulle..... 97

Liste des Acronymes

ON : Ouverture Numérique.

UIT : Union International des télécommunications.

D_c: Dispersion chromatique.

SMF: Single Mode Fiber.

DCF: Dispersion Compensating Fiber.

RDS : Relative Dispersion Slope.

WDM : Multiplexage en Longueur d'onde.

DWDM: Dense Wavelength Division Multiplexing.

RTIM : Réflexion Totale Interne Modifiée.

BIP : Bandes Interdites Photoniques.

FMAS : Fibre Microstructurée Air-Silice.

SI : Saut d'indice.

LMA: Large Mode Area.

HNL: Hautement Non Linéaire

MFD: Mode Field Diameter.

FCP: Fibre à Cristaux Photoniques.

FV-FEM: Full Vectorielle Finite Element Method.

FEM : Méthode des Eléments Finis.

FDBPM: Finite Difference Beam Propagation Method.

FDTD : Méthode des Différents Finies Temporelle.

FDFD : Méthode des Différents Finies Fréquentielle.

PML: Perfectly Matched Layers.

BPM: Beam Propagation Method.

FFTBPM: Fast Fourier Transform Beam Propagation Method.

FVBPM: Full Vectorielle Beam Propagation Method.

FEBPM: Finite Element Beam Propagation Method.

MM: Multipolare Method.

MFL : Méthode des Fonctions Localisées.

TBC : Transparent Boundary Condition.

CCE : Condition de Mur Electrique.

CCM : Condition de Mur Magnétique.

Introduction Générale

Le thème de nos travaux rassemblés dans cette thèse est orienté vers le développement de nouvelles structures de fibres optiques dans le but d'obtenir une forte dispersion chromatique négative à une longueur d'onde donnée. Elles auront pour fonction principale la compensation de la dispersion chromatique. La dispersion chromatique détermine la capacité de transmission à base de fibre optique. Il s'agit en premier lieu d'un élargissement temporel qui limite le débit d'informations.

Depuis ces dernières décennies, le domaine des communications optiques a connu un essor vertigineux. En effet, la fibre optique est devenue le support de transmission le plus utilisé pour les transmissions haut débit. La fibre standard présente plusieurs inconvénients tels que l'atténuation, les effets non linéaires, la dispersion chromatique, qui constituent des limitations.

La fibre optique permet le transport de tous les types de données (vidéo, audio, internet), et constitue actuellement le canal de transmission le plus utilisé. D'autre part, l'apparition, et le développement des amplificateurs à base de fibres optiques dopées aux terres rares comme l'Erbium (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier) a permis le dépassement des débits de 2 Gbits/s dès les années 1990. Toutefois, les EDFA ont un fonctionnement optimal à une longueur d'onde qui avoisine $1.55 \mu\text{m}$, et qui coïncide avec le minimum d'atténuation dans les fibres standard SMF-28. Rappelons que la majorité des réseaux optiques actuels sont optimisés pour fonctionner autour de $1.3 \mu\text{m}$, longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique est nulle. La dispersion chromatique pour une fibre SMF-28 est de l'ordre de 17ps/nm/Km , et de ce fait les débits de transmission se trouvent limités. Les nouveaux composants conçus à partir de fibres microstructurées (FMAS) constituent un remède efficace pour ramener à zéro la valeur de la dispersion chromatique cumulée le long d'une transmission optique.

Dans le but de s'affranchir de ces limitations, on a cherché à concevoir et optimiser des profils d'indice de FMAS, ou à deux cœurs concentriques dont la pente de dispersion est la même que celle de la fibre standard monomode SMF-28 avec un coefficient de dispersion négative plus élevé.

En 1996, des chercheurs du laboratoire d'optoélectronique de l'Université de Bath ont publié un nouveau type de fibre optique appelée fibre microstructurée réalisé à partir d'un arrangement périodique de trous d'air, et disposés autour d'un cœur en silice. Cette nouvelle génération de fibre optique est caractérisée par la dépendance de l'indice effectif avec la longueur d'onde, ce

qui leur donne de nouvelles propriétés originales tels que, le caractère monomode sur un large bande de longueurs d'onde, ainsi qu'une dispersion chromatique ajustable. Toutes ces propriétés ont permis d'intégrer ces fibres dans plusieurs domaines tels que les systèmes de compensation de dispersion, les capteurs, et l'optique non linéaire.

L'objectif de mes travaux consiste à proposer de nouvelles structures de FMAS à deux cœurs concentriques, en étudiant l'influence des paramètres géométriques (d , Λ , d/Λ), et du liquide dopé injecté dans les canaux d'air.

La thèse se décline en trois chapitres.

Le premier chapitre est consacré à la description des fibres microstructurées ainsi que leurs applications. Nous décrirons également les différentes caractéristiques offertes par ce type de fibres.

Le deuxième chapitre est dédié aux différentes méthodes de modélisation pour le calcul des propriétés de propagation dans les fibres microstructurées tels que la dispersion chromatique, la biréfringence, l'aire effective, Ou les pertes de confinement. Les deux premières concernent la méthode des différences finies, ainsi que la méthode des faisceaux propagés. Ensuite, une étude détaillée de la méthode des éléments finis est entamée, et sur laquelle est basé le logiciel Comsol Multiphysics qui consiste à résoudre l'équation d'Helmholtz dans chaque motif élémentaire obtenu par maillage de la structure. Il nous a permis de générer nos propres structures avec un choix judicieux des matériaux, et des conditions aux limites. Il est capable également de déterminer la constante de propagation β de chaque mode existant dans la microstructure en permettant de solutionner les principales propriétés optiques des modes guidés, et d'accéder à la cartographie des champs \vec{E} , et \vec{H} .

Enfin, le dernier chapitre présente une série de résultats de simulation obtenus par la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM). On a pu obtenir un coefficient de dispersion négatif élevé ainsi qu'une pente de dispersion identique à la fibre standard. L'analyse numérique réalisée à partir du logiciel Comsol Multiphysics, et des programmes Matlab complémentaires nous ont permis de mettre en évidence de forts coefficients de dispersion négatifs.

Enfin, les résultats obtenus ont été comparés et validés avec la méthode multipolaire et la méthode des faisceaux propagés. Ces résultats nous semblent prometteurs, et méritent d'être poursuivis.

Chapitre I :

Les fibres microstructurées

I. Introduction

Ce chapitre concerne des fibres relativement récentes dont la fabrication, les propriétés optiques, et le fonctionnement s'éloignent un peu des fibres conventionnelles. Leur désignation n'est pas encore fixée définitivement. Nous utiliserons des sigles français. Les fibres à cristal photonique (FCP) sont constituées d'un matériau unique, et présentent dans leur gaine optique des canaux d'air de dimension micrométrique disposés de façon périodique suivant une symétrie hexagonale, et parallèlement à l'axe de la fibre. Le cœur se situe à l'emplacement d'un ou plusieurs défauts dans cet arrangement périodique. L'appellation de fibres à cristal photonique recouvre parfois des variantes qu'il est préférable de désigner sous le nom de fibres microstructurées air/ silice (FMAS), ou encore fibres à trous (Holey fibers). En effet, leur gaine en silice comporte une fraction d'air importante due à un nombre restreint de canaux larges de géométrie très variable.

Les FMAS constituent un sujet de recherche, et de développement extrêmement actif. Ces fibres hors normes se distinguent par un très fort contraste d'indice entre les trous d'air, et le verre qui va engendrer des propriétés particulières en ouvrant plusieurs champs d'applications dans le domaine des télécommunications, des capteurs, et des sources optiques.

Les premières FCP ont été proposées par Russel de l'université de Bath en vue d'exploiter les effets de bande interdite photonique bidimensionnelles, mais il est vite apparu qu'un autre type de fonctionnement plus classique basé sur la réflexion totale interne présentait également des propriétés intéressantes.

On peut citer également d'autres types de FCP que sont les fibres dites de Bragg dont la gaine ne résulte pas de la présence d'air, mais d'une disposition plus classique de couches de silice concentriques, et dopées de façon périodique. Cette périodicité leur confère des propriétés proches de celles initialement recherchés dans les fibres FCP.

Le principal avantage offert par les FCP est la flexibilité de conception. En effet, en modifiant les caractéristiques géométriques de la section transversale de la fibre comme la dimension des trous d'air d , ou bien la distance Λ entre ces trous, il est possible d'obtenir des fibres possédant des propriétés optiques uniques comme le contrôle de dispersion, ou bien des propriétés non linéaires.

Dans un premier temps, nous rappellerons des généralités sur la fibre optique standard, ensuite nous présentons des nouveaux types de FCP, en étudiant leurs propriétés linéaires notamment

celles relatives à la dispersion chromatique D_C , la biréfringence B , l'aire effective ainsi que les pertes de confinements.

II. Fibres conventionnelles

Une fibre conventionnelle est un guide cylindrique dont le cœur est d'indice homogène n_{haut} , et d'une gaine constituée d'un matériau homogène également mais dont l'indice de réfraction est plus faible n_{bas} .

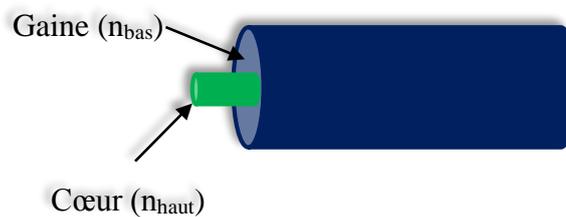


Figure. I. 1. Structure d'une fibre optique conventionnelle à saut d'indice.

Dans les fibres optiques la lumière est guidée dans le cœur selon le principe du guidage par réflexion totale interne (RTI) [1], c'est les principes de l'optique géométrique, c'est ainsi qu'un rayon lumineux se propage dans le cœur est totalement réfléchi à l'interface cœur/gaine suite à la différence d'indice entre les deux milieux.

A la fin du X^{ème} siècle, Ibn Haitham (plus connu sous le nom d'Alhazen) [2] interprète la réfraction comme étant due à un ralentissement de la lumière pénétrant dans un milieu dense. La loi de la réfraction est analysée de façon approfondie dans les lois d'optiques, traduit en latin sous le titre d'Opticae Thesaurus [3].



Alhazen 965-1039

Il a fallu attendre le XVIème siècle pour que la loi de la réfraction soit formalisée par Snell (sans trace écrite), puis Descartes qui la publie en 1637 dans la Dioptrique : « le rapport du sinus des angles d'incidence et de réfraction est toujours égal à une constante ». Ces lois sont à la base du guidage de la lumière dans les fibres conventionnelles, plus connues sous le nom de Lois de Snell-Descartes [3].



Descartes 1596-1650

Selon la loi de l'optique ondulatoire, la lumière est confinée dans le cœur seulement pour certaines répartitions transverses de l'intensité lumineuse, appelées modes. Ces modes désignent les solutions des équations de Maxwell qui décrivent les relations spatiales et temporelles des champs électriques et magnétiques propres à la structure d'indice, et à la longueur d'onde à laquelle se déroule la propagation. Ces modes représentent un ensemble de solutions offertes à la lumière pour se propager dans un guide donné, et qui peuvent être considérés comme une adaptation de la lumière aux contraintes imposées par le guide.

Dans une fibre optique, la propagation n'est possible que lorsque $n_{\text{eff}} < n_{\text{haut}}$. Cependant, il est interdite lorsque $n_{\text{eff}} > n_{\text{bas}}$. Ainsi, on peut établir la condition pour laquelle la lumière peut être confinée dans le cœur par la double inégalité suivante [4] :

$$n_{\text{bas}} < n_{\text{eff}} \leq n_{\text{haut}} \quad (\text{I.1})$$

Les fibres de télécommunications de type SMF-28 ont un indice $n_{\text{haut}}=1.4552$, un indice $n_{\text{bas}}=1.45$, et un diamètre de cœur de $8.2 \mu\text{m}$. L'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde du mode fondamental de cette fibre montre qu'il y a une concentration de celui-ci dans le cœur, et son indice effectif tend vers n_{haut} pour les faibles longueurs d'onde.

Mais pour les grandes longueurs d'onde, l'intensité du mode fondamental s'étale d'avantage dans le matériau de bas indice qui est la gaine, et son indice tend vers n_{bas} [4].

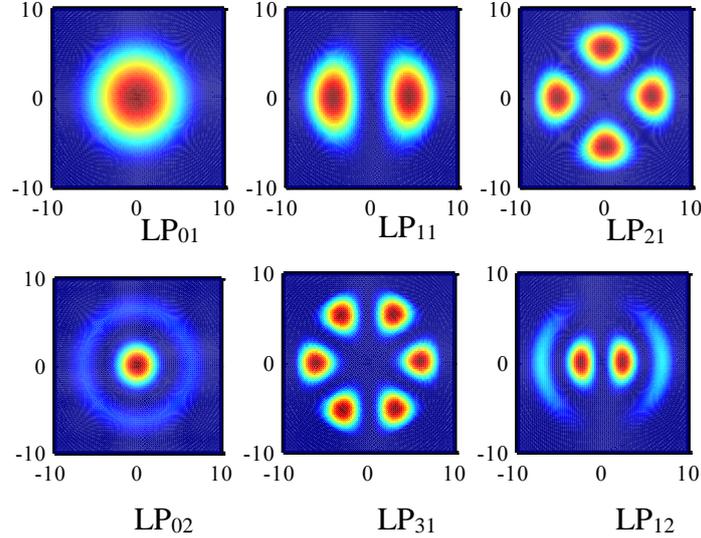


Figure.I. 2.Modes LP_{lm} dans une fibre optique à gradient d'indice.

Lorsque la différence d'indice entre le cœur et la gaine est faible, les modes propagatifs sont notés LP_{lm} (Linear Polarized modes) [1], l désigne le nombre azimutal, et m un nombre radial caractérisant la dépendance transverse de l'intensité des modes. Le premier mode confiné LP_{01} est celui qui possède l'indice effectif le plus élevé. Un nouveau mode LP_{lm} ne peut apparaitre que si la fréquence normalisée V et qui est donnée par l'expression suivante est vérifié [5] :

$$V = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{\lambda} \quad (I.2)$$

L'égalité entre l'indice effectif du mode confiné n_{eff} et l'indice bas de la gaine n_{bas} ne peut se réaliser que pour une fréquence normalisée de coupure du mode LP_{lm} notée V_c .

En dessous de cette fréquence de coupure, le mode LP_{lm} ne peut pas être confiné par le principe RTIM dans le cœur car son indice effectif n_{eff} est inférieur à n_{bas} [6] . Comme on peut l'observer sur la figure (I.3), pour une fibre optique à gradient d'indice, le second mode confiné LP_{11} apparait quand $V_c = 2.405$.

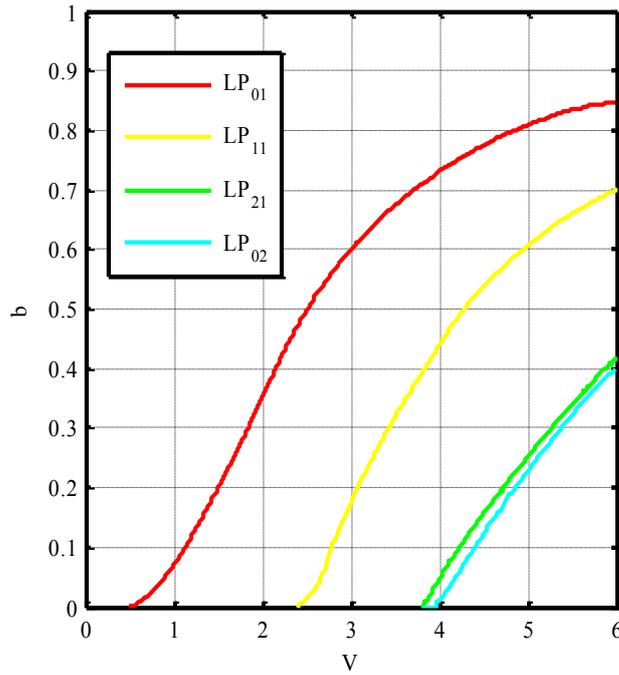


Figure. I. 3. Diagramme de dispersion des modes LP_{lm} dans une fibre optique à gradient d'indice.

II.1. Fréquence de coupure et la fréquence normalisée

La fréquence normalisée V est un paramètre qui caractérise les conditions de guidage dans les fibres standard. De la formule de Gloge (Eq. I.53) la constante de propagation normalisée b [7] de chacun des modes se propageant dans la fibre est donnée par :

$$b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} = 1 - \left[\frac{1 + \sqrt{2}}{1 + (4 + V^4)^{1/4}} \right] \quad (\text{I.3})$$

La fréquence normalisée dépend de plusieurs paramètres à savoir la longueur d'onde dans le vide λ_0 , le rayon de cœur (a) de la fibre optique, et des indices du cœur n_c et de la gaine n_g (figure(I.5)).

La fréquence normalisée est exprimée par la relation suivante [8] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I.4})$$

La fréquence normalisée est associée à une longueur d'onde de coupure pour laquelle $n_{\text{eff}} = n_{\text{gaine}}$ ($b = 0$).

La longueur d'onde de coupure est la longueur d'onde λ_c en dessous de laquelle la fibre n'est plus monomode. La fréquence normalisée donne une indication directe sur le nombre de modes M qu'une fibre multimode peut contenir via l'approximation ci-contre : $M = V^2/2$.

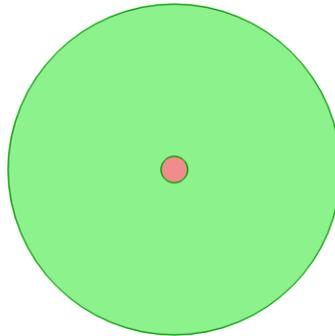


Figure. I. 4. Structure d'une fibre optique à saut d'indice.

La fibre est monomode lorsque la fréquence normalisée V est plus petite que le premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre zéro. Pour cela, nous introduisons le nombre d'onde en espace libre $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et sa projection transversale $k_{\perp} = k \sin \theta$.

Alors on peut simplifier le paramètre V par la formule :

$$V = k_{\perp} \cdot a \quad (I.5)$$

Il est facile de comprendre pourquoi le paramètre V comporte des informations sur le nombre de modes guidés [9,10] : Le paramètre naturel décrivant la distribution d'intensité transversale n'est rien d'autre $k_{\perp} \cdot a$. En outre, pour la longueur d'onde de coupure de second ordre, noté λ_c , la valeur habituelle est $(\lambda_c) = V_c \approx 2.405$ [11,12] résulte naturellement de la solution du premier zéro de la fonction de Bessel [21 13], i.e. $J_0(V_c) = 0$ (figure (I.5)).

Les fréquences de coupure sont données par les valeurs de la fréquence V [14] pour :

- Les modes TE_{0m} et TM_{0m} , la $m^{\text{ième}}$ racine de $J_0(V)$.
- Les modes HE_{1m} , la $m^{\text{ième}}$ racine de $J_1(V)$.
- Les modes EH_{vm} , la $m^{\text{ième}}$ racine non nulle de $J_v(V)$.

Les modes $HE_{vm}(v>1)$, la $m^{\text{ième}}$ racine non nulle de $J_{v-2}(V)$. C'est V qui va déterminer si la fibre est monomode ou multimode (Figure(I.9)).

- Si $V < 2.405$, un seul mode se propage dans la fibre, La fibre est dite monomode ou unimodale.
- Si $V > 2.405$, plusieurs modes peuvent se propager, la fibre est dite multimode.

La figure (I.5) présente l'évolution de la fréquence normalisée V en fonction de la longueur d'onde d'une fibre à saut d'indice.

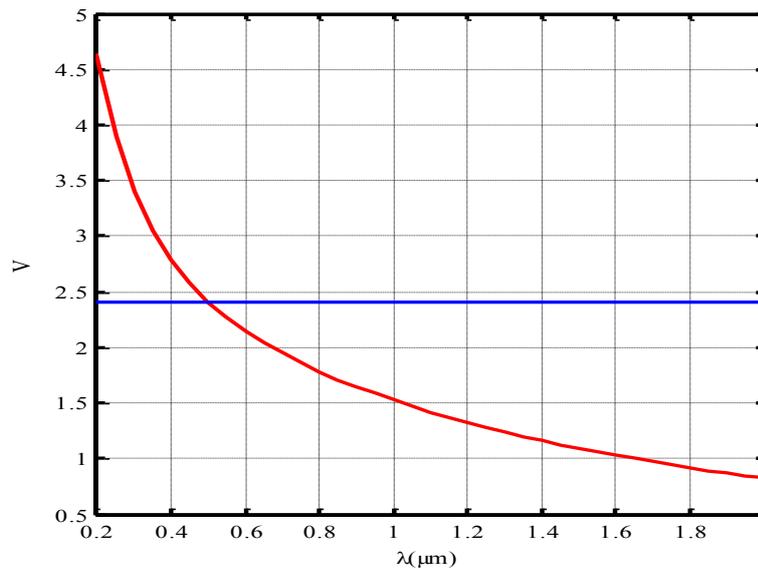


Figure. I. 5. Courbe de la fréquence normalisée en fonction de la longueur d'onde.

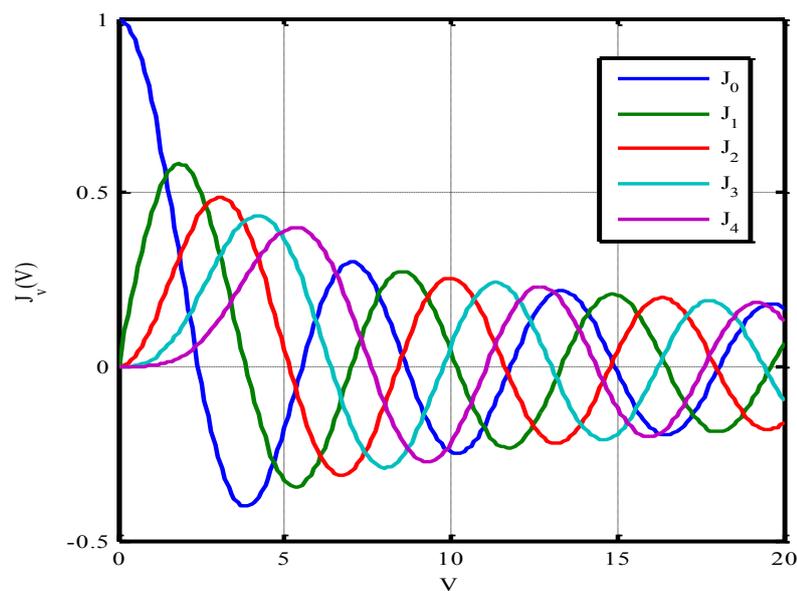


Figure. I. 6. Fonctions de Bessel du premier ordre.

Tous les modes ayant les mêmes indices l et m sont des modes dégénérés ($HE_{l+1,m}$ et $EH_{l-1,m}$) et une paire de ces modes est appelée modes LP (polarisés linéairement). En effet, ce type de modes nous permet d'avoir le champ électrique \vec{E} polarisé suivant un axe et \vec{H} lui est perpendiculaire ou bien l'inverse. Ces deux cas peuvent être combinés avec $(\cos(l\psi))$ et $(\sin(l\psi))$ pour obtenir quatre distributions possibles du champ électromagnétique du mode LP_{lm} (figure(I.7)). Les modes LP_{lm} peuvent être identifiés en utilisant l'état de coupure (figure (I.6)).

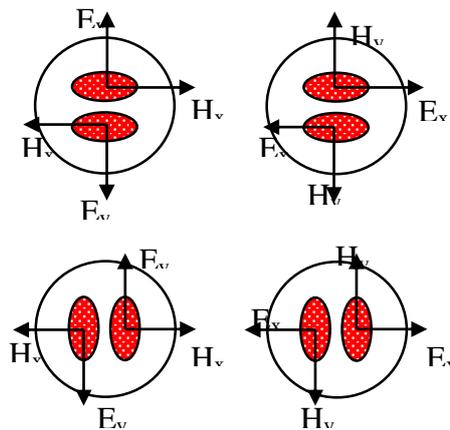


Figure. I. 7.Les quatre distributions possibles du mode LP_{11} .

II.2. Pertes

L'atténuation dans une fibre optique est parmi l'un des facteurs le plus pénalisant qui influe sur le débit. Dans ce contexte, ils existent plusieurs phénomènes comme l'absorption de la matière, la diffusion de Rayleigh, micro ou macro-cintrage qui peuvent affecter la qualité de transmission. Certains de ces facteurs sont constants, mais certains peuvent varier sur le long de la fibre. L'atténuation peut être définie comme la diminution de la puissance du signal optique, et qui est exprimé par la relation suivante [15] :

$$A=10 \log \left(\frac{P_{en}}{P_{out}} \right) \quad (I.6)$$

Les pertes sont exprimées en dB/km, Où P_{en} est la puissance d'entrée de la fibre optique, P_{out} est la puissance de sortie, L étant la longueur de la fibre optique.

II.3. Dispersion

Une impulsion lumineuse s'élargit lorsqu'elle se propage le long de la fibre. Cette distorsion est la conséquence de la dispersion. Il existe plusieurs types de dispersion. Il s'agit notamment de la dispersion intermodale et intramodale ou chromatique. Les liaisons optiques à longue distance utilisent une fibre monomode, et donc la dispersion intermodale n'est pas présente.

II.3.1. Dispersion Chromatique :

La dispersion chromatique c'est un paramètre important dans une fibre optique. Elle comporte les dispersions du matériau et du guide. Ces effets sommés de dispersion réduisent la distance maximale sur laquelle le signal peut se propager. Dans une fibre optique conventionnelle, La dispersion chromatique présente une valeur minimale autour de la longueur d'onde $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ ainsi qu'une valeur de 17 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ comme le montre la figure (I.8).

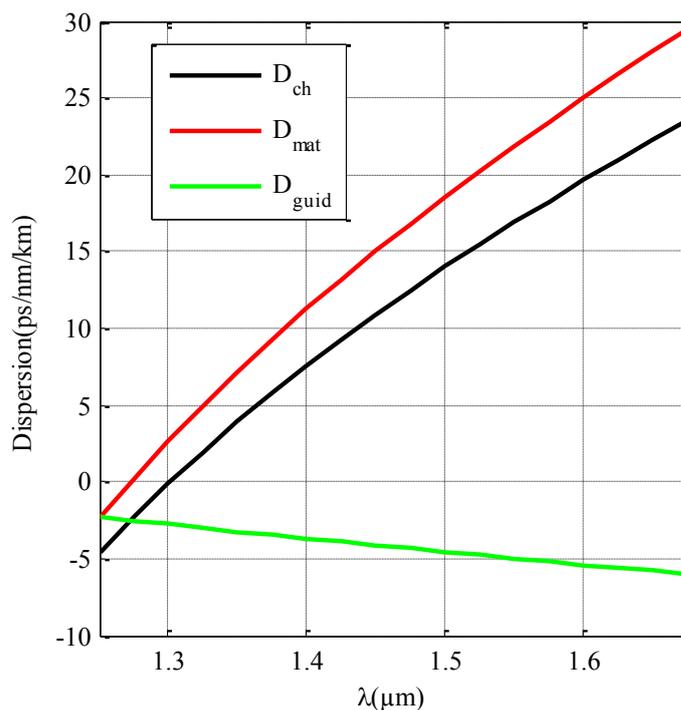


Figure.I. 8.Courbe de dispersion chromatique dans une fibre optique conventionnelle.

Mathématiquement, la dispersion apparaît dans le développement en série de Taylor de la constante de propagation k autour de la pulsation ω_0 centrale de l'impulsion [16] :

$$\kappa(\omega) = \beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \frac{1}{24} (\omega - \omega_0)^4 \beta_4 \quad (I.7)$$

D'où $\beta_0 = n(\omega_0) \frac{\omega_0}{c}$ est la constante de propagation.

β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe.

$$\beta_1 = \left[\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{s/m}) \quad (\text{I.8})$$

Le coefficient de constat de propagation d'ordre 2 β_2 caractérise la dispersion de la vitesse de groupe [17] :

$$\beta_2 = \left[\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (\text{ps}^2/\text{km}) \quad (\text{I.9})$$

β_3 et β_4 sont les coefficients de dispersion d'ordres supérieurs 3 et 4. Si le coefficient β_2 de dispersion d'ordre 2 est très petit, les coefficients d'ordre 3 et 4 ne sont pas négligeables [16].

Le paramètre de dispersion $D_c(\lambda)$ est exprimé en picosecondes par nanomètres par kilomètres (ps/nm/km).

$$D_c(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (\text{ps/nm/km}) \quad (\text{I.10})$$

II.3.1.1. Dispersion du matériau

La dispersion liée au matériau. Même si la fibre est monomode, la longueur d'onde de propagation est centrée sur une valeur avec une légère variation autour de cette longueur d'onde. Cette variation dépend de la largeur spectrale de la source utilisée pour injecter la lumière dans la fibre. L'indice de réfraction de la fibre dépend de chaque composante du spectre. Par conséquent, chaque mode se propage à une vitesse différente conduisant ainsi à l'élargissement temporel et à la déformation de l'impulsion.

II.3.1.1.1. Description mathématique de dispersion de matériau

L'indice de groupe est défini par :

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{d\beta}{dk} \quad (\text{I.11})$$

Rappelons que $\beta=n(\lambda).k$ et que donc

$$n_g=n(\lambda)-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (I.12)$$

Supposons un signal transmis sur le long d'une fibre de longueur L. soit τ_g le temps de groupe (temps d'arrivée de ce signal)

$$\tau_g=\frac{L}{c} \left[n-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (I.13)$$

Considérons maintenant l'effet du à ce que l'indice du groupe change avec la longueur d'onde

$$\frac{d\tau_g}{d\lambda}=\frac{L}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[n-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right] \quad (I.14)$$

L'expression de la dispersion du matérielle s'exprime par la relation suivante :

$$D_{mat}=-\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (I.15)$$

Le matériau utilisé dans la conception de la fibre optique est la silice pure SiO_2 , Son indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde est représenté sur la figure (I.9) [18].

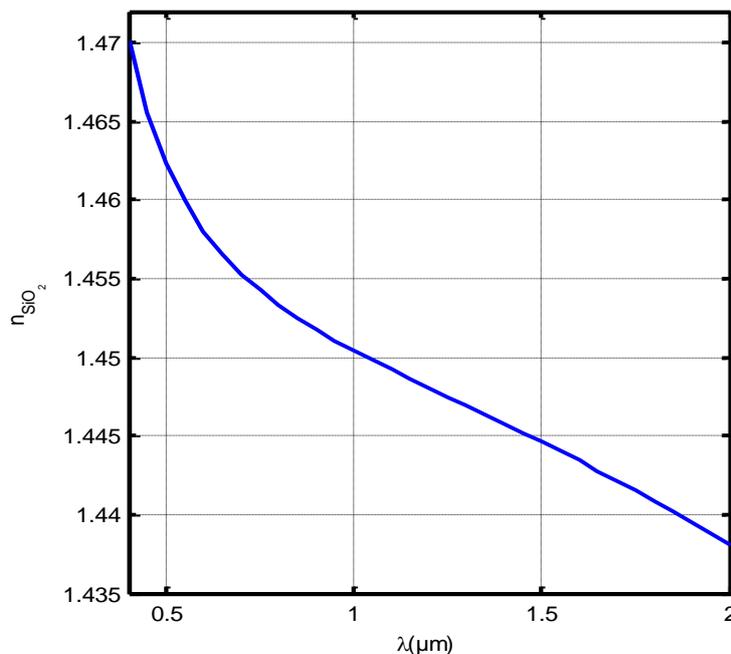


Figure. I. 9. Dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde.

II.3.1.2. Dispersion du guidage

Elle provient de la résolution des équations d'onde qui montrent une dépendance de la constante de propagation à la longueur d'onde même si la dispersion du matériau n'est pas prise en compte.

II.3.1.2.1. Description mathématique de dispersion de guidage

Le temps de groupe est calculé sachant que l'indice de réfraction est constant. La fréquence spatiale normalisée V est défini par [19] :

$$V = k_0 a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (I.16)$$

Δ est la différence d'indice qui est défini par :

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (I.17)$$

La constante de propagation normalisée (b) s'exprime comme suit :

$$b = 1 - \frac{U^2}{V^2} = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (I.18)$$

U , est la constante de propagation radiale, et V fréquence effective.

La constante de propagation est donnée par :

$$\beta = k_0^2 [(n_1^2 - n_2^2)b + n_2^2] \quad (I.19)$$

Le temps de groupe dans ce cas est :

$$\tau_g = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \frac{dbk_0}{dk_0} \right] \quad (I.20)$$

En utilisant $V = k_0 a n_1 \sqrt{2\Delta}$.

$$\tau_g = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \frac{d(bv)}{dv} \right] \quad (I.21)$$

L'étalement de l'impulsion lumineuse peut s'écrire ainsi :

$$\tau_g = -\Delta \lambda \frac{VL}{\lambda \cdot c} n_1 \Delta \frac{d^2(bv)}{dv^2} \quad (I.22)$$

La dispersion de guidage est calculée à partir de l'étalement de l'impulsion :

$$D_{\text{guide}} = \frac{\tau_g}{\Delta\lambda \cdot L} \quad (\text{I.23})$$

Donc la dispersion de guidage s'exprime par :

$$D_{\text{guide}} = -\frac{n_1 \Delta}{\lambda \cdot c} \cdot V \cdot \frac{d^2(\text{bV})}{dV^2} \quad (\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}) \quad (\text{I.24})$$

En combinant les équations (I.15) et (I.24) La dispersion chromatique s'écrit sous la forme suivante :

$$D_c = -\frac{n_1 \Delta}{c \lambda} V \frac{d^2(\text{Vb})}{dV^2} - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad (\text{I.25})$$

II.3.2. Dispersion modale

La dispersion modale vient du fait que les différents modes d'une fibre ont leur vitesse de groupe propre et donc au bout d'un certain temps de propagation, les différents modes seront décalés les uns par rapport aux autres. Au moment de détecter le signal, les modes seront combinés au niveau du détecteur ayant pour conséquence une impulsion élargie. Ce phénomène apparaît dans les fibres multimodes à saut d'indice ou à gradient d'indice. L'élargissement est provoqué par les différences de temps du parcours des rayons (ou modes).

La dispersion modale D_{mod} est l'élargissement temporel maximum par unité de longueur de fibre [20] :

$$D_{\text{mod}} = \frac{t_{\text{max}} - t_{\text{min}}}{L} = \frac{\tau}{L} \quad (\text{ps/km}) \quad (\text{I.26})$$

t_{max} et t_{min} sont respectivement les temps de parcours du mode le plus lent et celui du mode le plus rapide.

II.3.3. Dispersion de polarisation

La dispersion de polarisation ou PMD (Polarisation Mode Dispersion) est un autre type de dispersion. La vitesse de transfert de données (bande passante) dans la fibre optique diminue par la dispersion de polarisation. Dans l'absolu, la fibre monomode supporte ne qu'un seul mode de propagation qui se compose en deux modes électromagnétiques dégénérés (Lp_{01}^x, Lp_{01}^y) identifiés par deux direction de polarisation orthogonaux. En réalité la fibre présente une biréfringence due à des anomalies de fabrication (élongation, courbures, micro courbures ...).

Considérons le cas idéal de symétrie parfaite, la biréfringence de phase ou modale est donnée par [20] :

$$B = |n_x - n_y| \quad (I.27)$$

n_x et n_y sont les indices de réfraction du cœur de la fibre respectivement suivant l'axe lent, et l'axe rapide.

La longueur de battement L_B est la longueur de propagation dans laquelle les états de polarisation sont identiques dont la différence de phase entre les deux polarisations orthogonales soit de 2π .

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \quad (I.28)$$

En outre, plus la biréfringence est élevée, plus que la longueur de battement est petite. Ce type de dispersion est moins facile à maîtriser car il varie d'une façon aléatoire avec le temps. Une façon d'éliminer la PMD est l'exploitation des fibres à maintien de polarisation à cœur elliptique [21], à biréfringence de contrainte (Bow-tie et Panda) [22]. Ces fibres présentent la particularité d'avoir deux axes orthogonaux de propagation qui ne sont pas uniformes, l'un étant plus rapide que l'autre. Ainsi, la lumière linéairement polarisée suivant chacun des deux axes, se propage à une vitesse différente sur chacun d'eux, conduisant alors à une biréfringence linéaire.

III. Compensation de la dispersion chromatique

Le contrôle de la dispersion est un problème majeur dans les réseaux de télécommunications optiques. Il existe plusieurs techniques de compensation. Il est possible de réaliser des fibres soit avec des zéros de dispersion à des longueurs d'onde λ inférieures à $1.27 \mu\text{m}$ en rendant la dispersion plus anormale (la valeur de D positive) ou avec une dispersion normale à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [23, 24]. Pour compenser cet effet il faut **insérer** des fibres compensatrices ayant une pente de dispersion chromatique (RDS) de l'ordre de 0.0036nm^{-1} qui est la même que les fibres monomodes à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [25].

Pour compenser la dispersion chromatique, il faut satisfaire la relation suivante [26] :

$$\frac{S_{\text{SMF}}}{D_{\text{SMF}}} = \frac{S_{\text{DCF}}}{D_{\text{DCF}}} \quad (I.29)$$

S_{SMF} , S_{DCF} , sont respectivement les pentes de la fibre monomode et de la fibre compensatrice. D_{SMF} , D_{DCF} sont respectivement les dispersions chromatiques de la fibre monomode et la fibre compensatrice a la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

Dans ce qui suit, nous allons proposer de nouvelles structures de fibres optiques dites FMAS pour compenser l'effet de dispersion chromatique.

IV. Généralités sur les FMAS

IV.1. Définitions

En 1996, une première démonstration d'une nouvelle structure de fibre optique avec un arrangement périodique de trous d'air autour d'un cœur de silice a été conçue [27]. Ces nouvelles structures, présentent des propriétés originales inaccessibles avec les fibres standards. Le principal avantage des FMAS est la flexibilité dans leur conception. En effet, en modifiant les caractéristiques géométriques de la section transversale de la fibre telle que la dimension de trou d'air (d) ou la distance entre ces trous (Λ), il est possible d'obtenir des fibres possédant des propriétés optiques uniques comme le contrôle de dispersion, ou bien l'exploitation des propriétés non linéaires.

Il existe deux types de FMAS dont la première classe est à cœur solide, et la deuxième de type BIP. Les FMAS sont constituées d'un arrangement régulier ou pas de canaux d'air de dimension micronique alignés parallèlement à l'axe de propagation. Les paramètres géométriques principaux d'une telle disposition sont la distance entre le centre de deux trous adjacents (Λ), le diamètre des trous d'air (d), ainsi que le rapport d/Λ qui est la fraction des trous d'air (figure(I.10)).

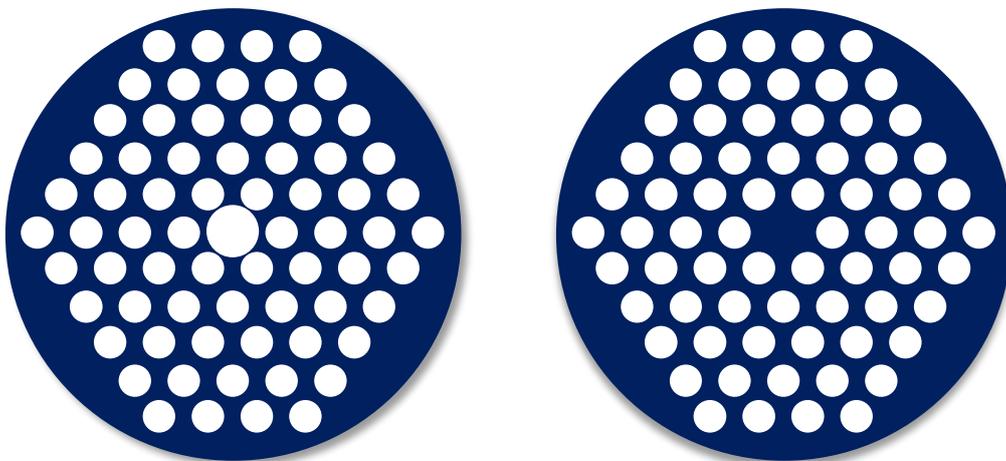


Figure. I. 10.A gauche FMAS à BIP, A droite FMAS Air/Silice

Ces fibres se trouvent sous plusieurs formes matricielles (hexagonale, octogonale, carrée) figure (I.11).

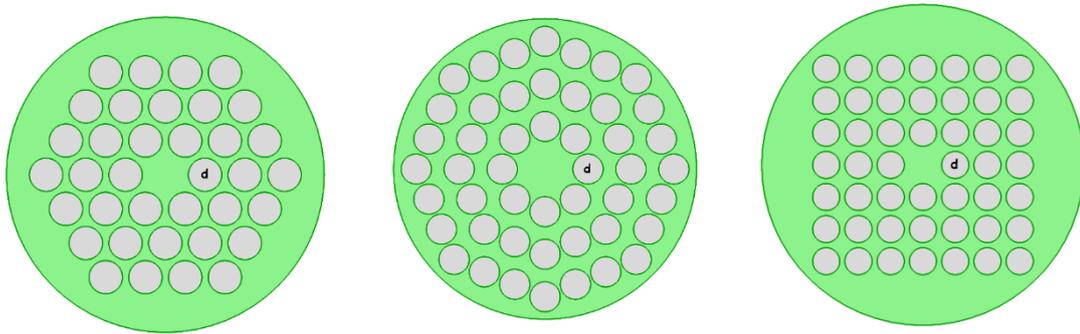


Figure. I. 11. Différentes configurations de FMAS.

Le principe de guidage des fibres BIP repose sur la réflexion cohérente de la lumière dans la gaine microstructurée. Cependant, pour la deuxième famille de FMAS à cœur solide le guidage se fait suivant le principe de la réflexion totale interne modifiée (modified total internal reflection), dont le principe de guidage est identique que celui d'une fibre monomode standard figure (I.12).

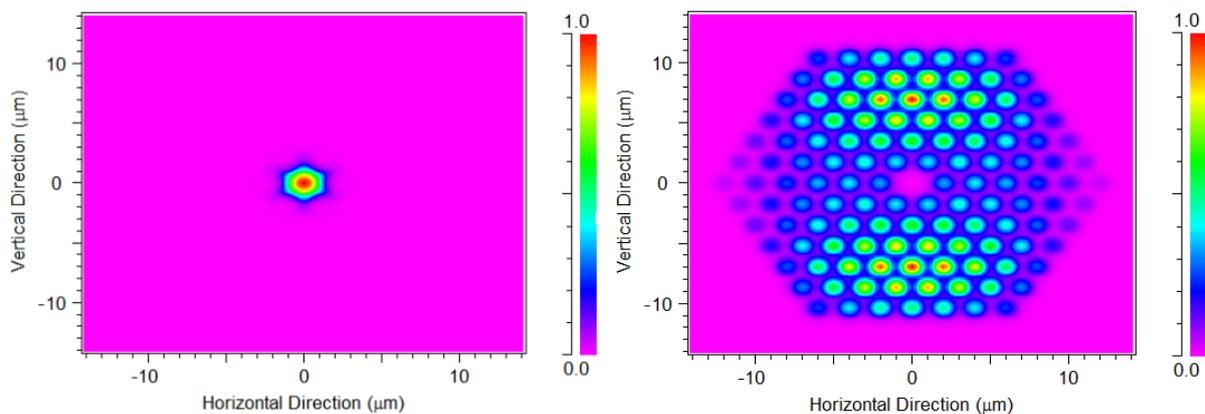


Figure. I. 12. Principes de guidage dans une FMAS : A gauche RTIM, A droite BIP.

IV.2. Caractéristiques des FMAS

IV.2.1. Fréquence normalisée

Dans une fibre optique standard, la fréquence normalisée V dépend du rayon de cœur, des indices de réfraction du cœur et de la gaine. La détermination de ces paramètres pour les FMAS

se fait à partir des formulations proposées [8, 28, 29, 30], qui sont basés sur des considérations géométriques et physiques, ou des analogies avec la théorie classique des fibres standard. Pour une structure de type hexagonal le paramètre V peut être approximé par la relation suivante [8, 31] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{fsm}}^2} \quad (\text{I.30})$$

n_{eff} et n_{fsm} sont respectivement les indices effectifs du mode fondamental et de la gaine microstructurée. La seconde définition du paramètre V est semblable à celle des fibres conventionnelles :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho \sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{fsm}}^2} \quad (\text{I.31})$$

n_{co} est l'indice de réfraction du cœur de silice. ρ est le rayon de cœur. Afin d'ajuster correctement le concept du paramètre V à la FMAS, plusieurs valeurs du rayon du cœur ρ ont été proposées pour les fibres caractérisées par un réseau hexagonal qui est 0.5Λ [32], $\Lambda/\sqrt{3}$ [33], 0.625Λ [29], 0.64Λ [34], et Λ [28, 29]. Dans l'étude suivante, le rayon du cœur a été considéré égal à Λ figure (I.13).

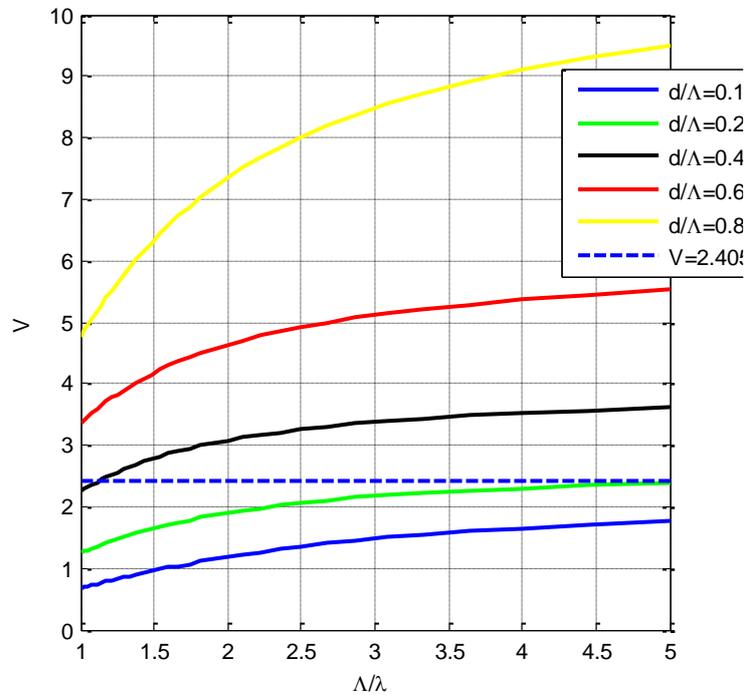


Figure. I. 13. Courbe de la fréquence effective V par rapport à la longueur normalisée pour différents valeurs d/Λ .

Dans la figure (I.13) On peut observer que la variation de la fréquence effective est lie à la valeur de d/Λ . En outre, on peut noter que pour certaines valeurs de d/Λ , la fréquence effective normalisée des FMAS restée constamment inférieure à la valeur de coupure V_{co} des fibres standard à saut d'indice qui est de 2.405 dans toute la gamme des longueurs d'onde. Ce qui donne à la FMAS un caractère monomode sur toute la bande de longueurs d'onde.

V. Applications des FMAS air/silice

V.1. Comportement infiniment monomode

Le modèle de l'indice effectif de gaine a permis d'envisager des propriétés originales. Parmi celles-ci, on peut citer le comportement monomode des FMAS sur une large bande spectrale, et ceci quelle que soit la longueur d'onde. Cette propriété est vérifiée expérimentalement dans le modèle équivalent à saut d'indice équivalent caractérisé par la dépendance de l'indice équivalent avec la longueur d'onde. En effet, lorsque la longueur d'onde devient très courte, la dépendance implicite de l'ouverture numérique de la fibre SI équivalente, et celle explicite du dénominateur de sa fréquence normalisée sont comparables et s'éliminent mutuellement. Cependant, dans les trous, l'extension du champ varie avec la longueur d'onde. L'indice de la gaine dépend de la longueur d'onde. En effet, si l'indice effectif de la gaine augmente avec l'indice du cœur lorsque la longueur d'onde diminue, L'ouverture numérique d'une FMAS est proportionnelle à la longueur d'onde de travail [7], V tend alors vers une valeur quasi constante qui peut être inférieure à la valeur seuil d'apparition du deuxième mode, si les paramètres de la fibre sont convenablement choisis. A cet effet, la FMAS est monomode quelle que soit la longueur d'onde dite fibres infiniment monomode figure (I.14). Ce phénomène est désormais compris et expliqué par plusieurs modèles [35], [36]. Expérimentalement, le comportement monomode large bande a pu être obtenu sur des longueurs d'onde situées entre $0.337 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

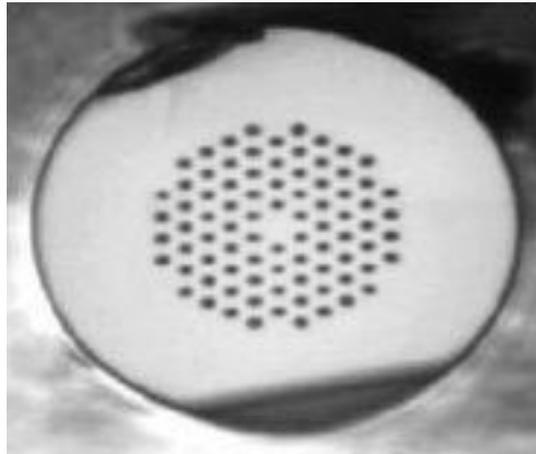


Figure. I. 14.FMAS infiniment monomode [37].

V.2. FMAS hautement non linéaire

La première FCP a été développée depuis environ une vingtaine d'années. Le succès des FCP non linéaires réside dans la génération du supercontinuum, avec des lasers ultra-rapides utilisés comme pompes. C'est une lumière exceptionnellement brillante, large bande avec d'excellentes qualités spatiales (figure (I.15)).

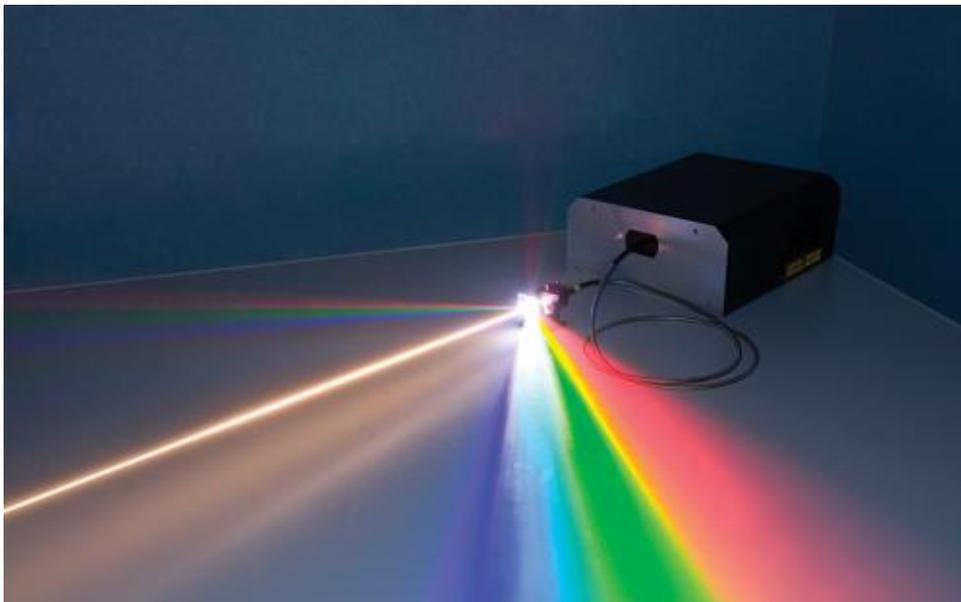


Figure. I. 15.Un laser de supercontinuum commercial, avec le faisceau de lumière blanc principal traversant un réseau de diffraction pour séparer le spectre visible (spectre IR aussi là, mais invisible) [38].

D'autre part, la clé du succès des FCP dans l'optique non linéaire ne se fait pas par une amélioration significative des propriétés non linéaires, ni par de nouveaux mécanismes de guidage car les fibres utilisées pour l'étude sont largement guidées par le principe de guidage de réflexion totale interne figure (I.16).

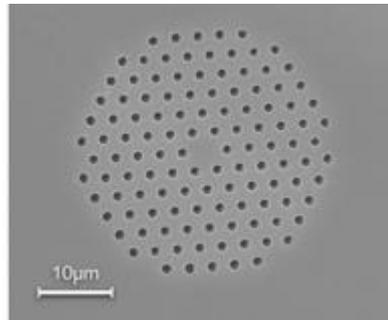


Figure. I. 16.FMAS HNL [38].

V.3. Amplification

Dans les applications des lasers, les impulsions courtes fournissent une puissance moyenne élevée avec des vitesses de traitement plus élevées pour fournir un débit de traitement amélioré. Les effets non linéaires dans la fibre optique limitent la puissance de crête pendant l'amplification.

La nouvelle génération de lasers à base de FCP a été exploitée afin de surmonter les insuffisances des amplificateurs.

Au-delà de la création d'impulsions courtes, les amplificateurs à base de fibre optique utilisent généralement des fibres de grande aire effective (LMA), tandis que les FMAS peuvent atteindre des puissances plus élevées [38].

Le faisceau fortement divergent est alors guidé par réflexion totale interne et réorienté à nouveau dans le milieu de gain (figure (I.17)).

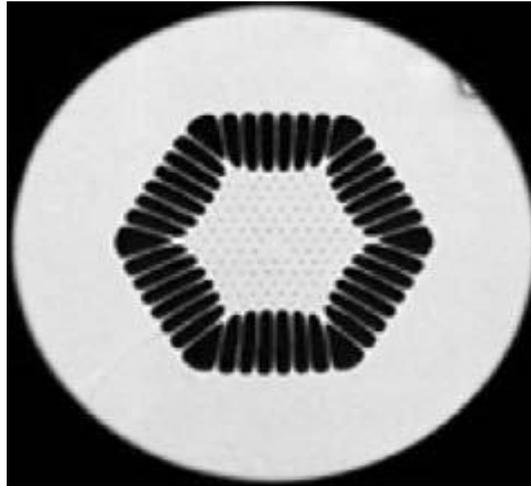


Figure. I. 17.FMAS à grande aire effective [39].

V.4. Grande ouverture numérique

Dans les applications de couplage des lasers à pompe, l'utilisation des fibres à grandes ouvertures numériques pour augmenter la quantité de lumière dans le cœur est importante [40]. Des grandes valeurs d'ouverture numérique de l'ordre 0.9 ont pu être obtenus avec des FMAS figure (I.18), tandis que, dans une fibre standard, l'ouverture numérique est de l'ordre de 0.5.

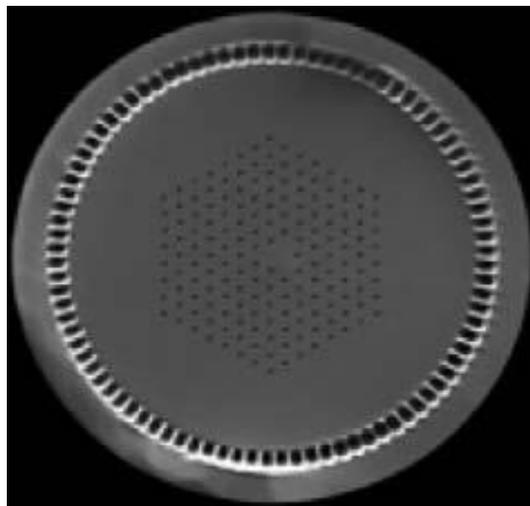


Figure. I. 18.Fibre FMAS à grande ouverture numérique [39].

V.5. Faible dispersion

Dans les FMAS, la dispersion peut être contrôlée et ajustée. Différents comportements de dispersion peuvent être obtenus avec les FMAS qu'il est impossible d'obtenir avec les fibres classiques.

Par exemple, si les diamètres des trous d'air deviennent plus grands, on obtient une FMAS avec un grand coefficient de dispersion négatif figure (I.19.a). En outre, Si le diamètre de la structure est de très petite taille figure (I.19.b), on peut obtenir une FMAS avec une dispersion aplatie. A titre d'exemple, une FMAS hexagonale à dispersion aplatie avec sept couronnes des trous d'air, caractérisé par $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \mu\text{m}$ a été présenté dans [4].

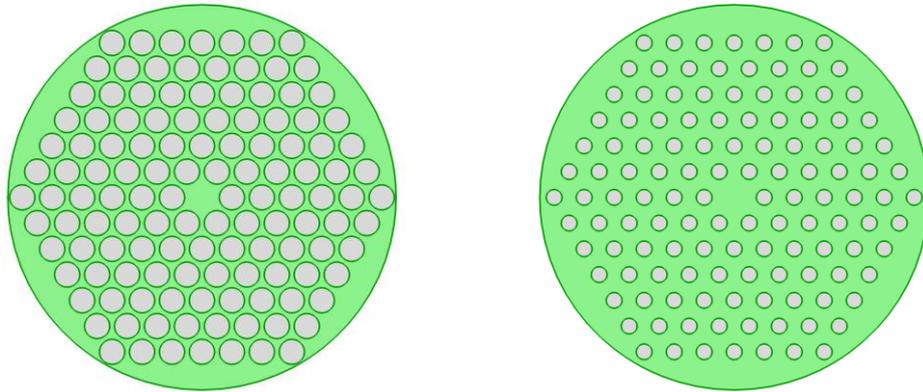


Figure. I. 19. Section transverse des FMAS de type hexagonale.

VI. Caractéristiques des FMAS

Dans cette section, on va se consacrer à l'analyse des propriétés de guidage des FMAS de structure hexagonale en fonction des paramètres géométriques, et le cœur est composé de silice pure comme on peut le voir sur la figure (I.20).

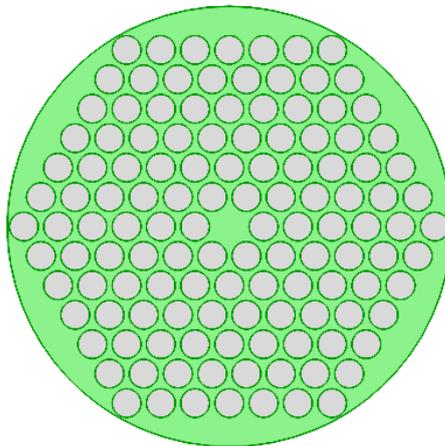


Figure. I. 20. Coupe transversale d'une FMAS hexagonale.

VI.1. Aire effective

L'aire effective de la FMAS est définie par l'équation suivante [41] :

$$A_{\text{eff}} = \frac{(\iint |E|^2 dx dy)^2}{\iint |E|^4 dx dy} \quad (\text{I.32})$$

La variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde est illustrée sur la figure (I.21), lorsque le diamètre des trous d'air (d) est égal à $1.8 \mu\text{m}$. On remarque que l'aire effective est une fonction croissante de la longueur d'onde.

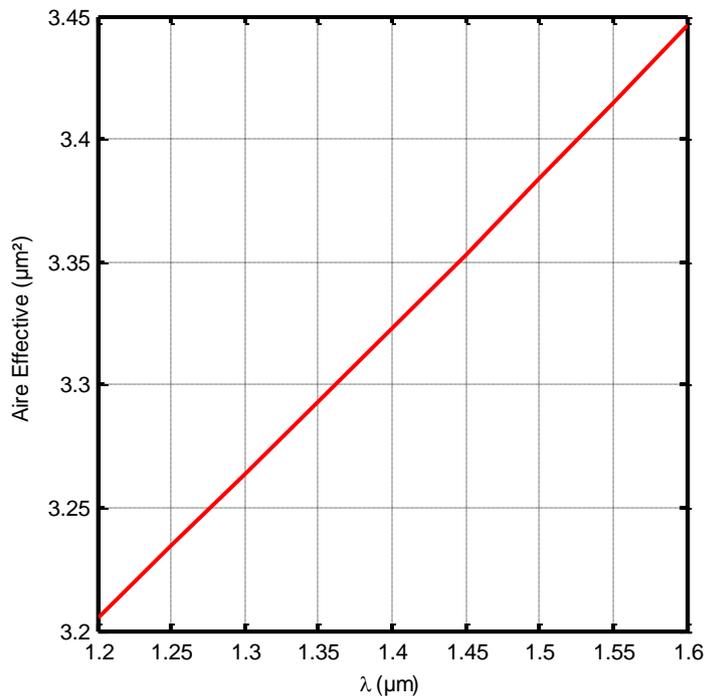


Figure. I. 21. Variation de l'aire effective A_{eff} en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS hexagonale avec $d/\Lambda = 0.9$.

VI.2. Pertes de confinement

L'atténuation de la lumière dans les fibres optiques en silice est tributaire de plusieurs effets comme la diffusion Rayleigh, l'absorption matériau, et l'absorption par des impuretés tels que les ions OH^- [42].

La figure (I. 22) montre la variation des pertes de confinement pour une FMAS hexagonale quatre, et cinq couronnes de trous d'air. Le calcul de ces pertes a été réalisé avec le logiciel Comsol Multiphysics basé sur la méthode des éléments finis [43]. Le logiciel calcul l'indice

effectif du mode complexe à différentes longueurs d'onde. Les pertes de confinement seront exprimées en dB/m à partir de la relation suivante [44] :

$$L_c = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} 10^6 \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{I.33})$$

Où $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ désigne la partie imaginaire de l'indice effectif.

La figure (I. 22) montre que les pertes de confinement augmentent avec la longueur d'onde, et le nombre de couronnes.

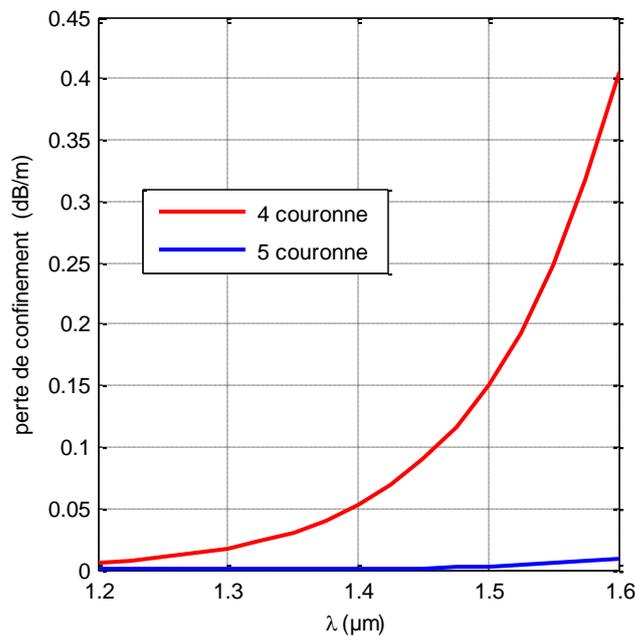


Figure. I. 22. Variation de perte de confinement en fonction de la longueur d'onde pour 4, et 5 couronnes.

VII. Gestion de la dispersion chromatique

Rappelons que les propriétés de dispersion des FMAS peuvent être modifiées en jouant sur les des paramètres géométriques. Il est possible de contrôler la longueur d'onde du zéro de dispersion [45], ou bien d'obtenir des fibres à dispersion aplatie [46].

VII.1. FMAS compensatrice de dispersion chromatique

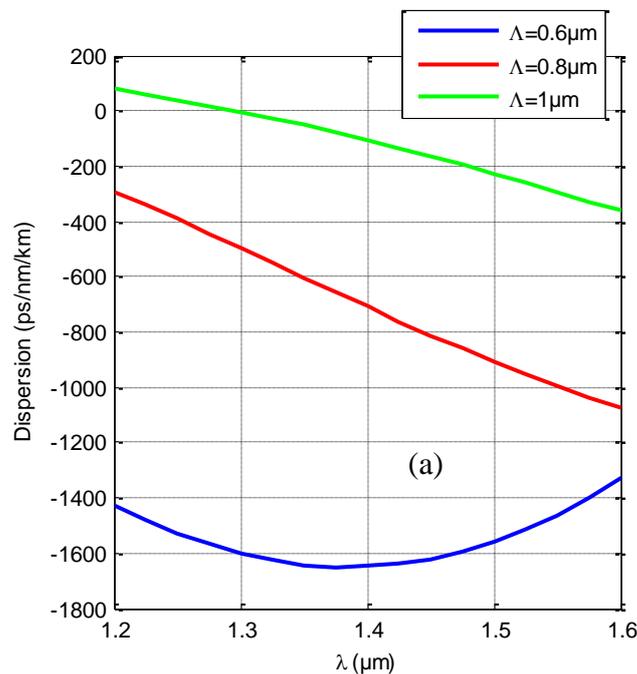
Les FMAS avec un facteur de remplissage élevé ont été conçues pour compenser la dispersion chromatique et la pente de dispersion causée par la fibre monomode standard.

Plusieurs études ont démontré que ces FMAS peuvent être exploitées pour la compensation de la dispersion chromatique, puisque leurs propriétés de dispersion peuvent être modifiées avec une flexibilité élevée, car la différence d'indice entre la silice et l'air permet d'obtenir un coefficient de dispersion négative élevée sur une large gamme de longueurs d'onde.

Les premières fibres considérées ont un facteur de remplissage $d/\Lambda = 0.9$ et un pas Λ qui varie entre 0.6 et $1 \mu\text{m}$. La figure (I.23. a) montre la courbe de dispersion chromatique en fonction de longueurs d'onde qui varie entre 1.2 et $1.6 \mu\text{m}$.

D'après la figure on observe que la dispersion chromatique est toujours négative si $\Lambda < 1 \mu\text{m}$ et devient positive seulement pour la FMAS avec un pas $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ lorsque la longueur d'onde $\lambda < 1.3 \mu\text{m}$.

Par contre, pour une FMAS qui ait un espacement de trous d'air $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$ le coefficient de la dispersion chromatique D atteint une valeur de dispersion d'environ -1461ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, tandis que pour les fibres compensatrices classiques, la dispersion chromatique est typiquement de -100ps/nm/km à cette longueur d'onde [14, 47].



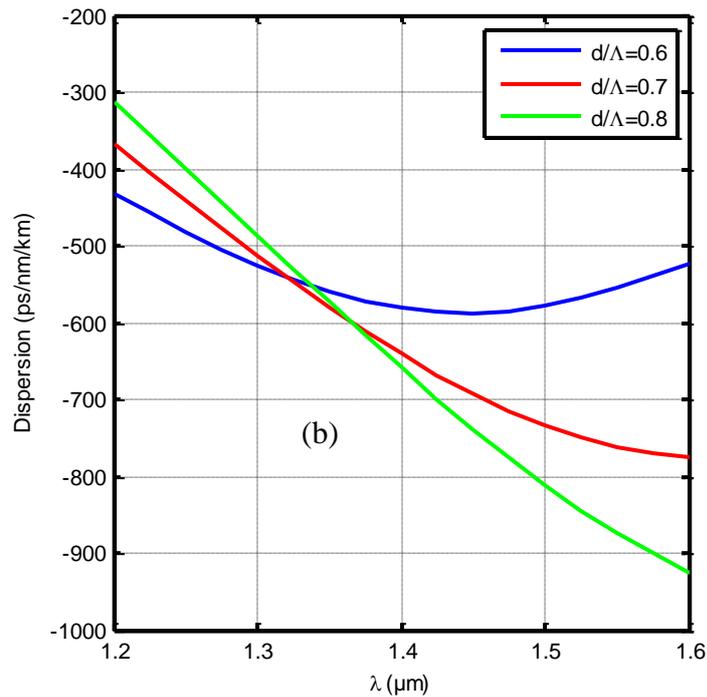


Figure. I. 23.Paramètre de dispersion pour une FMAS : (a) $d/\Lambda = 0.9$ et différentes valeurs de Λ ,
 (b) $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$ et différentes valeurs d/Λ .

Afin de comprendre comment optimiser la conception de la FMAS, l'effet de la variation du diamètre des trous d'air (d) a été également étudié. Pour cette raison, l'espacement entre les trous d'air a été fixé à $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$, et le rapport de fraction des trous d'air d/Λ a été varié de 0.6 à 0.8.

Comme on le voit sur la figure (I.23.b), le coefficient de la dispersion chromatique D_{ch} est toujours négatif dans la plage de longueur d'onde choisie pour toutes les valeurs de d/Λ . En outre, la pente de dispersion devient positive pour la FMAS dont le facteur de remplissage $d/\Lambda = 0.6$ si $\lambda > 1.5 \mu\text{m}$ (figure(I.23.b)).

La dispersion chromatique d'une fibre standard à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ est complètement compensée par une fibre compensatrices si

$$D_{\text{SMF}}(\lambda)L_{\text{SMF}} + D_{\text{DCF}}(\lambda)L_{\text{DCF}} = 0 \quad (\text{I.34})$$

Où D_{SMF} , D_{DCF} , L_{SMF} et L_{DCF} sont respectivement les paramètres de dispersion et les longueurs de fibre monomode et la fibre compensatrice de la dispersion.

Pour une fibre monomode standard donnée, si la valeur absolue de la dispersion de la fibre compensatrice DCF est plus grande, la longueur de cette fibre compensatrice peut être plus courte. Par exemple, une FMAS dont $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0.9$, qui a la plus grande valeur de dispersion négative à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, leur longueur doit être environ 17 fois plus courte qu'une fibre compensatrice classique.

En effet, avec des espacements des trous d'air $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$, $0.8 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0.8$, 0.6 , les FMAS peuvent être exploités pour compenser la dispersion chromatique causée par la fibre monomode standard sur une plage de longueurs d'onde.

Les résultats présentés ont prouvé que les propriétés de dispersion des FMAS peuvent être conçues en changeant les paramètres géométriques, qui sont l'espacement entre les trous d'air (Λ) et le diamètre (d). Comme, il a été démontré que, pour obtenir une FMAS compensatrice de dispersion chromatique, il est nécessaire de choisir de grands trous d'air avec des petites valeurs d'espacement.

Maintenant, il est intéressant d'étudier la façon dont les paramètres géométriques de la section de FMAS peuvent être modifiés pour obtenir des fibres avec une courbe de dispersion aplatie et de longueur d'onde de dispersion nulle situer dans une telle plage des longueurs d'onde.

Dans la littérature, les FMAS à dispersion aplatie ont été obtenus, en maintenant fixe la géométrie de la première couronne de trous d'air autour du cœur et en élargissant progressivement les trous des couronnes extérieurs [15], ou bien par l'introduction de dopants dans le cœur de la fibre pour réaliser une région de cœur hybride [39]. Deux approches différentes ont été proposées afin de concevoir des FMAS avec une courbe de dispersion aplatie avec la longueur d'onde de dispersion nulle dans une plage de longueur d'onde.

Dans la première approche, des FMAS avec un facteur de remplissage élevé ont été considérés comme un point de départ. Leurs propriétés de dispersion ont été étudiées en ne modifiant que le diamètre des trous d'air appartenant à la première, deuxième et la troisième couronne [40].

VII.2. FMAS à trous d'air modifiés

La figure (I.24) montre une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ dont les diamètres des trous d'air de la première, deuxième et la troisième couronne sont respectivement d_1 , d_2 et d_3 .

La figure (I.25) montre la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde, qui affirme une valeur de dispersion négative ainsi une pente de dispersion négative dans la plage de longueur d'onde de 1.2-1.6 μm .

Ces caractéristiques peuvent être modifiées en changeant le diamètre du trou d'air des trois premières couronnes sans affecter significativement les caractéristiques non linéaires. En fait, il a été évalué que l'aire effective est d'environ de 1.42 μm^2 à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, de sorte que sa valeur de coefficient non linéaire est élevé environ 91.03 ($\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$) [30].

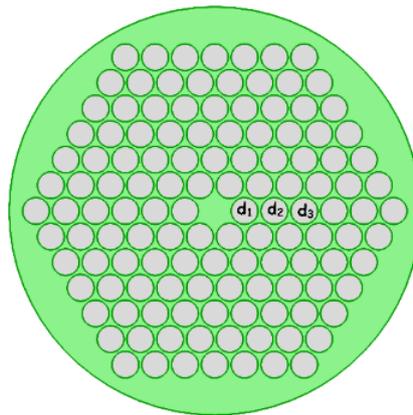


Figure. I. 24.Coupe transversale d'une FMAS considéré : d_1 , d_2 et d_3 sont les diamètres de trous d'air dans les premières, deuxième et troisième couronnes respectivement.

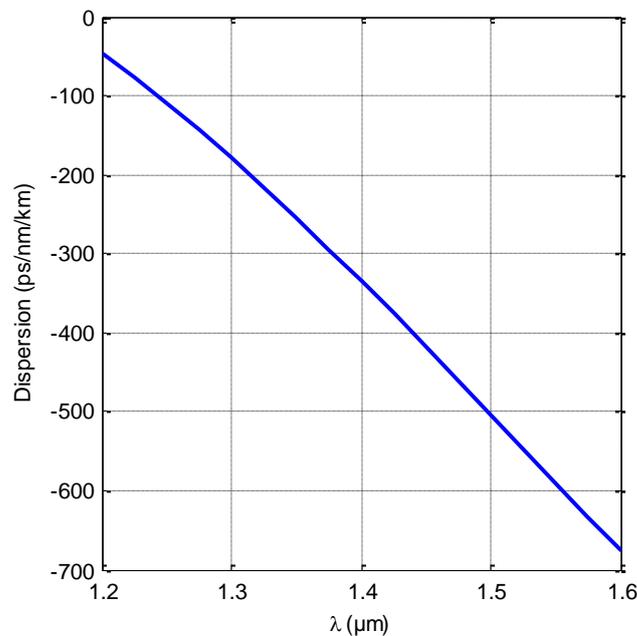
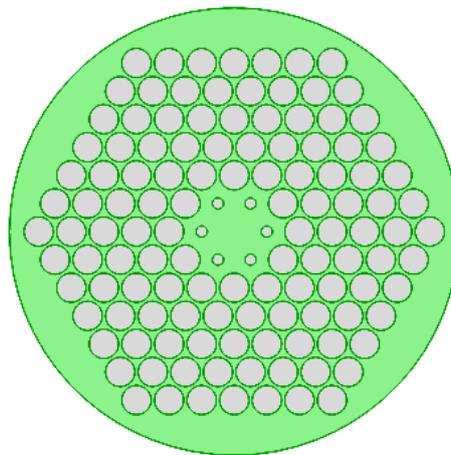


Figure. I. 25.Courbe de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour $d/\Lambda=0.9$ et $\Lambda=0.9\mu\text{m}$.

Dans un premier temps, uniquement que les diamètres d_1 de la première couronne ont été modifié (figure(I.26.a)), alors que toutes les autres caractéristiques géométriques des fibres ont été maintenus constantes. En réduisant le facteur de remplissage d_1/Λ de 0.8 à 0.4.

D'après la figure(I.26.b), nous observons que le paramètre de dispersion chromatique négative augmente, ainsi que la pente de dispersion pour toutes les longueurs d'onde situées entre 1.2 - 1.6 μm . cependant que pour la FMAS dont $d_1/\Lambda = 0.4$ la pente de dispersion devient positive et le coefficient de dispersion est de l'ordre de 22.5 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.



(a)

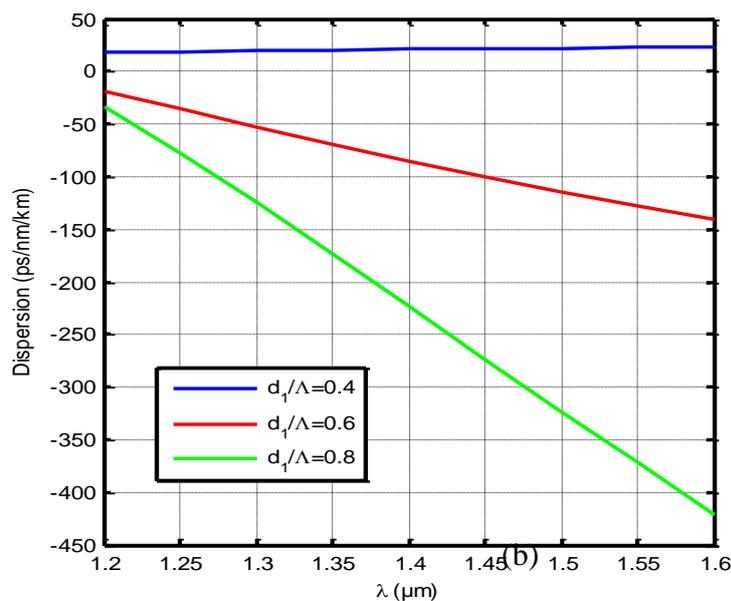


Figure.I. 26. (a) : Structure de FMAS, (b) : Paramètre de la dispersion d'une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs d_1/Λ .

Si on diminue le diamètre des trous d'air de la deuxième couronne d_2 , le coefficient de dispersion chromatique devient plus négatif pour les valeurs des facteurs de remplissages $d_2/\Lambda = 0.8, 0.7$, et 0.6 (figure (I.27.b)), de sorte qu'ils peuvent être utilisés avec succès en tant que fibre compensatrice de dispersion.

il est important de montrer que la diminution de diamètre de la deuxième couronne d_2 procréé une région de silice plus large entre la première et la troisième couronne, de sorte que le champ de mode guidé est moins confiné dans le cœur de la FMAS et l'aire effective augmente à $1.5 \mu\text{m}^2$.

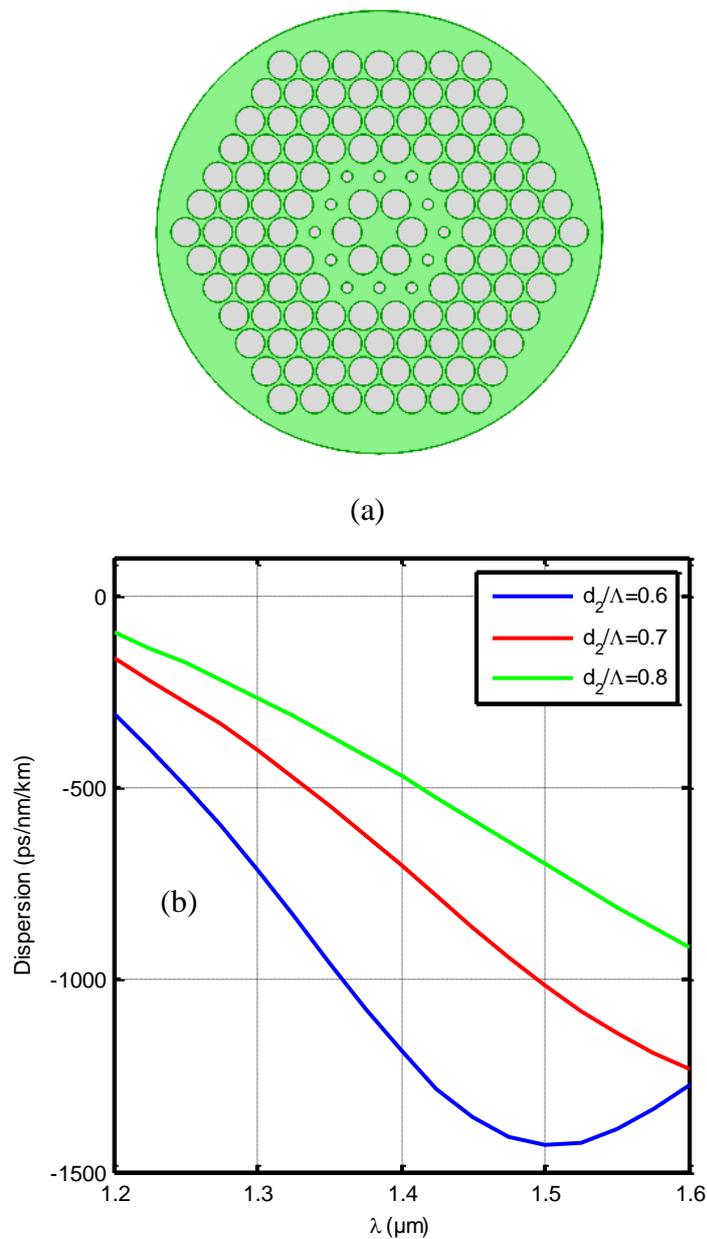


Figure. I. 27. (a) : Structure de FMAS, (b) : Paramètre de la dispersion d'une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs d_2/Λ .

L'influence du diamètre des trous d'air de la troisième couronne d_3 sur la dispersion chromatique est présentée par la Figure(I.28.b). De cela, on remarque si facteur de remplissage d_3/Λ égale à 0.8, 0.7, 0.6, le coefficient de dispersion ne sont pas significativement modifié aux longueurs d'onde plus courtes en raison de la propagation du champ de mode guidé dans le cœur de silice. Cependant, aux longueurs d'onde supérieure à $1.4\mu\text{m}$ la valeur de dispersion négative augmente significativement si $d_3/\Lambda=0.6$.

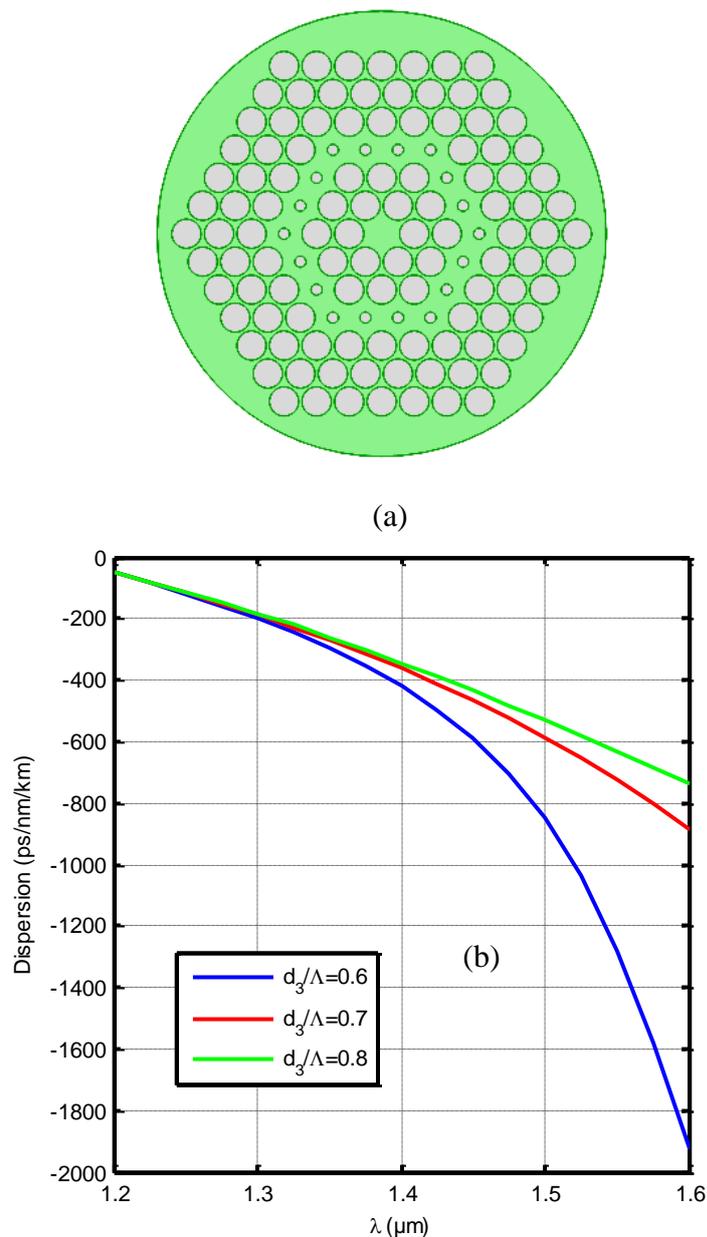


Figure. I. 28. (a) : Structure de FMAS, (b) : Paramètre de la dispersion D d'une FMAS avec $d/\Lambda = 0.9$ et $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs d_3/Λ .

VII.3. FMAS à deux cœurs concentriques

Les FMAS à deux cœurs concentriques ont été largement étudiées en raison de leurs comportements particuliers. La première, avec un profil de type w a été appliquée pour la compensation de la dispersion chromatique et a été proposée en 2004 par Yi Ni et al [48].

Un coefficient de dispersion négatif d'environ -18000ps/nm/km autour de la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ a pu être obtenu.

Dans le but d'améliorer ce coefficient, Huttunen et al [49] ont proposé une fibre à deux cœurs concentriques dopée au germanium au niveau du cœur central.

Un coefficient de dispersion négatif de l'ordre de -59000ps/nm/km a été obtenu, avec un aire effective de $10\mu\text{m}^2$. La FMAS à deux cœurs concentriques est composée par deux cœurs pouvant supporter deux supermodes [48] : le mode interne, et le mode externe.

Le principe de fonctionnement de ces FMAS est similaire à celui d'un coupleur directionnel dont le mode fondamental est très bien confiné dans le cœur interne. A la longueur d'onde de résonance λ_p la propagation a lieu dans les deux cœurs concentriques de la même façon. Par contre, pour les longueurs d'ondes supérieures à λ_p le mode fondamental commence à être guidé dans le cœur externe.

La section transversale de la FMAS à deux cœurs concentriques est illustrée sur la figure (I. 29). La structure de forme hexagonale est constituée d'un arrangement de trous d'air, dont le diamètre est d , distants de Λ . Le cœur central est formé par la suppression de trous d'air. La gaine intérieure est formée par les deux premières couronnes de trous d'air de diamètres d_1 . Le diamètre des trous d'air pour la 3^{ème} couronne est réduit pour former le cœur annulaire. Les couronnes de trous au-delà de la troisième couronne forment ainsi la gaine extérieure.

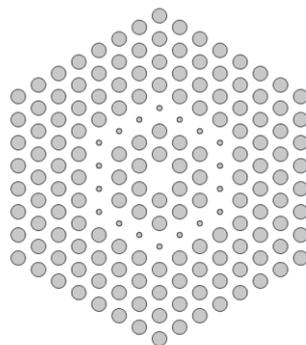


Figure. I. 29. Structure d'une fibre FMAS à deux cœurs concentriques.

Les calculs modaux de ce type de FMAS peuvent s'effectuer avec deux méthodes que l'on décrit brièvement.

VII.3.1. Méthode des modes élémentaires

Une FMAS peut être vue complètement comme une combinaison de deux guides indépendants : le guide 1 constitué par le cœur central et qui est la gaine, le guide 2 composé par le cœur secondaire et la gaine.

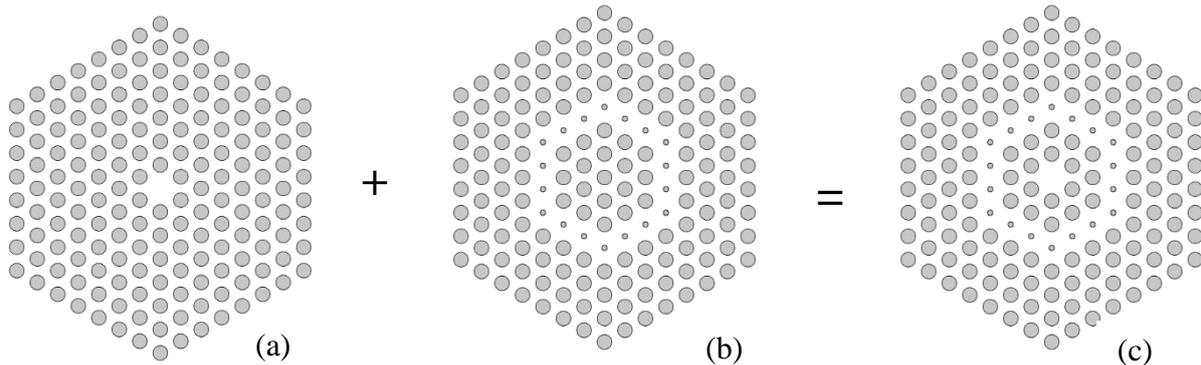


Figure. I. 30. Profil d'indice d'une FMAS : (a) guide 1 : cœur central, (b) guide 2 : cœur annulaire, (c) structure globale.

VII.3.2. Méthode des supermodes

Les modes de cette structure sont appelés les supermodes, et dont le formalisme s'accorde à celui des modes orthogonaux. La variation de l'indice effectif pour les supermodes et les modes élémentaires de la structure globale est représentée par la figure ci-dessous :

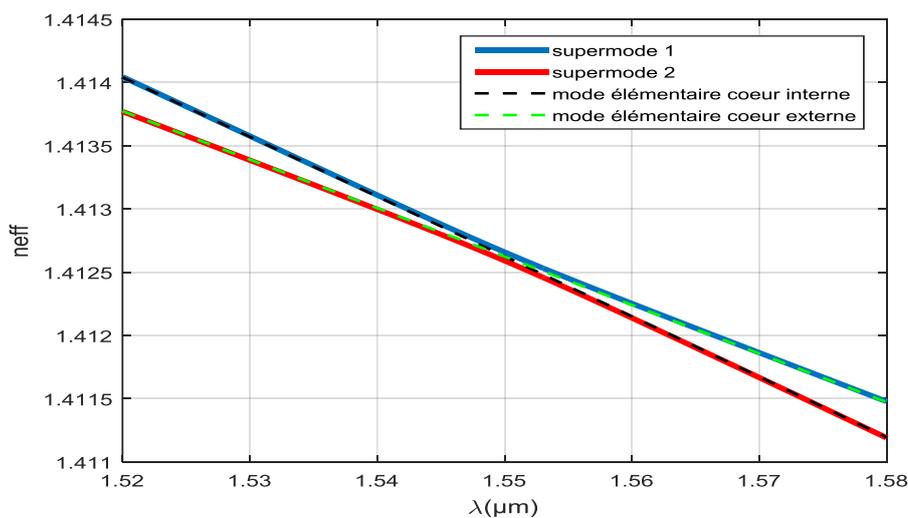


Figure. I. 31. Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour les modes élémentaires et les supermodes.

Les courbes bleue et rouge correspondent respectivement à l'indice effectif n_{eff} du mode fondamental (supermode1), et au second mode (supermode 2). Les courbes en pointillées noire et verte correspondent à la variation de l'indice effectif n_{eff} des modes élémentaires du cœur central, et annulaire respectivement. On peut remarquer que l'indice effectif des modes élémentaires du cœur central est supérieur à celui de l'indice effectif du cœur annulaire. L'intersection des deux courbes se produit à la longueur d'onde de résonance qui est située autour $\lambda=1.55 \mu\text{m}$. Un exemple typique de courbe de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour la géométrie considérée est représenté sur la figure (I. 32). On peut constater que les deux courbes sont symétriques en raison du couplage entre les deux modes. à la longueur d'onde de résonance $\lambda= 1.55 \mu\text{m}$, la valeur de la dispersion chromatique du mode fondamental est d'environ -3184 ps/nm/km , tandis que pour le deuxième mode la dispersion est d'environ 3184 ps/nm/km .

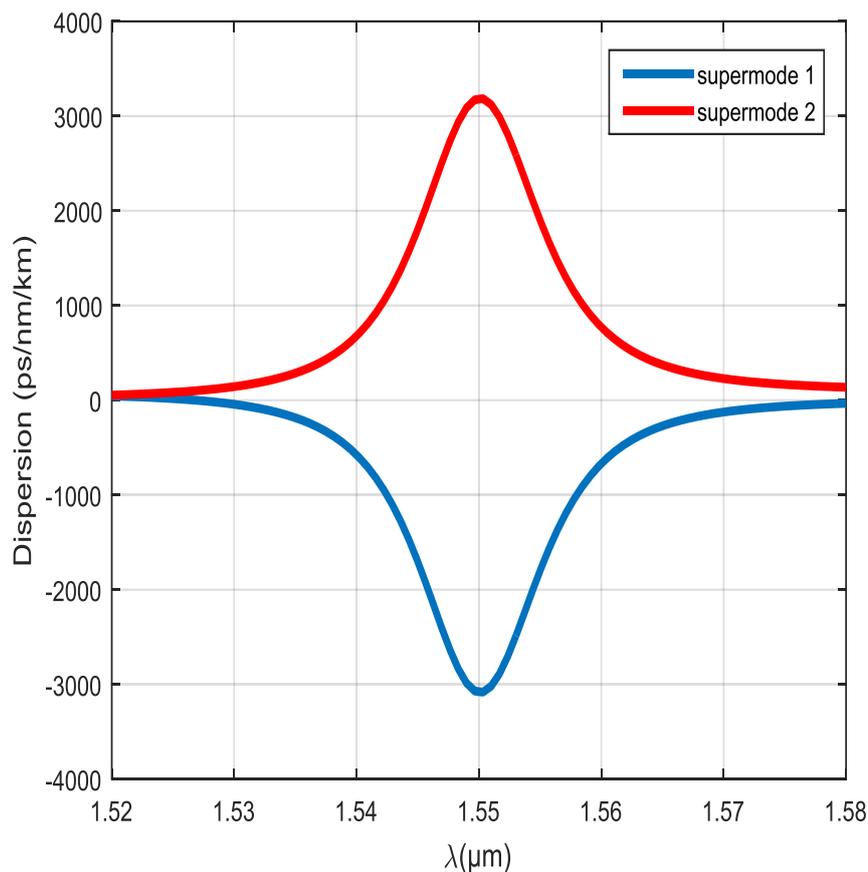


Figure. I. 32. Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour les deux supermodes.

VIII. Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre les nouvelles classes de fibres spéciales, ainsi que leurs applications potentielles dans de nombreux secteurs de l'industrie des fibres optiques.

Il existe deux types de FMAS pouvant se distinguer par deux phénomènes de guidage distincts. Les FMAS à cœur solide utilisent le même principe de guidage que celui des fibres conventionnelles, tandis que les FCP à bande interdite (BIP) utilisent le principe de bandes interdites photoniques.

L'histoire, et le développement de ces fibres nouvelle génération, ont été également discutés, en mettant en avant les propriétés originales comme le caractère monomode, et la compensation de la dispersion chromatique.

Le prochain chapitre est dédié aux principales méthodes numériques permettant de décrire de façon rigoureuse, et satisfaisante les propriétés optiques des FMAS.

Références

- [1] Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguide, Academic Press Limited, (1991).
- [2] J. Zarzycki, Les verres et l'état vitreux, Masson, (1982).
- [3] M. El amraoui, Fibres Optiques Microstructurées Chalcogénures Fortement Non Linéaires à base de As_2S_3 : vers de Nouvelles Sources Supercontinuum Infrarouges, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, (2010).
- [4] H. Chikh-Bled, A. Zerga, M. debbal, Modélisation et conception des Fibres Microstructurées Air/Silice, Mémoire de Master, Université de Tlemcen, (2013).
- [5] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev, Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides. Optical fiber technology, 5(3) (1999) 305-330.
- [6] V. Pureur, Thèse de Doctorat, Université de Lille 1, (2009).
- [7] P. St. J. Russell, Holey new fibers, Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington DC, 2001), papier TuL1, Anaheim (Californie, Etats Unis), (2001).
- [8] M. Debbal, Modélisation et Optimisation des fibres à cristal photonique dédiées aux télécommunications optiques, Diss, (2013).
- [9] D. Gloge, Weakly Guiding Fibers, Applied Optics, 10(10) (1971) 2252 - 2258.

- [10] Szafer, A. D. Stone, Theory of Quantum Conduction through a Constriction, *Phys. Rev. Lett.* 62(3) (1989) 300-303.
- [11] P.Lecoy, *Télécommunications optiques*, Paris, (1992).
- [12] F. W. J. Olver, Bessel Functions of Integer Order, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, New York, (1972).
- [13] C. Paiva, fibres optiques, Département de génie électrique et informatique, Université technique, (2010) 3-5.
- [14] H. A. Antosiewicz, Bessel Functions of Fractional Order, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. New York (1972).
- [15] H.C. Van de Hulst, *Light scattering by small particles*, Wiley, New York, (1957).
- [16] T.Sylvestre, Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques, Diss, Université de Franche-Comté, (1999).
- [17] F. Benaïssa, Etude et Simulation des Ondes Electromagnétiques dans les guides d'Ondes à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques. Diss. (2013).
- [18] J. Maury, Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique, Diss, Limoges, (2003).
- [19] Labonté, Laurent. Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice. Diss. Limoges, (2005).
- [20] B. Clouet, Etude de la dispersion modale de polarisation dans les systèmes régénérés optiquement, Diss, Université Rennes 1, (2007).
- [21] C.Caillaud, Highly birefringent chalcogenide optical fiber for polarization maintaining in the 3-8.5 μm mid-IR window, *Optics express* 24(8) (2016) 7977-7986.
- [22] X. Lu, Coherent Rayleigh time domain reflectometry, (2016).
- [23] G. K. S. Devra, Different compensation techniques to compensate chromatic dispersion in fiber optics, *International Journal of Engineering and Information Technology*, 3(1) (2011) 1-4.
- [24] J. Toulouse, Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications, *Journal of Lightwave Technology*, 23(11) (2005) 3625-3641.

- [25] L. Gruner-Nielsen, S.N. Knudsen, B. Edvold, T. Veng, D. Magnussen, C.C. Larsen, H. Damsgaard, Dispersion compensating fibers, *Opt. Fiber Technol*, 6 (2000) 164-180.
- [26] D.W. Hawtof, G.E. Berkey, A.J. Antos, High figure of merit dispersion compensating fiber, *Optical Fiber Communications*, (1996).
- [27] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St J. Russell, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, *Optics letters*, 21(19) (1996) 1547-1549.
- [28] L. Cherbi, Propagation et caractérisation des fibres optiques, Magister en Electronique, Ecole Nationale Polytechnique, Alger (2007).
- [29] T. Brabec, F. Krausz, Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime, *Physical Review Letters*, 78(17) (1997) 3282-3285.
- [30] P. G. Agrawal, Frontmatter and Index, John Wiley & Sons, Inc, (1997).
- [31] A. W. Snyder, J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, (2000).
- [32] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. Academic Press, San Diego, (2003).
- [33] B. Kibler, Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération, Diss, Université de Franche-Comté, (2007).
- [34] A.V. Husakou, J. Hermann, Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers, *Phys. Rev. Lett*, 87(20) (2001) 203-901.
- [35] T. Birks, J. Knight, P. Russel, Endlessly single mode photonic crystal fiber, *Optics Letters*, 22(1997) 961-963.
- [36] P. Leproux, F.Bréchet, V.Doya, P.Roy, D.Pagnoux, J. Marcou, Méthodes de modélisation appliquées aux fibres à cristal photonique, Journées Nationale d'Optique Guidée, Limoges (France), (1999).
- [37] <https://www.thorlabs.com>.
- [38] <http://www.laserfocusworld.com>.
- [39] F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, *Photonic crystal fibers: properties and applications*, Springer Science & Business Media, 12 (2007).
- [40] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwnmans, J. Knight, P. Russel, High power air-clad photonic crystal fibre laser, *Optics Express*, 11(1) (2003).

- [41] A. H. Bouk, A. Cucinotta, F. Poli, S. Selleri, Dispersion properties of square-lattice photonic crystal fibers, *Optics Express*, 12 (2004) 941-946.
- [42] I. Gris-Sánchez, B. J. Mangan, J. C. Knight, Reducing spectral attenuation in small core photonic crystal fibers, *Optical Materials Express*, 1(2) (2011) 179-184.
- [43] T. P. White, B. T. Kuhlmeiy, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. M. de Sterke, L. C. Botten, Multipole method for microstructured optical fibers, *Journal of the Optical Society of America B*, 19(10)(2002) 2322-2330.
- [44] H. Ademgil, S. Haxha, Design and optimisation of photonic crystal fibres for applications in communication systems, In *Proceedings of the World Congress on Engineering* (2007).
- [45] P. J. Bennett, T. M. Monro, D. J. Richardson, Toward practical holey fiber technology: fabrication, splicing, modeling, and characterization, *Optics Letters*, 24(1999)1203-1205.
- [46] G. Renversez, B. Kuhlmeiy, and R. McPhedran, Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses, *Optics Letters*, 28(2003) 989-991.
- [47] G. Arfken, *Mathematical Methods for Physicists*, Acad. Press, (1985).
- [48] Yi Ni, L. Zhang, L. An, J. Peng, C. Fan, Large Negative Dispersion in Square Solid Photonic Bandgap Fibers, *IEEE Photonic Technology Letters*, 16 (6) (2004).
- [49] F. Gérôme, J.L. Auguste, J.M. Blondy, J. Marcou, Very high chromatic dispersion in a dual concentric core photonic crystal fiber, *OFC-2004*, (2004) 1-3.

Chapitre II:

Méthodes de Modélisation

I. Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter, et de comparer les principales méthodes numériques utilisées pour décrire de façon satisfaisante les fibres microstructurées, ainsi que la technique qui a été retenue.

En effet, les propriétés optiques des fibres microstructurées varient de façon complexe avec les paramètres géométriques de la fibre à savoir le diamètre d des trous d'air, et le pas Λ entre deux trous d'air adjacents.

En réalité, il n'existe pas de formules analytiques pouvant décrire de façon rigoureuse les propriétés des fibres microstructurées, d'où la nécessité de recourir à des méthodes numériques. Il existe plusieurs méthodes de modélisation. Citons par exemple la méthode des faisceaux propagées aux différences finis (FD-BPM Beam Propagation Method) basée sur l'évaluation du champ électromagnétique dans une série de plans transverses de la fibre.

Une autre méthode souvent utilisée pour le calcul des propriétés de guidage est la méthode des différences finies temporelle ou bien fréquentielle, qui donne de bons résultats dans le cadre de l'optique intégrée. Toutefois, son utilisation peut s'avérer assez pénible numériquement.

II. Méthode des différences finies

La méthode des différences finies (FDTD, FDFD) peut être formulée à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel.

La méthode des différences finies temporelle (FDTD) est l'une des approches qui offre le plus de flexibilité, et de puissance pour l'analyse des structures arbitraires planaires et anisotropes. Elle présente une approche précise pour la résolution directe des équations de Maxwell [1].

Schneider et Hudson [2] ont utilisé une version modifiée de la méthode FDTD pour simuler les matériaux anisotropes avec des tenseurs de permittivité et de conductivité. D'autre part, les travaux entrepris par Hunsberger et Luebbers [3] se sont consacrés à l'analyse des plasmas magnétisés. En 1999, Zhao a proposé un algorithme en trois dimensions pour le traitement des matériaux anisotropes. En 2002, Zhao a implémenté la couche parfaitement absorbante de Berenger (PML) pour calculer la valeur des pertes dans les fibres [4].

La méthode des différences finies temporelle a été introduite initialement par Yee en 1966 [5]. Son principe repose sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel comme le montre la figure (II.1).

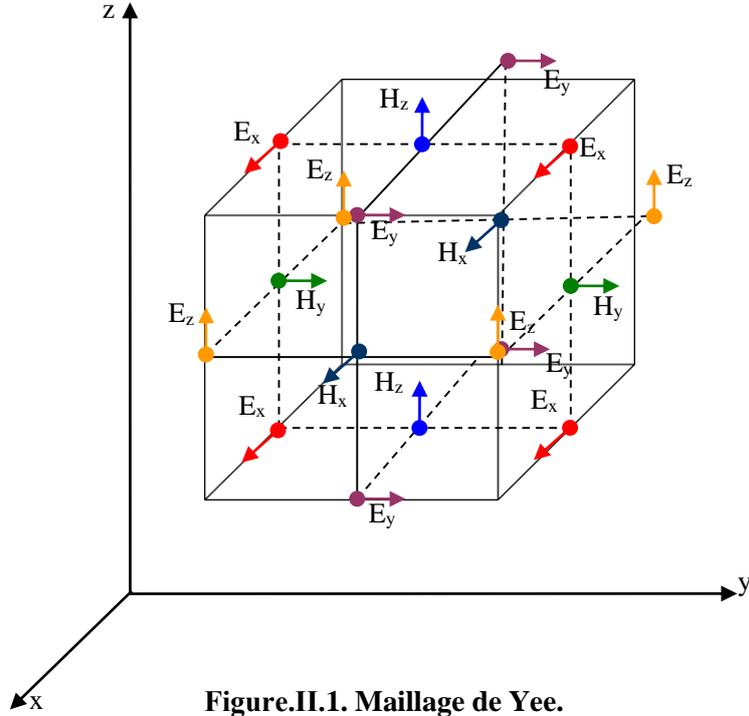


Figure.II.1. Maillage de Yee.

En coordonnées cartésiennes, les équations de Maxwell s'écrivent de la manière suivante [6] :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II.5})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II.6})$$

Le premier système (mode TE) s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II.9})$$

Dans le cas à deux dimensions sur lequel chaque élément est invariant suivant l'axe des z, les six équations se limitent à deux systèmes d'équations découplées.

Le deuxième système (mode TM) s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II.12})$$

Les composantes du champ électromagnétique peuvent s'écrire comme suit :

$$H_x|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_x|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_y|_{i,j,k+2}^n - E_y|_{i,j,k-2}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1/2,k}^n - E_y|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.13})$$

$$H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_y|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_z|_{i+1/2,j,k}^n - E_z|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i,j,k+1/2}^n - E_y|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} \right) \quad (\text{II.14})$$

$$H_z|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_z|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_x|_{i,j+1/2,k}^n - E_x|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_z|_{i+1/2,j,k}^n - E_y|_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} \right) \quad (\text{II.15})$$

$$E_x|_{i,j,k}^{n+1} = E_x|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_z|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_z|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \quad (\text{II.16})$$

$$E_y|_{i,j,k}^{n+1} = E_y|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_x|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \quad (\text{II.17})$$

$$E_y|_{i,j,k}^{n+1} = E_y|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_x|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \quad (\text{II.18})$$

$$E_z|_{i,j,k}^{n+1} = E_z|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k}} \left(\frac{H_y|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_y|_{i-1/2,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_x|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.19})$$

II.1. Discrétisation

L'analyse numérique des équations de Maxwell repose sur la numérisation spatiale et temporelle. Dans l'espace réel, le maillage est effectué afin de numériser les champs, et de déterminer ainsi leurs dérivées. Les dérivées premières spatiales, et temporelles des différentes composantes seront estimées par leur développement de Taylor avec des erreurs du deuxième ordre. Cela va permettre de changer les équations aux dérivées partielles par d'autres équations aux différences finies.

II.2. Le choix des paramètres

Le maillage du domaine étudié provoque des incertitudes sur les structures géométriques analysées, qui peut s'expliquer par un phénomène de dispersion numérique. La discrétisation de la structure doit être réalisée sur des longueurs suffisamment petites par rapport aux longueurs d'ondes. Pratiquement, pour simuler nos structures, nous utilisons un maillage $\nabla \leq (\lambda / 10)$ [6].

II.3. Conditions aux limites

Pour limiter le temps de calcul, des conditions aux limites PMC (couches parfaitement absorbantes PML) sont généralement utilisées. Parmi ces techniques, on a les couches parfaitement absorbantes de Bérenger PML [7], qui sont basées sur l'introduction d'une couche parfaitement absorbante artificielle sur le contour du domaine d'étude afin de déterminer les valeurs des pertes de confinement. De plus, une autre condition appelée condition de mur [8] basée sur les équations d'Engquist-Majda [9] est appliquée.

L'utilisation des conditions périodiques avec des couches parfaitement absorbantes en même temps est possible sur la même structure.

La condition périodique est une condition de Bloch de la forme suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}+\vec{a},t)=\vec{E}(\vec{r},t).e^{i\vec{k}\vec{a}} \quad (\text{II.20})$$

Une autre alternative à la modélisation dans le domaine temporel, est la méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) avec des couches parfaitement absorbantes (PML) pour le calcul des propriétés de la FMAS.

Dans le contexte de la méthode des différences finies, il s'agit de résoudre les équations de Maxwell par une approche dans le domaine fréquentiel. Ceci a été décrit pour la première fois pour les fibres à cristaux photoniques par Zhu et al [10]. Nous allons décrire brièvement les éléments de base de cette méthode.

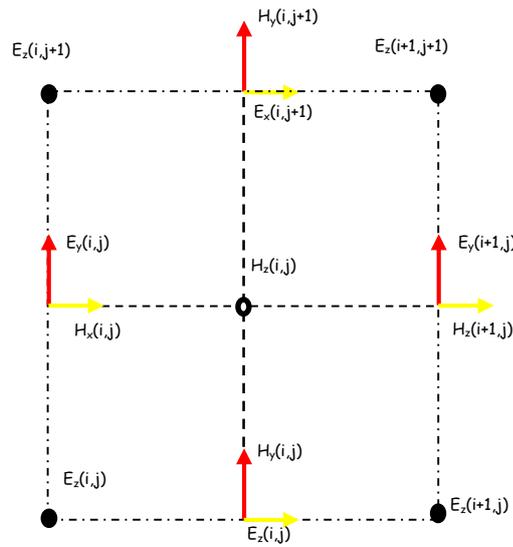


Figure.II.2. Maillage de Yee FDFD.

Deux schémas de discrétisation ont été utilisés par Zhu et al [10]. Le premier est proposé par Stem [11] dans lequel les discontinuités possibles se situent entre deux grilles de maillage adjacentes, et chaque point de la grille correspond à un indice de réfraction unique.

L'équation d'onde en termes de champ électrique transverse E, (ou magnétique H) peut être exprimée comme suit [12] :

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 \epsilon_r) \vec{E}_t + \nabla(\epsilon_r^{-1} \nabla_t \epsilon_r \cdot \vec{E}_t) = \beta^2 \vec{E}_t \quad (\text{II.21})$$

Ou bien

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 \epsilon_r) \vec{H}_t + \epsilon_r^{-1} \nabla_t \epsilon_r \times (\nabla_t \times \vec{H}_t) = \beta^2 \vec{H}_t \quad (\text{II.22})$$

Où $k_0 = 2\pi / \lambda$ est le vecteur d'onde dans le vide, et β est la constante de propagation. Ces équations sont directement discrétisées par la méthode des différences finies.

Ce schéma de discrétisation est souvent utilisé par la méthode des faisceaux propagés (BPM) [12-13], comme un solveur de modes dans les FMAS.

Le deuxième schéma de discrétisation a été proposé par Bierwirth et al [14], et où les discontinuités se situent sur les grilles du maillage, de sorte que tout point de la grille peut être associé avec quatre indices de réfraction différents. Les composantes transverses magnétiques sont généralement utilisées pour la dérivation de la matrice de discrétisation [15-16].

Zhu et al [10] ont proposé une méthode de différences finies totalement vectorielle qui utilise le schéma de discrétisation proposée par Yee (figure. II.2) [17], et qui est largement utilisé dans les calculs utilisant la méthode FDTD [18].

En supposant que les champs ont une dépendance avec la position z et le temps t, nous pouvons écrire :

$$jk_0 H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y \quad (\text{II.23})$$

$$jk_0 H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\beta E_x \quad (\text{II.24})$$

$$jk_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{II.25})$$

Et

$$jk_0 \epsilon_r E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y \quad (\text{II.26})$$

$$jk_0 \epsilon_r E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} - j\beta H_x \quad (\text{II.27})$$

$$jk_0 \epsilon_r E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (\text{II.28})$$

Les équations (II.23- II.28) sont maintenant discrétisées, et qui peuvent prendre la forme suivante :

$$jk_0 H_x(i,j) = -\frac{[E_z(i,j+1) - E_z(i,j)]}{\Delta y} + j\beta E_y(i,j) \quad (\text{II.29})$$

$$jk_0 H_y(i,j) = \frac{[E_z(i+1,j) - E_z(i,j)]}{\Delta x} + j\beta E_x(i,j) \quad (\text{II.30})$$

$$jk_0 H_z(i,j) = -\frac{[E_y(i+1,j) - E_y(i,j)]}{\Delta x} + \frac{[E_x(i,j+1) - E_x(i,j)]}{\Delta y} \quad (\text{II.31})$$

Les équations (II.26- II.28) peuvent être écrites d'une manière similaire.

Les équations (II.29- II.31), et les équations discrétisées (26-28) peuvent être formulées sous la forme matricielle suivante :

$$-jk_0 \begin{bmatrix} \bar{H}_x \\ \bar{H}_y \\ \bar{H}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\beta \bar{I} & \bar{U}_y \\ -j\beta \bar{I} & 0 & -\bar{U}_x \\ -\bar{U}_y & \bar{U}_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{E}_x \\ \bar{E}_y \\ \bar{E}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.32})$$

$$-jk_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{rz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{E}_x \\ \bar{E}_y \\ \bar{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & j\beta \bar{I} & \bar{V}_y \\ -j\beta \bar{I} & 0 & -\bar{V}_x \\ -\bar{V}_y & \bar{V}_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{H}_x \\ \bar{H}_y \\ \bar{H}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.33})$$

où \bar{I} est une matrice carrée identité, ϵ_{rx} , ϵ_{ry} et ϵ_{rz} sont des matrices diagonales déterminées par les équations suivantes:

$$\epsilon_{rx}(i,j)=[\epsilon_r(i,j)+\epsilon_r(i,j-1)]/2 \quad (II.34)$$

$$\epsilon_{ry}(i,j)=[\epsilon_r(i,j)+\epsilon_r(i-1,j)]/2 \quad (II.35)$$

$$\epsilon_{rz}(i,j)=[\epsilon_r(i,j)+\epsilon_r(i-1,j-1)+\epsilon_r(i,j-1)+\epsilon_r(i-1,j)]/4 \quad (II.36)$$

Dans les équations (II.32, II.33) les matrices \overline{U}_x , \overline{U}_y , \overline{V}_x et \overline{V}_y sont des matrices carrées, qui dépendent des conditions aux limites dans le domaine de calcul .

II.4. Application de la méthode des différences finies fréquentielle

Dans cette section nous avons utilisé la méthode vectorielle des différences finis fréquentielle FDFD qui utilise le principe du maillage de Yee pour discrétiser la structure de la FMAS [17].

Les valeurs des indices effectifs n_{eff} peuvent être obtenues à des longueurs d'onde différentes en résolvant les équations de maxwell.

En modifiant les paramètres géométriques de la FMAS, des propriétés originales peuvent être obtenues.

La figure (II.3) illustre la structure de la fibre qui est de type hexagonal caractérisée par un diamètre des trous d'air (d), et un pas (Λ) qui désigne la distance entre deux trous adjacents. Le cœur de la fibre est de la silice pure.

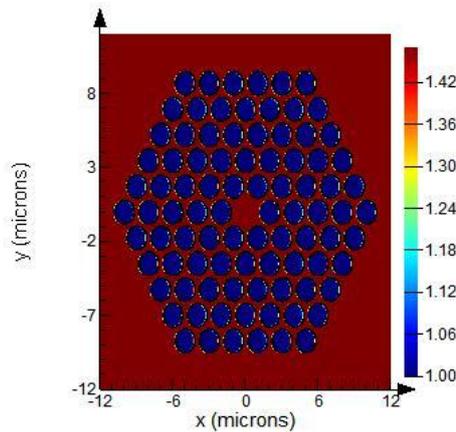


Figure.II.3. Structure de la FMAS par la méthode FDFD.

La distribution du champ électrique est représentée sur la figure (II.4) ci-dessous. On peut observer également que le champ du mode guidé est confiné dans le cœur de la FMAS.

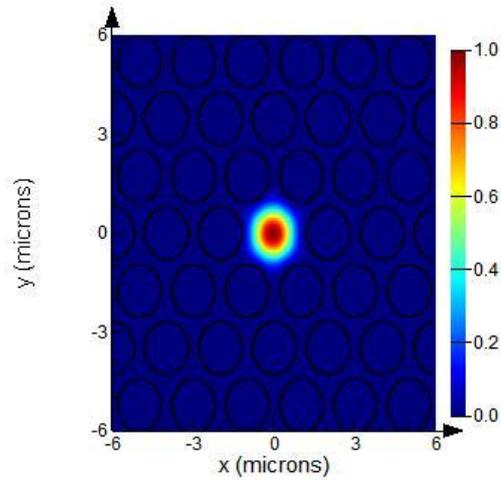


Figure.II.4. Distribution du champ électrique.

Les propriétés de dispersion chromatique ont été calculées selon la méthode des différences finies vectorielle dans le domaine fréquentiel.

La figure (II.5) montre la dépendance de l'indice effectif avec la longueur d'onde pour différents diamètres des trous d'air (d). On remarque que n_{eff} augmente avec le diamètre des trous d'air.

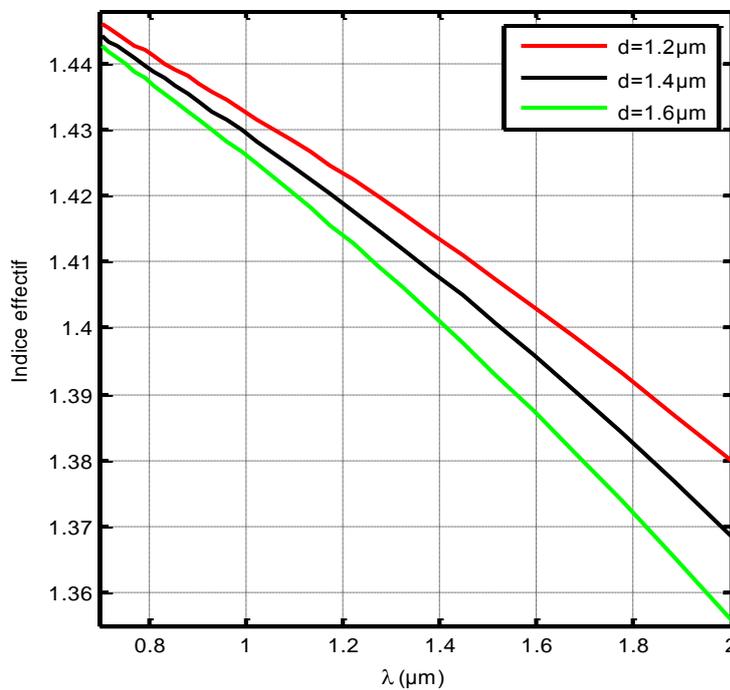


Figure.II.5. Evolution de l'indice effectif en fonction du diamètre des trous d'air d .

La dépendance de la dispersion chromatique avec le diamètre des trous d'air est représentée sur la figure (II.6).

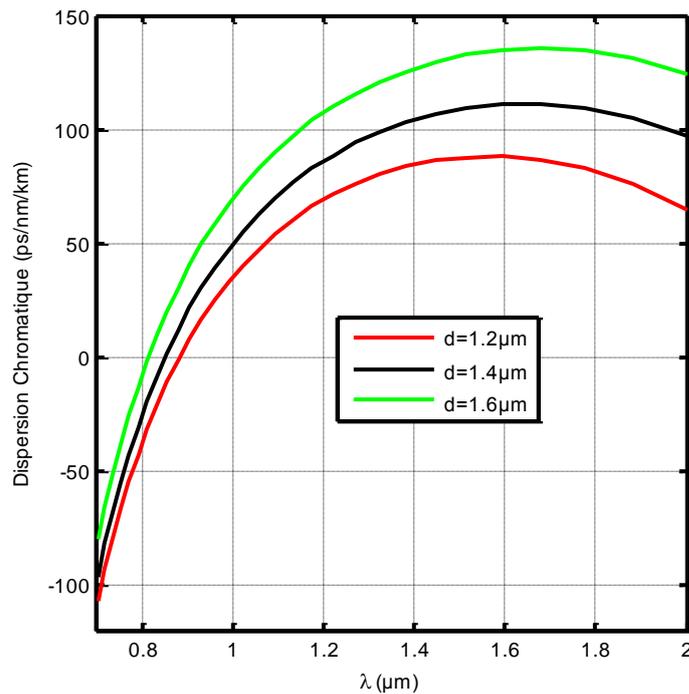


Figure.II.6. Dispersion chromatique pour différents diamètres des trous d'air.

On peut remarquer que pour un diamètre $d=1.4\mu\text{m}$, la FMAS présente un coefficient de dispersion positif d'environ 110 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$. En outre, on observe que la valeur de la dispersion chromatique augmente progressivement avec l'augmentation du diamètre des trous d'air.

III. Méthode des faisceaux propagés (BPM)

La méthode des faisceaux propagés ou (Beam Propagation Method) est la méthode numérique qui simule la propagation d'ondes. La BPM permet de prédire à partir d'un champ électrique incident la distribution du champ à l'intérieur d'un composant optique. Le principe général de cette méthode consiste à diviser la structure guidante en cellules ou tranches élémentaires distantes de Δz , pour ensuite calculer le champ d'une tranche donnée à partir de la précédente. L'idée fondamentale de la BPM scalaire (ou conventionnelle) est de représenter le champ électromagnétique par une superposition d'ondes planes se propageant dans un milieu homogène. Dans le cas où le milieu est inhomogène, la propagation est modélisée par l'intégrale de toutes les ondes planes dans le domaine spectral. L'inhomogénéité du milieu se traduit par une simple correction de phase dans le domaine spatial.

L'algorithme utilisé pour la méthode BPM repose sur une transformée de Fourier à trois dimensions (FFT Fast Fourier Transform).

Cette technique est basée sur un schéma initial de Feit et Fleck [19]. Ainsi, la FFT permet de faire la relation entre le domaine spectral, et le domaine spatial. Toutefois, la BPM vectorielle est nécessaire pour l'analyse de la propagation lumineuse dans des structures à fort contraste d'indice comme c'est le cas des fibres microstructurées air/silice tout en tenant compte des effets de la polarisation.

La méthode repose sur le fait que l'onde optique se propageant dans un guide subit l'influence de deux phénomènes qui sont la diffraction, et la réflexion.

III.1.Approximation scalaire

L'approximation scalaire suppose que la polarisation du champ électrique reste inchangée durant la propagation de la lumière dans la structure guidante.

L'axe de propagation de la fibre est confondu avec l'axe z du repère orthonormée (O,x,y,z) du domaine d'étude. L'approximation scalaire décrit le champ électrique sous la forme : $E(x,y,z,t) = \Phi(x,y,z)e^{-i\omega t}$.

Dans ce cas, le champ électrique \vec{E} dans ce cas est remplacé par un champ scalaire Φ , et l'équation d'onde scalaire, ou bien d'Helmholtz prend alors la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + k^2(x,y,z)\Phi = 0 \quad (\text{II.37})$$

Avec $k(x,y,z) = k_0 n(x,y,z)$

Où k_0 est le nombre d'onde dans le vide défini par : $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$. La géométrie du problème est définie par la distribution de l'indice de réfraction $n(x,y,z)$. La propagation dans une FMAS, suppose que la microstructuration reste parfaitement identique à elle-même le long de la fibre (axe z). Il suffit de définir le profil d'indice transverse de la fibre en tenant compte du fait que la phase du champ Φ change rapidement par rapport à l'enveloppe de propagation. Il est possible de décrire cette variation en introduisant une fonction u tel que :

$$\Phi(x,y,z) = u(x, y, z) \exp(i\beta z) \quad (\text{II.38})$$

Avec β est la constante de propagation du mode. Avec cette notation l'équation (II.36) devient :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\beta \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)u = 0 \quad (\text{II.39})$$

En faisant l'hypothèse que u varie lentement avec z , on pourra négliger le premier terme de l'équation (II.39) par rapport au second terme.

L'équation de base de la BPM en 3 dimensions s'écrit :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{i}{2\beta} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)u \right) \quad (\text{II.40})$$

Le calcul de propagation par la méthode du faisceau propagé nécessite de définir :

- Le profil d'indice spatial $n(x,y,z)$.
- Le champ incident $u(x,y,z=0)$.

L'évolution du champ en n'importe quel point de l'espace $z > 0$ peut être exprimée par la résolution de l'équation (II.40). L'avantage de cette méthode de calcul repose sur la taille de mémoire exploitée à la discrétisation de la structure. La discrétisation est faite selon une maille dans une base orthogonale, d'où le champ est défini par un nombre discret de points dans le plan (x,y) et suivant un nombre discret des plans reliant la direction de propagation (z). Pour modéliser correctement le champ dans un plan donné, il est nécessaire que le pas du maillage (le nombre de points) soit suffisamment important dans le plan (xy) [21].

Pour la résolution de l'équation (II.40), la majorité des méthodes de BPM utilisent des techniques numériques "standard" du type décomposition en série de Fourier [22], ou des algorithmes de Crank-Nicholson [23,24]. Les conditions aux limites appliquées sont des conditions TBC (pour Transparent Boundary Conditions) qui jouent un rôle d'un matériau absorbant sur le long des frontières du domaine étudié. Cette condition est nécessaire pour annuler les réflexions de l'onde sur les limites du domaine de calcul [21].

III.2. BPM vectorielle

Lorsque la lumière se propage dans un guide optique, un changement de polarisation peut avoir lieu avec un effet de couplage entre les différents modes. Dans ce cas, on doit faire appel à la BPM vectorielle.

Les conséquences liées à la polarisation de l'onde peuvent être prises en compte en considérant le champ électrique \vec{E} comme un vecteur dans l'équation (II.40) [25,26].

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = A_{xx}u_x + A_{xy}u_y \quad (\text{II.41})$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = A_{yx}u_x + A_{yy}u_y \quad (\text{II.42})$$

Les équations peuvent être formulées en termes de composantes transverses du champ (E_x et E_y). Il en découle le système d'équations couplées pour les champs lentement variables (u_x et u_y) suivant [25] :

$$A_{xx}u_x = \frac{i}{2\beta} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} u_x + (k^2 - \beta^2) u_x \right) \quad (\text{II.43})$$

$$A_{yy}u_y = \frac{i}{2\beta} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} u_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + (k^2 - \beta^2) u_y \right) \quad (\text{II.44})$$

$$A_{yx}u_x = \frac{i}{2\beta} \left(\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} n^2 u_x \right] - \frac{\delta^2}{\delta y \delta x} u_x \right) \quad (\text{II.45})$$

$$A_{xy}u_y = \frac{i}{2\beta} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} n^2 u_y \right] - \frac{\delta^2}{\delta x \delta y} u_y \right) \quad (\text{II.46})$$

Les opérateurs A_{xx} et A_{yy} représentent la liaison en polarisation des différents modes. Ce qui se traduit physiquement par des constantes de propagation différentes, ainsi que par des pertes par courbure, et des champs de formes différentes selon que l'on soit suivant un mode TE ou TM.

Les termes non diagonaux (A_{xy} et A_{yx}) représentent les couplages entre les différentes polarisations. Dans cette configuration, on parle couramment de BPM totalement vectorielle. Le choix simplificateur $A_{xy} = A_{yx} = 0$, implique une approximation semi vectorielle. Dans ce cas, les différentes composantes transverses des champs sont découplées.

III.3. Validation de la méthode des faisceaux propagés (BPM)

Avant d'effectuer une simulation, il est nécessaire de définir :

- Le profil d'indice de réfraction du guide étudié.
- La longueur d'onde de travail.
- La longueur de propagation
- La distribution du champ transverse appliqué sur la face d'entrée de la fibre optique.

Le pas de propagation Δz doit être également spécifié. Le choix de sa valeur doit être un compromis entre précision, et vitesse de calcul. Une étude préliminaire d'optimisation doit être réalisée afin de voir la convergence en fonction du pas du calcul sur une courte longueur de propagation. Le logiciel commercial de calcul BeamProp est basé sur la méthode BPM pour déterminer les principales propriétés optiques au sein des fibres optiques. A l'aide de ce logiciel, nous avons pu étudier les propriétés des FMAS.

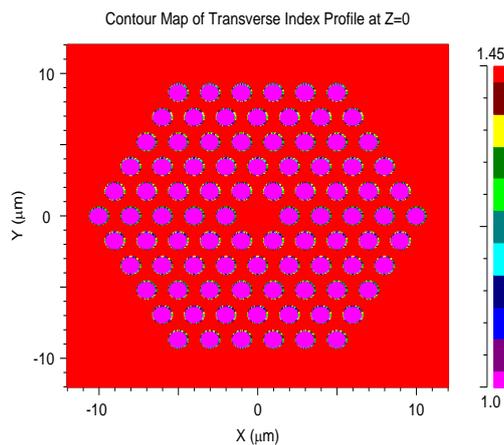


Figure.II.7. Structure d'une FMAS hexagonale.

A cet effet, on a fait le choix d'une FMAS de type hexagonal, et dont le profil d'indice (compris entre 1 et 1.45) est représenté par la figure (II.7).

Les paramètres opto-géométriques de la structure sont les suivantes :

- diamètre des trous d'air $d=1.6\mu\text{m}$.
- le pas entre deux trous d'air $\Lambda=2.1\mu\text{m}$.

Pour simuler la propagation du champ, on a choisi les pas de discrétisations suivants :

$\Delta x=\Delta y=0.25\mu\text{m}$ et $\Delta z=0.5\mu\text{m}$.

La simulation de la propagation du champ est représentée par la figure (II.8).

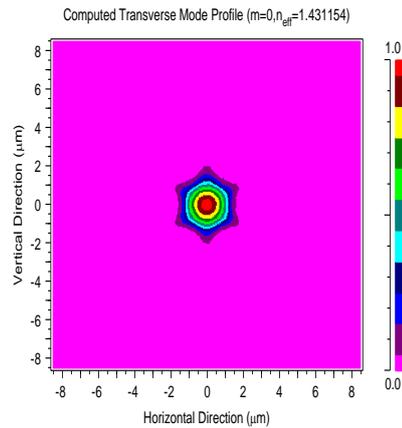


Figure.II.8. Simulation de la propagation du champ dans une FMAS de type hexagonal.

a. Influence du diamètre des trous d'air (d) sur la dispersion chromatique

La variation de l'indice effectif pour différents diamètres des trous d'air est illustrée sur la figure (II.9). Cette dernière montre que l'indice effectif diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde, et avec le diamètre des trous d'air.

La figure (II.9) de droite traduit le comportement de la dispersion chromatique pour différents diamètres des trous d'air.

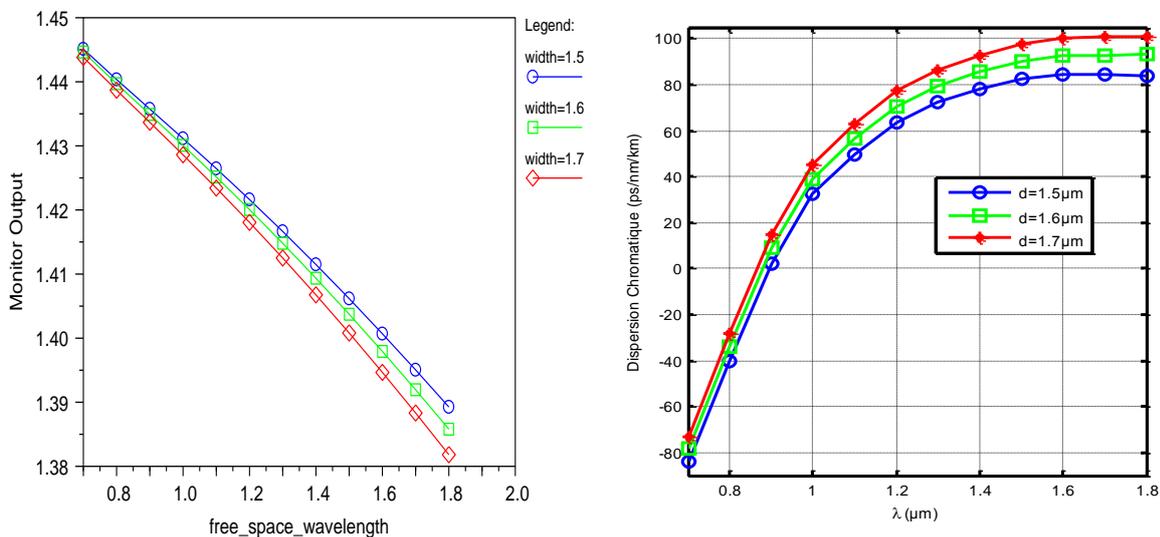


Figure.II.9. Variations de l'indice effectif, et de la dispersion chromatique pour différents diamètres des trous d'air (d).

b. Influence du pas sur la dispersion chromatique

La figure (II.10) montre l'influence du pas (Λ) entre deux trous d'air adjacents sur la dispersion chromatique.

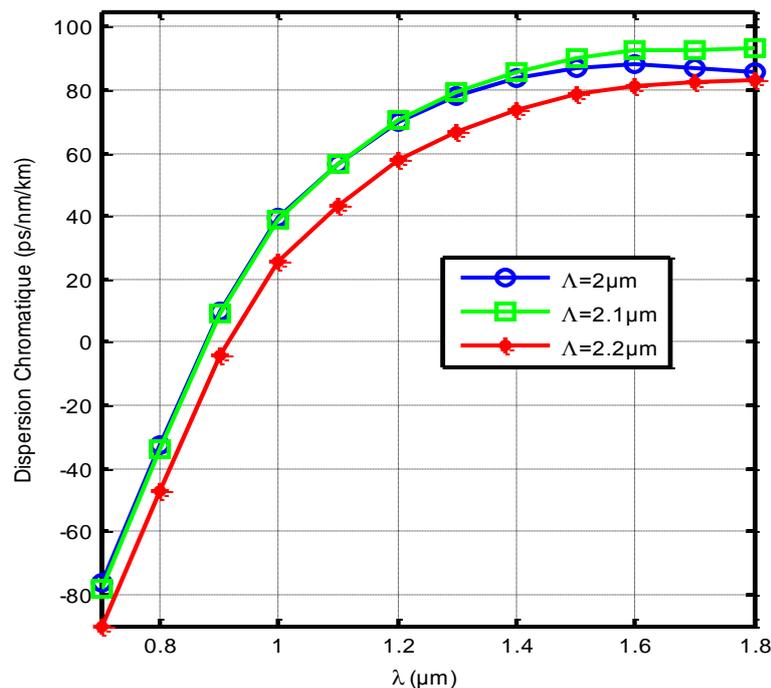


Figure.II.10. Variations de la dispersion chromatique pour différents pas (Λ).

On peut observer sur la figure (II.10) que la valeur de la dispersion chromatique augmente avec la variation du pas.

Ces différentes simulations nous ont permis de mettre en valeur les propriétés originales des FMAS comme les fibres à dispersion aplatie, et les fibres à dispersion nulle.

IV. Méthode des éléments finis (FEM)

La méthode des éléments finis (Finite Element Method) est apparue vers 1940. A ses débuts, elle était appliquée principalement pour résoudre les problèmes de mécanique des structures. La première utilisation dans le domaine du génie électrique, et en particulier dans le domaine de l'électromagnétisme remonte à la fin des années 1960.

Cette méthode de modélisation consiste à diviser le domaine d'étude en sous-espaces élémentaires, avec des conditions aux limites pour arriver à des solutions uniques.

La première phase est celle du maillage de la structure étudiée. Les sous-espaces sont appelés les éléments du maillage. Sur un nombre fini de points positionnés dans chaque élément, des fonctions approximatives de la solution finale sont définies sur chacun de ces éléments.

Les valeurs nodales obtenues sont appelées les degrés de liberté.

Comme c'est le cas pour la BPM, il existe également deux approches pour la FEM :

- méthode des éléments finis scalaire [27].

- méthode des éléments finis vectorielle [28].

La méthode des éléments finis scalaire est la forme la plus simple qui trouve son application uniquement dans les milieux homogènes. L'approche scalaire est inappropriée pour résoudre les modes guidés dans les FMAS. Aussi, dans le cadre de nos travaux, on va retenir la méthode des éléments finis vectorielle. Une meilleure convergence de la solution est obtenue avec la FEM vectorielle. Pour déterminer la valeur de la dispersion chromatique, et les pertes de confinement dans ce type de fibres, des couches parfaitement absorbantes PML (couche parfaitement adaptée) sont utilisées [29]. Rappelons les équations de Maxwell :

$$\nabla \times E = -j\omega\mu_0[\mu_r]H \quad (II.47)$$

$$\nabla \times H = -j\omega\epsilon_0[\epsilon_r]E \quad (II.48)$$

Où ω est la fréquence angulaire, μ_0, ϵ_0 sont respectivement la perméabilité, et la permittivité du vide. $[\mu_r]$ et $[\epsilon_r]$ sont respectivement les tenseurs de perméabilité, et de permittivité relatives du milieu qui sont donnés par [29] :

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (II.49)$$

$$[\epsilon_r] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (II.50)$$

De l'équation (II.47) et (II.48), on peut en déduire l'équation d'onde suivante :

$$\nabla \times ([P]\nabla \times \varphi) - k_0^2[q]\varphi = 0 \quad (II.51)$$

Où $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ est le vecteur d'onde dans le vide, φ désigne le champ scalaire du champ électrique E, ou bien du champ magnétique H. Les tenseurs [p], [q] prennent dans ce cas la forme suivante [29] :

Pour $\varphi = E$

$$[p] = \begin{bmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix}^{-1} \quad (II.52)$$

$$[q] = \begin{bmatrix} q_{xx} & q_{xy} & q_{xz} \\ q_{yx} & q_{yy} & q_{yz} \\ q_{zx} & q_{zy} & q_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (II.53)$$

Pour $\varphi=H$

$$[p]=\begin{bmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}^{-1} \quad (\text{II.54})$$

$$[q]=\begin{bmatrix} q_{xx} & q_{xy} & q_{xz} \\ q_{yx} & q_{yy} & q_{yz} \\ q_{zx} & q_{zy} & q_{zz} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{II.55})$$

Dans ce chapitre, la FMAS est étudiée en deux dimensions dans le plan (x,y). Elle est supposée uniforme le long de la direction z.

La répartition du champ des modes de propagation peut être exprimée sous la forme suivante :

$$\varphi(x,y,z)=\varphi_t(x,y)+\hat{z}\varphi_z(x,y) \quad (\text{II.56})$$

Où φ_t et φ_z sont respectivement les composantes transversales, et longitudinales du champ φ .

IV.1. Discrétisation du problème physique

Le profil transverse de la FMAS est représenté dans le plan (xOy). Une réduction du domaine d'étude peut être effectuée comme le montre la figure (II.11) [30].

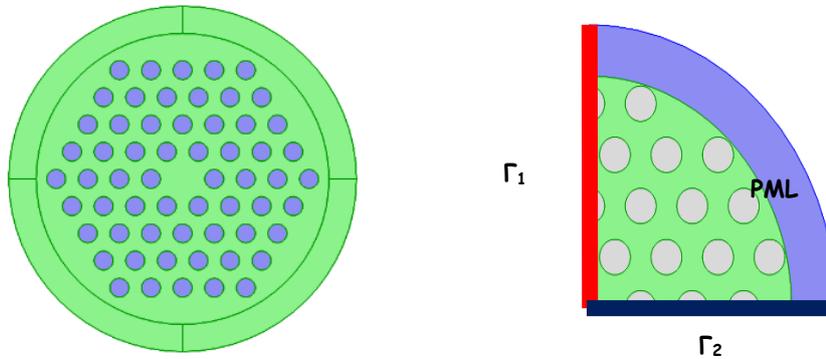


Figure.II.11. Réduction du domaine d'étude de la FMAS.

IV.2. Réduction du domaine d'étude

La modélisation par éléments finis nécessite la division du domaine d'étude en éléments géométriques simples (lignes, triangle, ou tétraèdre par exemple suivant la dimension de ce domaine). La méthode des éléments finis produit une fonction d'approximation par élément qu'il est toujours intéressant de réduire en exploitant ses symétries, qui a pour conséquence de réduire le temps de calcul sans impacter sur la qualité de la modélisation. Dans le cas d'une FMAS, la géométrie reste invariante longitudinalement (suivant z) [30].

En outre, la modélisation par les équations de Maxwell permet de calculer les composantes longitudinales des champs électromagnétiques à partir de leurs composantes transverses (dans le plan (xOy)) [30].

En effet, dans le domaine d'étude à 3 dimensions, la réduction du domaine en deux dimensions est nécessaire pour minimiser le temps de calcul. La figure (II.11) montre la réduction du domaine d'étude.

IV.3. Conditions aux limites

Les conditions définies sur les parties des bordures Γ_1 et Γ_2 (figure II.11) nécessitent de prendre en considération la symétrie du guide, ainsi que celle du champ électromagnétique.

Ces conditions sont conçues à l'aide des courts circuits électriques (murs électriques CCE) et des courts circuits magnétiques (murs magnétiques CCM) [30].

IV.3.1. Condition de mur magnétique

Γ_m est le contour sur lequel on utilise un court-circuit magnétique, et \vec{n}_m étant le vecteur unitaire normal à ce contour. Le champ électrique \vec{E} , et le champ magnétique \vec{H} satisfont aux équations suivantes [30] :

$$\vec{n}_m \wedge \vec{H} = \vec{0} \quad (\text{II.57})$$

$$\vec{n}_m \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{II.58})$$

$$\vec{n}_m \wedge \vec{E} = \vec{J}_m \quad (\text{II.59})$$

IV.3.2. Condition de mur électrique

Mentionnons que Γ_e est le bord limite où on applique la condition de court-circuit électrique, \vec{n}_e étant le vecteur unitaire normal à ce bord limite. Dans le contour Γ_e , les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} sont tels que [30] :

$$\vec{n}_e \wedge \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{II.60})$$

$$\vec{n}_e \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{II.61})$$

$$\vec{n}_e \wedge \vec{H} = \vec{J}_e \quad (\text{II.62})$$

Pour le mur électrique, la direction du vecteur champ électrique est perpendiculaire à Γ_e , et celle du vecteur du champ magnétique est parallèle à Γ_e .

IV.3.3. Les couches parfaitement absorbantes (PML)

Une couche parfaitement absorbante (en anglais *Perfectly matched layer*, PML) est une couche artificielle absorbante. Elle est souvent exploitée pour réduire les domaines de calcul dans les méthodes numériques de simulation de problèmes à frontières ouvertes, notamment dans les méthodes des différences finies (FDTD), et la méthode des éléments finis (FEM).

Le rôle principal d'une couche absorbante PML est le fait qu'elle est composée de telle sorte que les ondes incidentes ne se réfléchissent pas à l'interface.

Cette propriété permet aux couches absorbantes PML d'absorber fortement toutes les ondes sortant d'un domaine de calcul sans les renvoyer dans ce domaine [31].

L'utilisation des couches parfaitement absorbantes pour les FMAS permet de déterminer la valeur des pertes de confinement.

Une couche absorbante peut également être utilisée pour trouver la partie complexe de l'indice effectif.

La région PML peut être considérée comme un absorbeur parfait avec une certaine valeur de la conductivité. Cependant, la conductivité optimisée est calculée à partir de certaines équations [31].

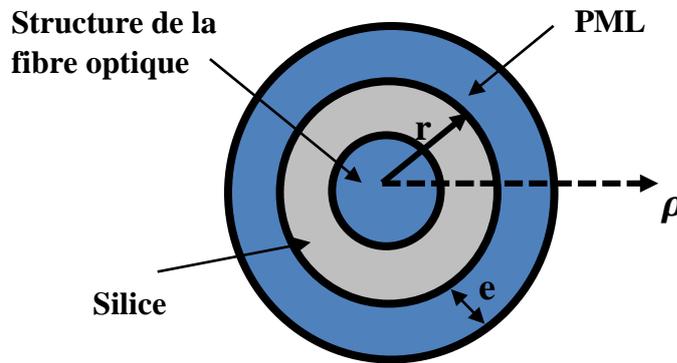


Figure. II. 12. Structure d'une couche parfaitement absorbante (PML).

Les équations dans la région PML sont les suivantes :

$$\Delta \times \vec{H} = j\omega n^2 s \vec{E} \tag{II.63}$$

$$\Delta \times \vec{E} = j\omega \mu_0 s \vec{H} \tag{II.64}$$

$$s = 1 - j \frac{\sigma_e}{\omega n^2 \epsilon_0} = 1 - j \frac{\sigma_m}{\omega \mu_0} \tag{II.65}$$

\vec{E} : Champ électrique.

\vec{H} : Champ magnétique.

σ_e : Conductivité électrique de la couche absorbante PML.

σ_m : Conductivité magnétique de la couche absorbante PML.

Pour éviter les réflexions, il faut que la conductivité dans la région PML soit maximale [32] :

$$s = \begin{cases} 1 - j \cdot k \left(\frac{\rho - r_{in}}{e} \right)^2 & \text{Dans la couche PML} \\ 1 & \text{Ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II.66})$$

e est l'épaisseur de la couche PML qui est idéalement un multiple de la longueur d'onde. k est donné par la relation suivante [32] :

$$k = \frac{3\lambda}{4\pi n_e} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{II.67})$$

Où R est le coefficient de réflexion du champ électromagnétique, défini par [32] :

$$R = \exp \left[-2 \frac{\sigma_{max}}{n \epsilon_0 n_0} \int_0^d \left(\frac{\rho}{d} \right)^m d\rho \right] \quad (\text{II.68})$$

La conductivité maximale s'exprime dans ce cas de la manière suivante :

$$\sigma_{max} = \frac{m+1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 c n}{d} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{II.69})$$

m est l'ordre polynomial de la conductivité. Ces équations impliquent qu'un minimum de réflexion se produira pour une conductivité maximale. L'étape suivante repose sur le maillage de la structure étudiée, qui influe sur la solution finale du domaine étudié.

Dès que la structure de la FMAS est maillée, le solveur du logiciel démarre le calcul afin de déterminer les modes ainsi que les indices effectifs.

IV.4. Influence de la nature du maillage

Dans notre étude, les détails physiques (contour d'un trou d'air) vont être découpés en domaines élémentaires qui vont influencer sur la précision des résultats. Il est nécessaire de caractériser la précision du calcul en fonction des différents paramètres du maillage. La figure (II.13) représente le maillage d'une partie de la FMAS [21]:

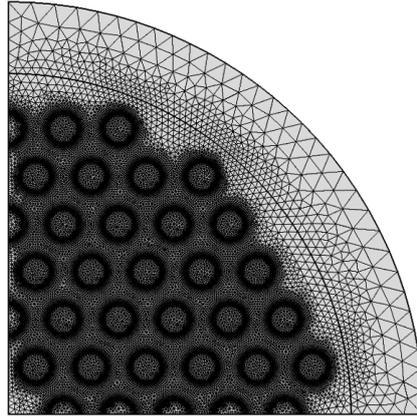


Figure.II.13. Maillage d'une structure de FMAS avec un taux de croissance $T_{cr}=1.2$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.1$.

Trois principaux paramètres peuvent influencer les résultats de calcul :

- Taux de croissance des éléments (T_{cr}) :

Il détermine le pourcentage maximal avec lequel les éléments peuvent croître d'un domaine avec des petits éléments vers une région avec des éléments de plus grande taille. Ce taux est compris entre 1 et 2 [21].

- Facteur de courbure (F_{co}) :

Il détermine la taille des éléments par rapport à la courbure des interfaces géométriques c'est-à-dire entre un trou d'air et la silice. Le facteur de courbure est un nombre strictement positif inférieur à 1. Plus ce facteur est petit, plus le maillage est affiné au niveau des interfaces (courbes)[21].

- La taille maximale des éléments (S_{max}) :

Il détermine la distance maximale entre deux nœuds sur tout le domaine maillé. Un taux de croissance élevé réduit le nombre d'éléments dans les zones uniformes (silice), ce qui réduit la taille mémoire nécessaire pour le calcul. Un taux de croissance élevé donne une irrégularité du maillage entre les zones périphériques des trous d'air, et les zones extérieures. Un facteur de courbure F_{co} trop élevé peut conduire à une mauvaise discrétisation de la forme du trou d'air (figure.II.14) [21].

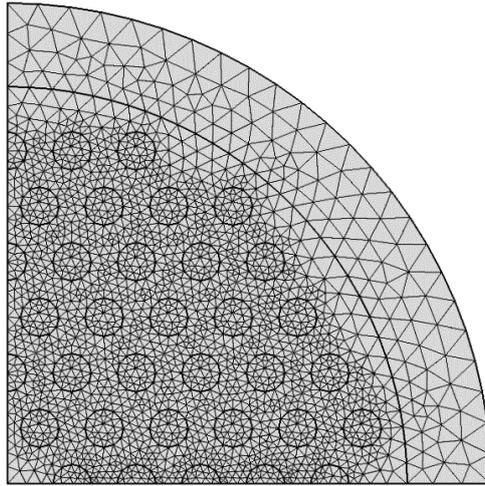


Figure.II.14. Maillage d'une FMAS avec un taux de croissance $T_{cr}=1.3$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.5$.

La diminution du facteur de courbure F_{co} , peut conduire à un bon maillage des trous d'air comme le montre la figure (II.15.a).

Nos calculs ont été réalisés en appliquant un taux de croissance $T_{cr} = 1.3$ et un facteur de courbure $F_{co} = 0.3$ ainsi qu'une taille maximale des éléments S_{max} de l'ordre de $\lambda/4$ pour des longueurs d'onde de l'ordre de $\lambda=0.4\mu m$. de même, $S_{max}=\lambda/10$ pour $\lambda=1.55\mu m$.

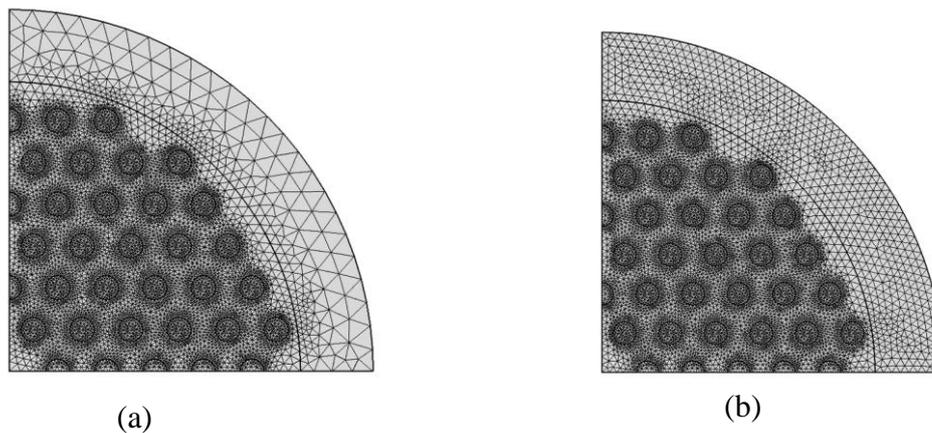


Figure.II.15. Maillage d'une FMAS : (a) taux de croissance $T_{cr}=1.3$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.3$ (b) : taux de croissance $T_{cr}=1.3$, et un facteur de courbure $F_{co}=0.3$, $S_{max} = \lambda/10$.

La figure (II.16) représente l'influence des paramètres sur le maillage d'une FMAS :

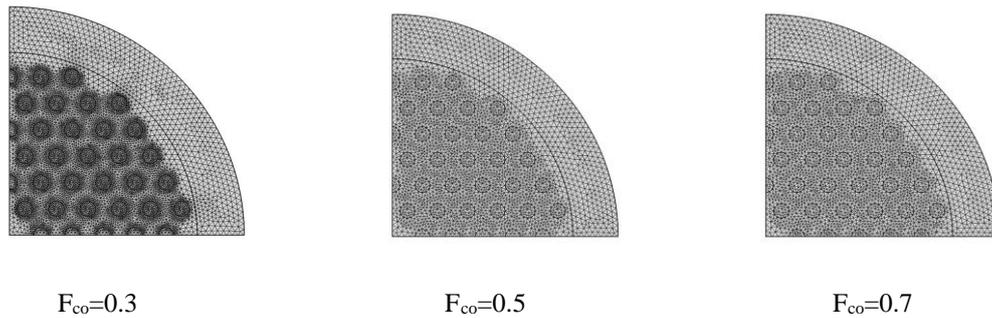


Figure.II. 16. Influence du facteur de courbure F_{co} sur le maillage de la FMAS.

Les indices effectifs des différents modes de propagation peuvent être déterminé par la méthode des éléments finis. On peut aussi en déduire certaines propriétés optiques telles que la dispersion chromatique, la biréfringence, ou bien l'aire effective.

IV.5. Application de la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis vectorielle avec des couches absorbantes a été appliquée à une FMAS de type hexagonal.

La FMAS étudiée est constituée de 4 couronnes de trous d'air comme le montre la figure (II.11). Dans un premier temps, nous avons fait varier le diamètre des trous d'air en fixant la valeur du pas à $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

La valeur de l'indice effectif réel a été calculée dans la gamme de longueurs d'onde allant de $0.7 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$ comme on peut l'observer sur la figure (II.17). Nous avons remarqué que la partie réelle de l'indice effectif diminue avec l'augmentation du diamètre du trou d'air. La partie réelle de l'indice effectif est de l'ordre 1.41370 à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$ lorsque le diamètre des trous d'air est $d=1.38\mu\text{m}$.

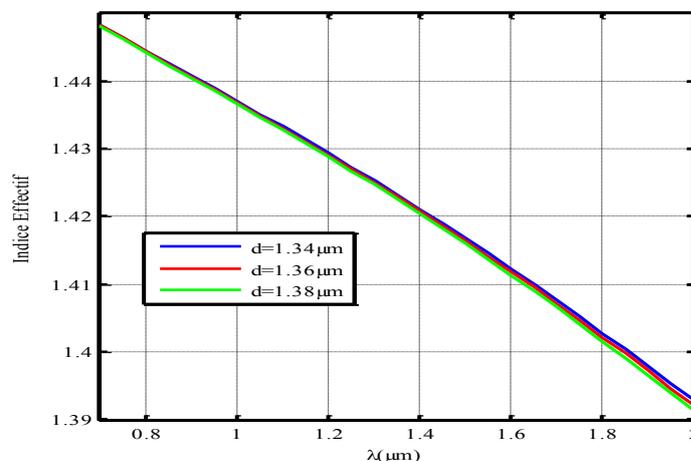


Figure.II.17. Variation de l'indice effectif pour différents diamètres des trous d'air d .

La figure (II.18) montre la distribution du champ électrique, ainsi que le confinement du mode fondamental dans le cœur de la FMAS à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

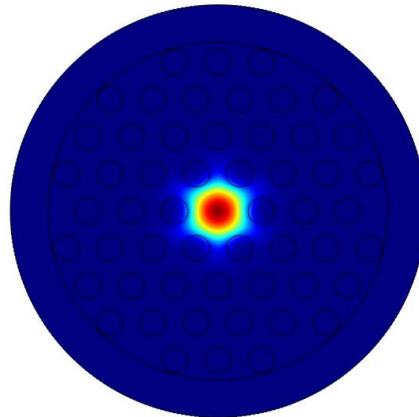


Figure.II.18. Distribution du champ électrique à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

La partie imaginaire de l'indice effectif est un paramètre important pour le calcul des pertes de confinement des FMAS. La figure (II.19) représente la variation de la partie imaginaire de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différents diamètres des trous d'air. On peut également noter sur cette figure, que la partie imaginaire de l'indice effectif diminue avec l'augmentation de diamètre des trous d'air.

La valeur de l'indice effectif imaginaire est d'environ 1.34380×10^{-11} à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$, pour un diamètre du trou d'air (d) égal à $1.38\mu\text{m}$.

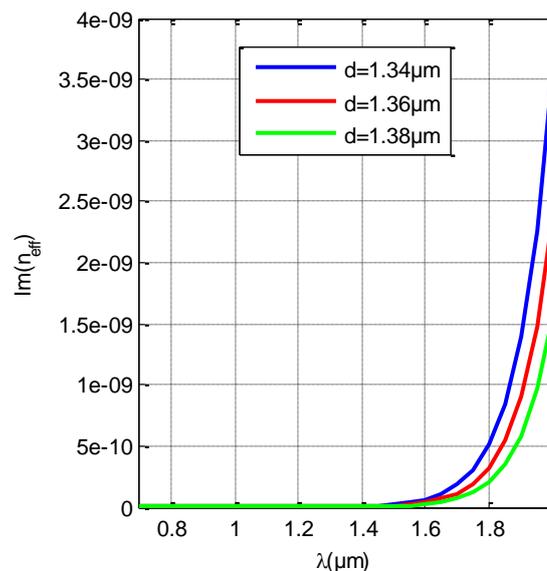


Figure.II.19. Variation de la partie imaginaire de l'indice effectif pour différents diamètres des trous d'air d .

La figure (II.20) illustre la variation de l'indice effectif de notre FMAS en fonction de la longueur d'onde, et ceci pour différents diamètres des trous d'air.

On peut constater que les pertes de confinement diminuent avec l'augmentation du diamètre des trous d'air, et de la longueur d'onde. Les pertes de confinement sont de l'ordre de 4.7315×10^{-1} dB/km à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$, et pour un diamètre des trous d'air égal à $d=1.38\mu\text{m}$.

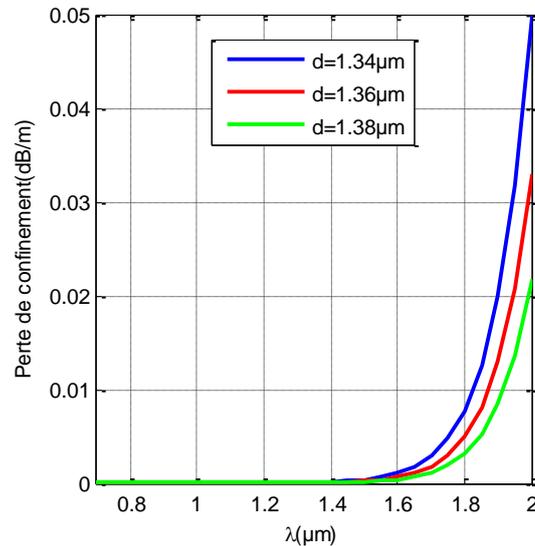


Figure.II.20. Variations des pertes de confinement pour différents diamètres des trous d'air d.

V. Comparaison entre les méthodes de modélisation

Dans cette section, on se propose d'appliquer la méthode des éléments finis vectorielle FV-FEM pour calculer les valeurs de l'indice effectif du mode fondamental de la FMAS, afin de les comparer ensuite avec d'autres méthodes numériques [33,34], et analytiques.

V.1. Fibre microstructurée air/silice

Dans cette sous-section, nous appliquons plusieurs méthodes de modélisation à savoir la méthode des éléments finis vectorielle, méthode des différences finies fréquentielle afin d'étudier les propriétés de guidage d'une FMAS (figure.II.21).

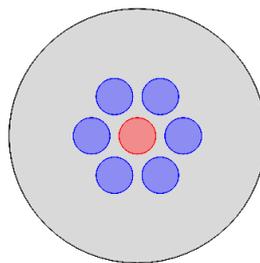


Figure.II.21. Structure d'une FMAS.

Les caractéristiques modales de ce type de FMAS peuvent être obtenues avec précision en utilisant la méthode multipolaire [35]. Le tableau (II.1) illustre les valeurs des indices effectifs du mode fondamental calculés par plusieurs méthodes. On observe que les valeurs obtenues par la méthode des éléments finis, et la méthode des différences finies sont en accord avec celles de la méthode multipolaire qui est de 1.4353607 [35].

	Indice effectif n_{eff}
Méthode des éléments finis FVFEM	1.435356
Méthode des différences finies FDFD	1.435345
Lusse et al (FDTD) [35]	1.4352809
Huang et al (FV-BPM) [34]	1.4353577

Tableau.II.1. Comparaison des valeurs de l'indice effectif de la FMAS obtenues.

La figure (II.22) montre la distribution du champ électrique du mode fondamental de la FMAS. La figure (II.23) présente la courbe de dispersion de guidage obtenue à partir de la méthode des éléments finis, et de la méthode multipolaire avec de faibles différences.

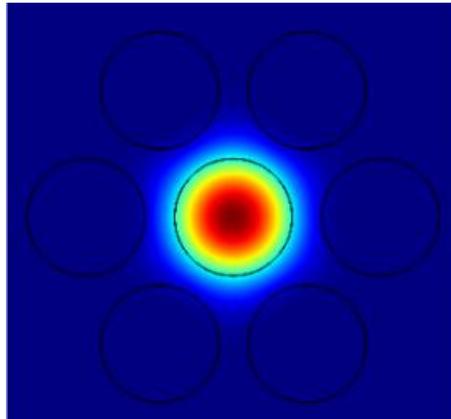


Figure.II.22. Distribution du champ électrique dans une FMAS.

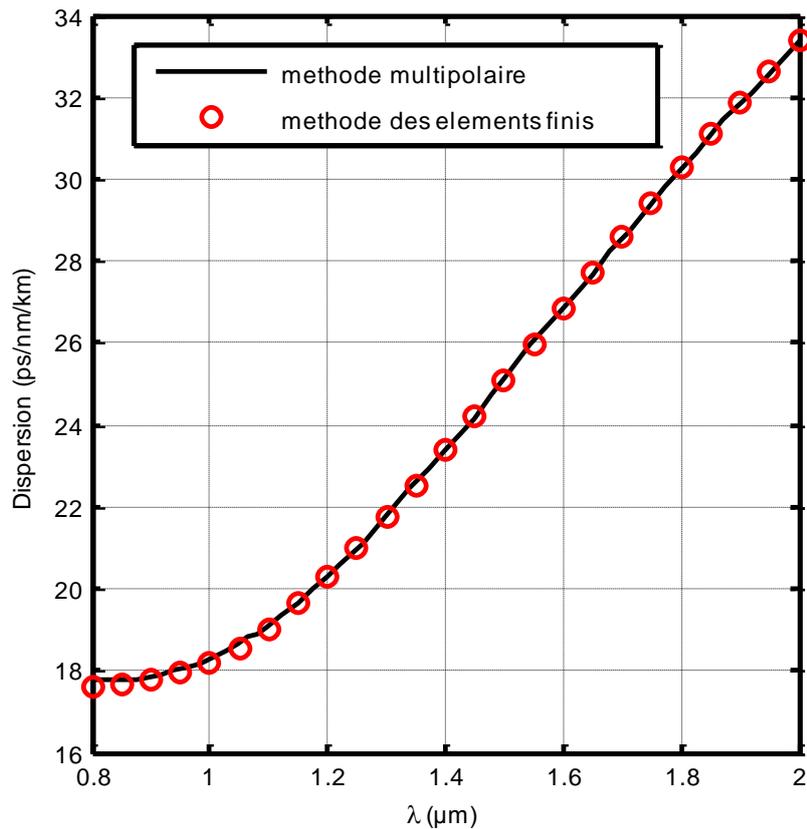


Figure.II.23. Comparaison entre la méthode des éléments finis, et la méthode multipolaire.

VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principales techniques utilisées pour la modélisation des FMAS à savoir la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), la méthode des faisceaux propagés (BPM), ainsi que la méthode des éléments finis (FEM).

Une comparaison entre les différentes méthodes en termes d'indice effectif du mode fondamental a été présentée dans le cas d'une fibre optique conventionnelle à saut d'indice, et d'une FMAS. Nous avons montré également que la méthode des éléments finis vectorielle est une méthode de modélisation très précise, et puissante qui permet d'étudier les différentes propriétés de guidage des FMAS, et ceci quel que soit la complexité de la structure.

Le tableau (II.2) ci-dessous récapitule les principaux avantages, et inconvénients des principales méthodes numériques :

<i>Méthodes</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
MM [36]	<ul style="list-style-type: none"> • Estimation des pertes • Calcul exact • Utilisation des symétries 	Pas de profils d'indices quelconques
FDFD [35]	<ul style="list-style-type: none"> • Approche très générale • Structures arbitraires 	Requiert une quantité de mémoire vive importante
MEF [30]	<ul style="list-style-type: none"> • Précise • Totalelement vectorielle • Profils d'indices quelconques • Temps de calcul court 	Requiert une quantité de mémoire vive importante
BPM [37]	<ul style="list-style-type: none"> • Disponible commercialement • Calcul avec β complexe • Profils d'indices quelconques 	Relativement imprécise

Tableau.II.2. Avantages et inconvénients des différentes méthodes numériques.

Références

- [1] A. Taflove, C. H. Susan, Computational Electrodynamics: The finite Difference Time Domain Method, Artech House, Boston (1998).
- [2] J. Schneider, S. Hudson, The finite difference time domain method applied to anisotropic material, IEEE Trans, Antennas Propag,41 (1993) 994-999.
- [3] F. Hunsberger, R. J. Luebbers, Finite difference time domain analysis of gyrotropic media. I: magnetized plasma. IEEE Trans. Antennas Propag, 40 (1992) 1489-1495.
- [4] A. Zhao, An efficient FDTD algorithm for the analysis of microstrip patch antennas printed on a general anisotropic dielectric substrate, IEEE Trans. Microw. Theory Tech, 47 (7) (1999) 1142-1146.
- [5] K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problem involving Maxwell's equations in isotropics media, IEEE Trans, Antennas Propag, (1966) 302-307.
- [6] M. Grillet, cristaux photoniques et intégration photonique, Thèse de doctorat de l'université de Lyon (2003).

- [7] Y. Désières, Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux II-V à base de structures à bandes interdites de photons, INSA Lyon (2001).
- [8] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure. *Nature*, 107 (2000) 608-610.
- [9] M. Imada et al, Channel drop filter using a single defect in a 2-D photonic crystal slab waveguide. *Journal of light wave technology*, 20(5) (2002).
- [10] Z. Zhu, T. G. Brown, Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers, *Optics Express*, 10(17) (2002) 853-864.
- [11] M. S. Stem, Semivectorial polarized finite difference method for optical waveguides with arbitrary index profiles, *IEE Proc. 1. Optoelectron*, 135 (1988) 56-63.
- [12] W. P. Huang, C. L. Xu, Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29 (1993) 2639-2649.
- [13] W. P. Huang, C. L. Xu, S. T. Chu, S. K. Chaudhuri, The finite-difference vector beam propagation method Analysis and assessment, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1(1992) 295-305.
- [14] K. Bierwirth, N. Schulz, F. Arndt, Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, 34 (1986) 1104-1113.
- [15] H. Dong, A. Chronopoulos, J. Zou, A. Gopinath, Vectorial integrated finite-difference analysis of dielectric waveguides, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 1(11)(1996)1559-1563.
- [16] P. Uisse, P. Stuwe, J. Schtile, H. G. Unger, Analysis of vectorial mode fields in optical waveguides by a new finite difference method, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 12 (1994) 487-493.
- [17] K. S. Vee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *Antennas Propagation*, 14 (1966).
- [18] K. S. Kunz, R. 1. Luebbers, *The finite difference time domain method for electromagnetics*, CRC, Boca Raton, (1993).
- [19] M. Feit, J. Fleck, An analysis of intersecting diffused channel waveguides, *IEEE journal of quantum electronics* 21(11) (1985) 1799-1805.
- [20] O. Mitomi, K. Kasaya, Wide-angle finite-element beam propagation method using Pade approximation, *Electronics Letters*, 33(17) (1997) 1461-1462.
- [21] E. Kerrinckx, *Les microstructurations dans les fibres optiques*, Thèse de doctorat, Lille 1, (2005).

- [22] M. D. Feit , J. A. Fleck, Light propagation in graded index optical fibers, *Appl. Opt*, 17 (1978) 3990-3998.
- [23] D. Yevick , B. Hermansson, Efficient beam propagation techniques, *J. Quantum. Electron*, 26 (1990) 109-112.
- [24] R. Scarmozzino, R. M. Osgood, Comparison of finite difference and Fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated optics applications, *J. Opt. Soc. Am. A*, 8 (1991).
- [25] R. Clauberg, P. V. Allmen, Vectorial beam propagation method for integrated optics, *Electron. Lett*, 27(1991).
- [26] W. P. Huang, C. L. Xu, Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full vector beam propagation method, *J. Quantum. Electron*, 29 (1993).
- [27] M. Koshiha, K. Hayata, M. Suzuki, Approximate scalar finite element analysis of anisotropic optical waveguides, *Electron. Lett*, 18 (10)(1982) 411-413.
- [28] M. Koshiha, K. Hayata, M. Suzuki, Finite element formulation in terms of the electric-field vector for electromagnetic waveguide problems, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*, 33(10) (1985) 900-905.
- [29] S. S. Mishra, V. K. Singh, Comparative study of fundamental properties of honey comb photonic crystal fiber at 1.55 μm wavelength, *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, 10(2) (2011) 343-354.
- [30] A. Peyrilloux, Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques, Thèse de doctorat, Institut Fresnel, (2003).
- [31] COMSOL Multiphysics, Version 4.3, (2012).
- [32] P. Viale, S. Février, F. Gérôme, H. Vilard, Confinement Loss Computations in Photonic Crystal Fibres using a Novel Perfectly Matched Layer Design, Excerpt from The Proceedings of the COMSOL Multiphysics User's Conference, Paris, (2005).
- [33] W. P. Huang, C. L. Xu, Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method, *IEEE J. Quantum Electron*, (1993) 2639-2649.
- [34] P. Lüsse, P. Stuwe, J. Schüle, H. G. Unger, Analysis of vectorial mode fields in optical waveguides by a new finite difference method, *J. Lightwave Technol.* 12 , (1994) 487-493.
- [35] Z. Zhu, T. G. Brown, full vectorial finite difference analysis of microstructured optical fibers, *Opt. Express*, 10(17) (2002)853-864.
- [36] T. P. White, B. T. Kuhlmey, R. C. Mc Phedran, D. Maystre, G. Renversez, C. Martinj De Streke, L. C. Booten, Multipole method for microstructured optical fibers I. Formulation, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 (2002) 2322-2330 .

- [37] L. Fogli, P. Bassi, G. Bellanca, S. Trillo, Full vectorial BPM modelling of index-guiding photonic crystal fibers and couplers, Opt. Express, 10 (2002) 54-59.

Chapitre III:

Résultats

I. Introduction

Les différentes études entreprises sur les FMAS attestent, et confirment leurs propriétés uniques par rapport aux fibres standard. Une première application de ces fibres concerne la dispersion chromatique. C'est dans ce contexte, que le présent chapitre est dédié aux propriétés de guidage dans les FMAS dans le but d'obtenir un grand coefficient de dispersion chromatique.

Ces fibres sont apparues pour la première fois en 1996, et qui sont composées par deux cœurs concentriques pouvant supporter deux supermodes : un mode interne, et un mode externe. Par une conception appropriée, ces deux modes se rejoignent dans une longueur d'onde appelée la longueur d'onde de phase sur laquelle la valeur de la dispersion chromatique négative est maximale. Ce type de FMAS utilise le principe de guidage par réflexion totale interne (RTIM), de sorte que l'indice du cœur interne est supérieur à l'indice du cœur externe avant la longueur d'onde de phase. De même si la longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde de phase le même principe est utilisé mais dans ce cas l'indice effectif du cœur externe devient plus grand que celui du cœur interne.

Dans un premier temps, on va étudier les propriétés des FMAS à savoir la dispersion chromatique, l'aire effective, les pertes des confinements. Ensuite, on va présenter plusieurs structures à deux cœurs concentriques, ainsi que l'influence des paramètres géométriques (diamètre des trous, pas, facteur de remplissage). L'indice de réfraction du liquide sur la dispersion chromatique sera également abordé.

Les résultats obtenus sont comparés avec ceux obtenus par d'autres méthodes de modélisation.

II. Fibre microstructurée air silice

La section transverse de la FMAS est représentée sur la figure (III.1) ci-dessous :

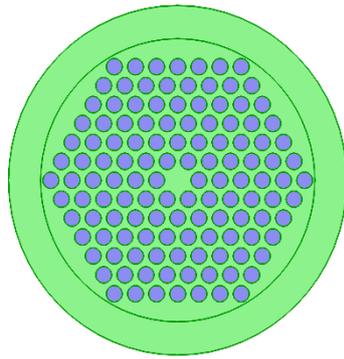


Figure.III.1. Structure d'une FMAS de type hexagonal.

Bien que cette fibre présente des propriétés de guidage spécifiques par rapport à celle des fibres standard, nous allons prendre en considération cette particularité pour son utilisation comme une fibre compensatrice de dispersion chromatique. Des outils de simulation additionnelle au logiciel COMSOL multiphysics employé basé sur la méthode des éléments finis seront utilisés pour évaluer les propriétés de guidage. D'autre part, de nouveaux profils de FMAS à deux cœurs concentriques dédiées à la compensation de dispersion chromatique seront également présentés.

II.1. Logiciel de simulation

La méthode des faisceaux propagés ne peut pas être exploitée dans les calculs des FMAS à deux cœurs concentriques, car elle ne tient pas compte des symétries de révolution. C'est la raison qui nous a motivé à utiliser la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM) présentée dans le chapitre précédent sera implémentée [1]. Différents codes Matlab ont été également utilisés pour accéder aux propriétés modales de ces FMAS.

II.2. Propriétés de guidage

Pour déterminer les propriétés modales des FMAS, diverses grandeurs vont être calculées à savoir la fréquence normalisée (V), la dispersion chromatique (D_c), l'aire effective (A_{eff}), ainsi que les pertes de confinement.

II.2.1. Fréquence normalisée

La fréquence normalisée (V) est un élément qui détermine les propriétés de guidage des fibres standard. Rappelons que les FMAS sont décrites par deux principaux paramètres géométriques à savoir les diamètres des trous d'air (d) et la distance entre deux trous d'air adjacents (Λ).

La figure (III.2) ci-dessous représente la variation de la fréquence effective (V) en fonction du coefficient $\frac{a}{\lambda}$ pour différentes valeurs des fractions des trous d'air (d/Λ). On peut observer également sur cette figure que lorsque la fraction des trous d'air d/Λ est inférieure ou égale à 0.2 la FMAS est complètement monomode sur toute la gamme des longueurs d'ondes.

De plus, si d/Λ est supérieur à 0.2, la FMAS est complètement multimodale, et ceci quelle que soit la longueur d'onde utilisée comme cela est illustré sur la figure(III.2).

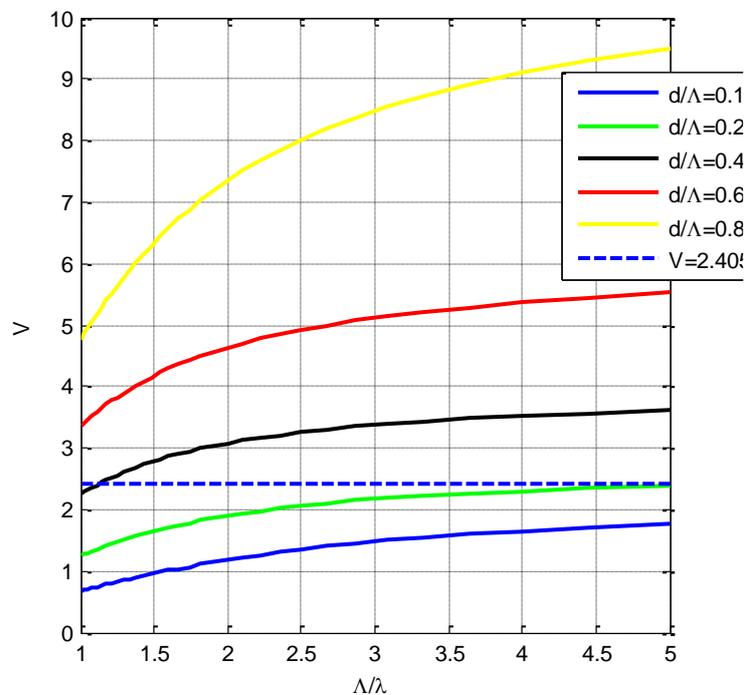


Figure.III.2. Variation de la fréquence effective en fonction de coefficient $\frac{\Lambda}{\lambda}$ pour différentes valeurs de $\frac{d}{\Lambda}$.

II.2.2. Evolution de l'indice effectif en fonction des paramètres géométriques

Les figures (III.3) et (III.4) présentent la variation de l'indice effectif du mode fondamental par la méthode des éléments finis vectorielle pour différents paramètres géométriques (d , Λ).

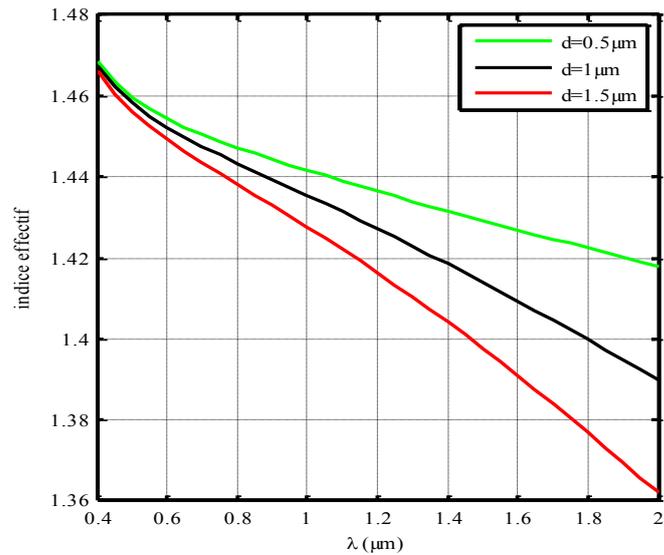


Figure.III.3. Indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de d.

La figure (III.3) montre que l'indice effectif (n_{eff}) décroît de 1.47 à 1.36 lorsque la longueur d'onde augmente. Il diminue également en fonction de l'augmentation des diamètres de trous d'air (d). On constate aussi que lorsque le diamètre des trous d'air est très petit, l'indice effectif du mode fondamental tend vers la valeur de l'indice de silice.

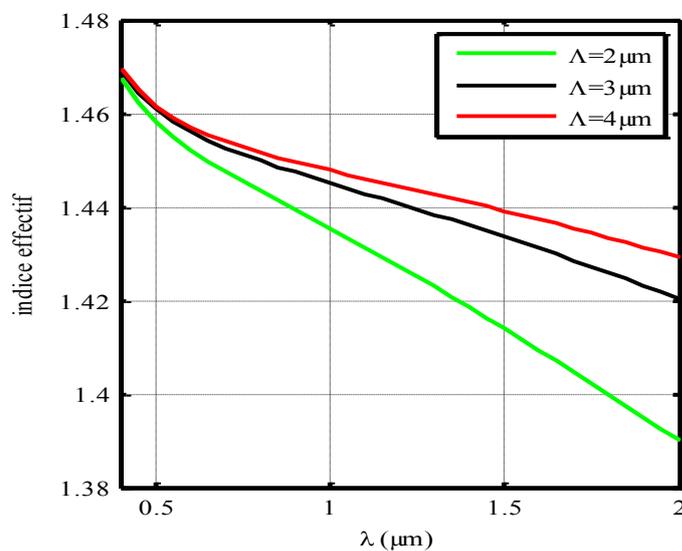


Figure.III.4. Indice effectif en fonction de λ pour différentes valeurs de Λ .

La figure (III.4) ci-dessus montre la variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du pas (Λ). On peut noter également une diminution de l'indice effectif de 1.47 à 1.385 lorsque la longueur d'onde augmente. De même l'indice effectif augmente avec le pas (Λ).

II.3. Dispersion chromatique et l'aire effective

La dispersion chromatique et l'aire effective sont des phénomènes limitant la transmission dans les réseaux optiques WDM. Le coefficient de dispersion chromatique du mode fondamental a été calculé à partir de la dérivée seconde de la variation de l'indice effectif (n_{eff}) à la longueur d'onde étudiée. D'autre part, la valeur de l'aire effective a été obtenue à partir de la répartition transverse du champ électrique. La précision des valeurs de l'aire effective dépend du degré de discrétisation, avec une incidence sur le temps de calcul.

A titre exemple, l'obtention d'une matrice de 248613 éléments se fait en durée de 42s, alors que pour 1476167 éléments la durée est 6 fois plus importante (avec un ordinateur core i3 de 3.4GHz et 8Mb de RAM).

II.3.1. Dispersion chromatique

Différents diagrammes de dispersion en fonction des paramètres géométriques ont pu être obtenus. Nous nous proposons dans le prochain paragraphe d'étudier la variation de dispersion chromatique, ainsi que le décalage du zéro de dispersion en modifiant les paramètres d , et Λ . Dans nos calculs, l'indice de réfraction des trous d'air est $n_{\text{air}}=1$. L'indice de réfraction du cœur a été calculé à partir de l'équation de Sellmeier.

Les figures (III.5) et (III.6) montrent les variations de la dispersion chromatique en fonction du diamètre des trous d'air (d) ainsi que de leur espacement(Λ).

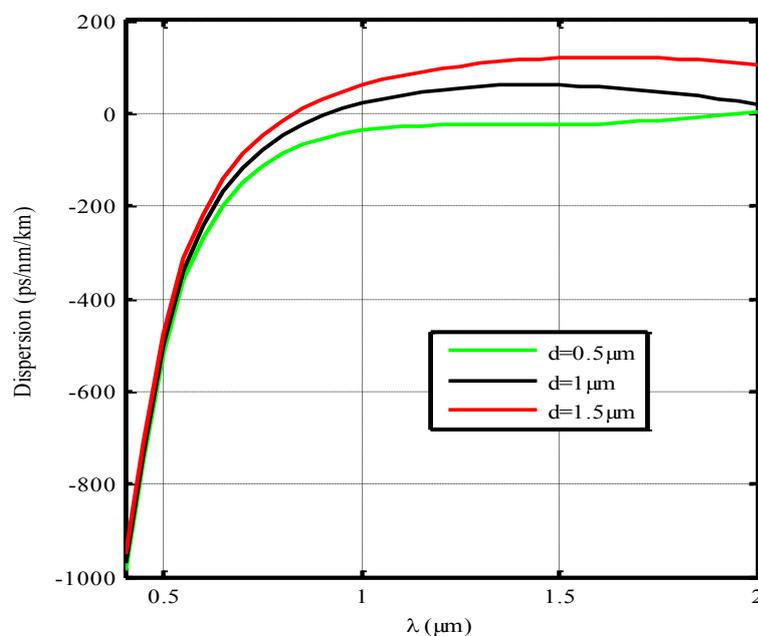


Figure.III.5. Dispersion chromatique en fonction de λ pour différentes valeurs de d .

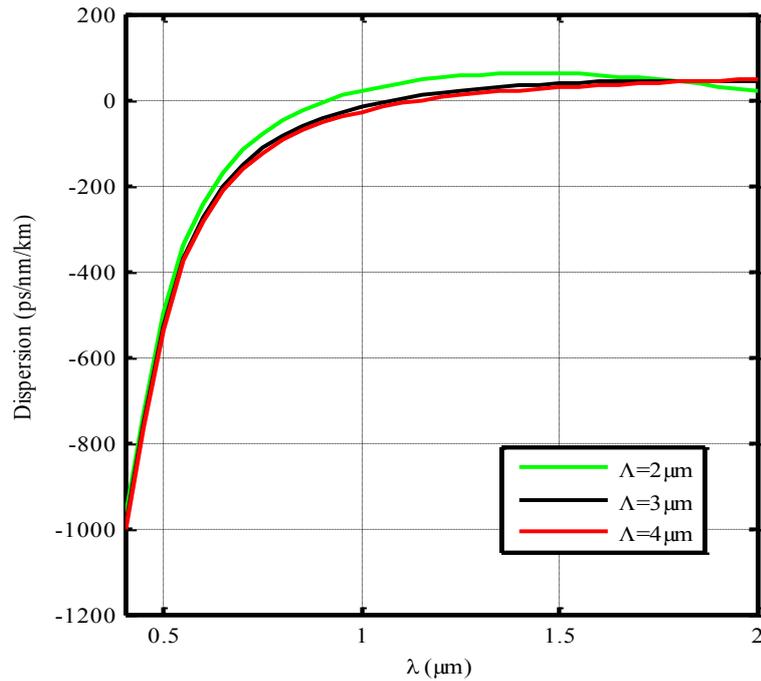


Figure.III.6. Dispersion chromatique en fonction de λ pour différentes valeurs de Λ .

Les résultats de simulation portent tout d’abord sur la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d’onde (avec des diamètres des trous variables de 0.5 à 1.5 μm), et en second lieu avec une variation du pas ($\Lambda = 2$ à 4 μm). D’après la figure (III.5), on observe que le déplacement du zéro de la dispersion chromatique vers les courtes longueurs d’onde est lié à l’augmentation de diamètre de trous d’air. D’autre part, la figure (III.6) montre un déplacement du zéro de la dispersion chromatique vers les courtes longueurs d’onde qui est lié à la diminution de la distance entre les trous d’air (Λ).

Les valeurs des longueurs d’onde pour lesquelles la dispersion est nulle sont représentées par les tableaux (III.1, III.2) suivants :

d (μm)	λ (μm)
0.5	1.95
1	0.91
1.5	0.83

Tableau. III. 1.Valeurs des longueurs d’onde pour lesquelles la dispersion chromatique est nulle.

Λ (μm)	λ (μm)
2	0.91
3	1.09
4	1.16

Tableau. III. 2.Valeurs des longueurs d'onde pour lesquelles la dispersion chromatique est nulle.

II.3.2. Relation entre l'aire effective et la longueur d'onde pour différents diamètres des trous d'air

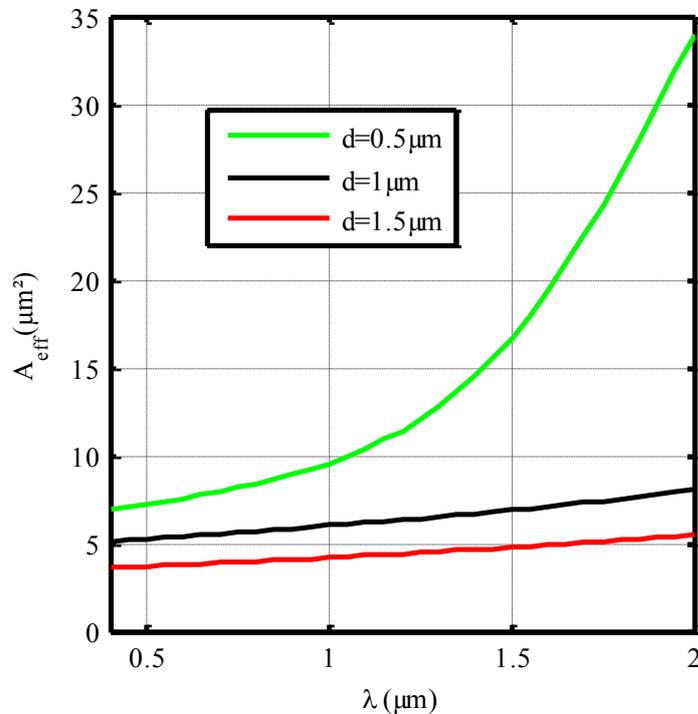


Figure.III.7. Aire effective en fonction de λ pour différentes valeurs de d .

Le graphe représenté par la figure (III.7) montre que l'aire effective varie de $4 \mu\text{m}^2$ à $30 \mu\text{m}^2$ pour des longueurs d'onde appartenant à l'intervalle $[0.4 : 2] \mu\text{m}$, et ceci pour différents diamètres des trous d'air. On peut remarquer également que pour un diamètre des trous d'air $d=1.5 \mu\text{m}$, la FMAS présente une aire effective élevée.

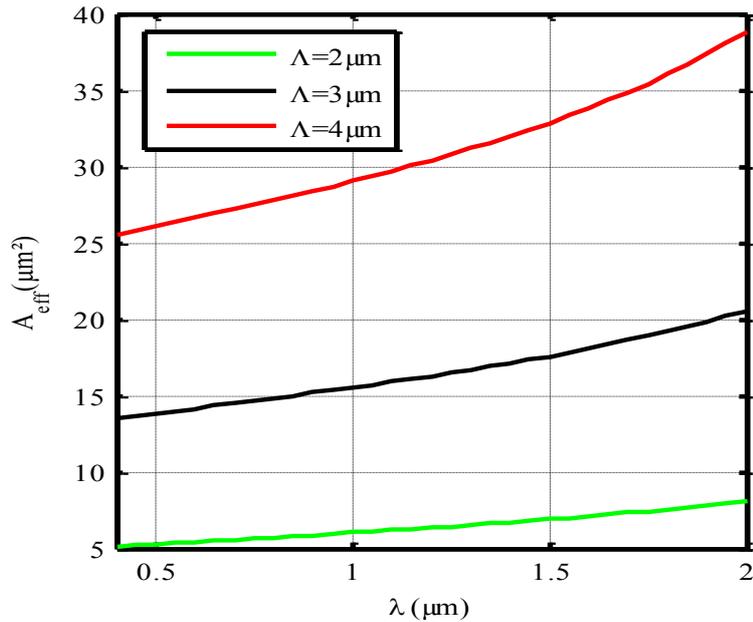


Figure.III.8. Aire effective en fonction de λ pour différentes valeurs de Λ .

La figure (III.8) ci-dessus montre la variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs valeurs du pas (Λ). On peut ainsi noter que la valeur de l'aire effective augmente avec la valeur du pas, ce qui a pour conséquence une intensité importante du champ électrique dans la FMAS.

II.4. Pertes

Les FMAS sont des structures qui présentent des pertes de confinement non négligeables, aussi il est important de les prendre en considération. Pour les déterminer, nous rajoutons une couche parfaitement absorbante PML (Perfectly Matched Layer) [2] à la structure proposée comme cela est illustré sur la figure(III.9) ci-dessous :

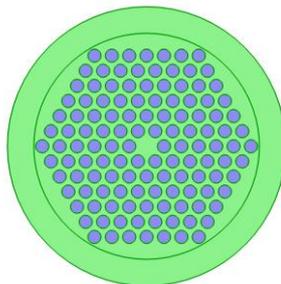


Figure.III.9. Structure d'une FMAS avec des couches parfaitement absorbantes.

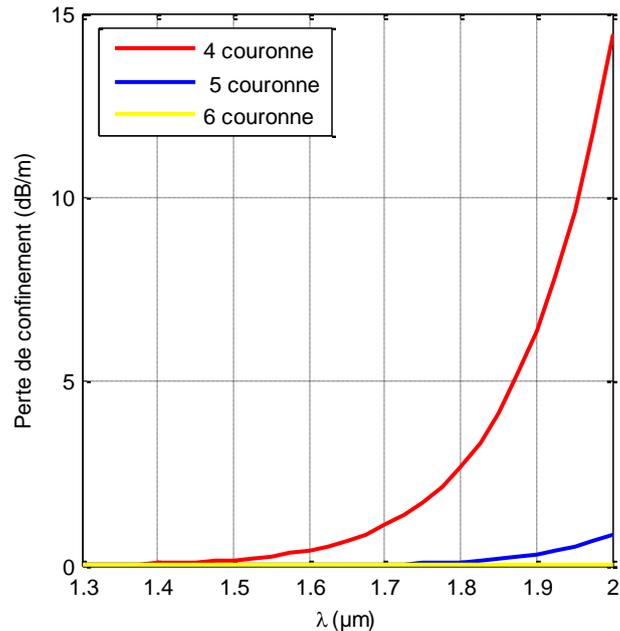


Figure.III.10. Pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde λ pour 4 à 6 couronnes.

La figure (III.10) illustre la variation des pertes de confinement pour quatre à six couronnes. On constate que ces pertes diminuent lorsque le nombre des couronnes est supérieur à quatre.

III. Propositions de nouvelles fibres compensatrices de dispersion chromatique

L'objectif des travaux qui vont être présentés est de proposer, puis de modéliser de nouveaux profils de FMAS à deux cœurs concentriques dédiés à la compensation de dispersion chromatique. Des travaux menés par plusieurs chercheurs ont été réalisés dans le but de compenser la dispersion chromatique par l'utilisation des FMAS [3] avec des coefficients de dispersions chromatiques négatives élevées.

La première technique consiste à utiliser des FMAS à deux cœurs concentriques avec un cœur dopé par du germanium dans le but de créer une différence d'indice entre le cœur interne et le cœur externe. Une autre proposition sur l'idée de réaliser une structure à deux cœurs concentriques composés uniquement par des trous d'air, et de la silice.

Nous proposons une nouvelle structure de FMAS dans laquelle des trous d'air sont intégrés dans la gaine du cœur interne, ainsi que l'insertion d'un liquide dans le cœur externe.

a. Fibres microstructurées compensatrices à deux cœurs concentriques dopées par du Germanium

Cette proposition consiste à utiliser un mélange des dopants au germanium dans les trous d'air afin d'obtenir un profil d'indice identique à celui d'une fibre à deux cœurs concentriques comme on peut l'observer sur la figure (III.11) ci-dessous :

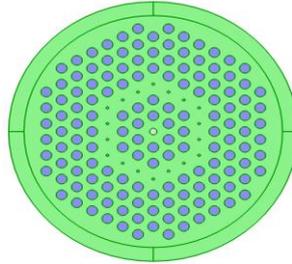


Figure.III.11. Structure d'une FMAS à deux cœurs concentriques avec un cœur dopé.

La structure est du type hexagonal avec un cœur dopé au Germanium, et qui est entouré par sept couronnes de trous d'air. Ces derniers sont présents dans la troisième couronne avec un diamètre plus petit afin d'augmenter la différence d'indice entre le cœur interne et le cœur externe. Les paramètres géométriques utilisés dans la simulation sont les diamètres des trous d'air (d, d_c), et le pas (Λ) qui prend les valeurs respectives suivantes : $1.4\mu\text{m}$, $0.95\mu\text{m}$ et $2.29\mu\text{m}$. La valeur d'indice de réfraction du Germanium dopé dans le cœur central vaut 1.4609 à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$. La figure (III.12) montre les courbes de l'indice effectif des deux supermodes en fonction de la longueur d'onde.

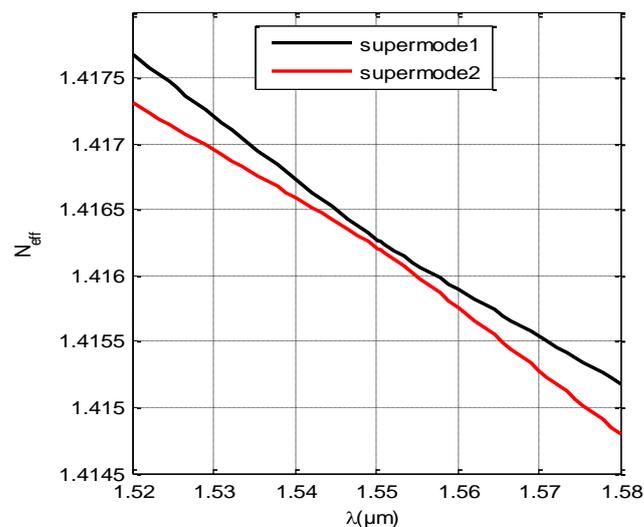


Figure.III.12. Variation de l'indice effectif pour les deux supersmodes.

Les résultats obtenus montrent que la structure proposée a des propriétés modales équivalentes à celles des FMAS à deux cœurs concentriques. La longueur d'onde de phase est d'environ $\lambda=1.55\mu\text{m}$. L'intersection des courbes de l'indice effectif du cœur interne, et externe a lieu pour un coefficient de dispersion négatif très élevé. En outre, la valeur de la dispersion chromatique calculée à cette longueur d'onde présente un maximum qui est de -6130 ps/nm/km (figure(III.13)). La largeur à mi-hauteur est de 12nm , ce qui permet une compensation de dispersion chromatique monocanal. Une amélioration de ce profil est importante pour les applications WDM.

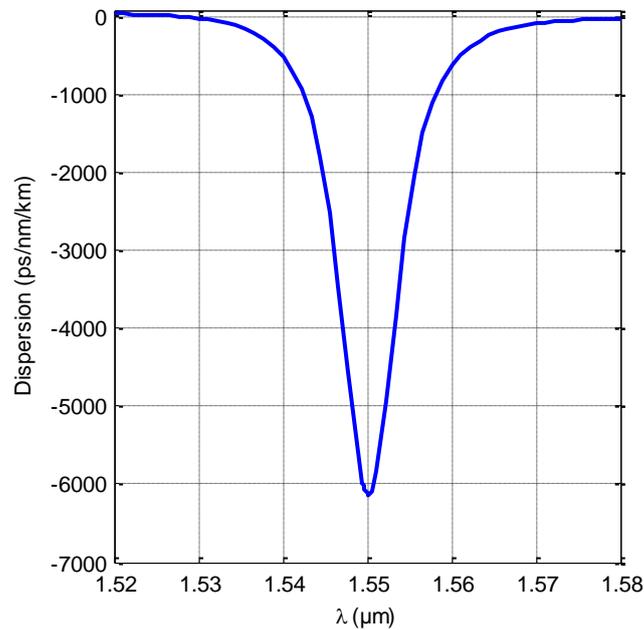


Figure.III.13. Courbe de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde du cœur interne.

b. Fibres microstructurées à deux cœurs concentriques air-silice

Pour faciliter la procédure de réalisation des FMAS à deux cœurs concentriques composés uniquement par de la silice, et des trous d'air sera proposée. Par conséquent, pour créer une dissymétrie entre le cœur interne et externe, les diamètres des trous d'air de la troisième couronne seront réduits. La structure est du type hexagonal avec un cœur central formé uniquement par de la silice pure (figure(III.14)). Les paramètres géométriques sont :

- $d=1.2\mu\text{m}$.
- $d_3=0.499\mu\text{m}, \Lambda =1.55\mu\text{m}$.

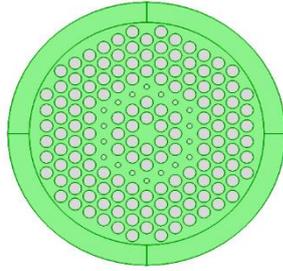


Figure.III.14. Structure de la FMAS à deux cœurs concentriques air silice.

Les variations de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde sont représentées sur la figure (III.15).

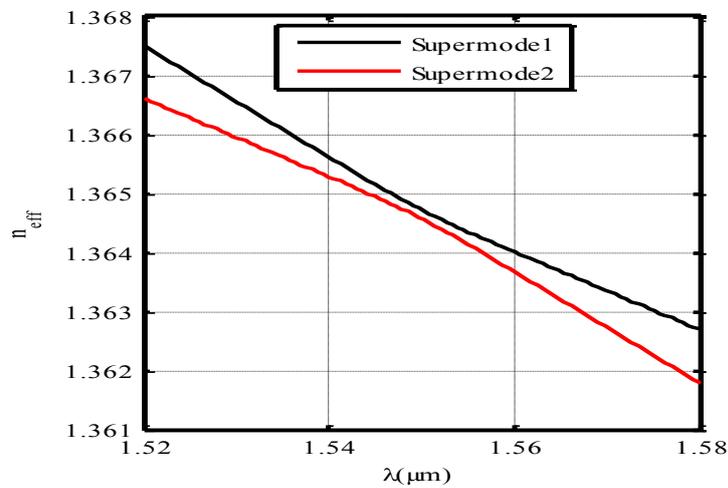


Figure.III. 15. Indice effectif pour les deux supermodes de la FMAS à deux cœurs concentriques air silice.

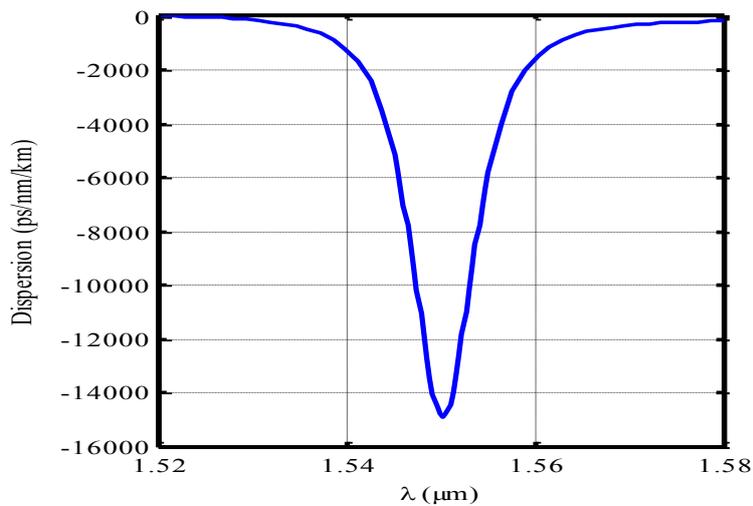
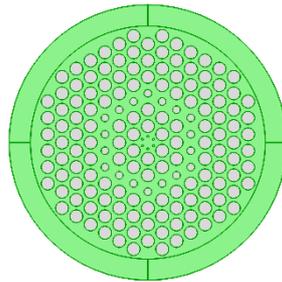


Figure.III. 16. Dispersion chromatique pour le supermode 1 de la FMAS à deux cœurs concentriques air silice.

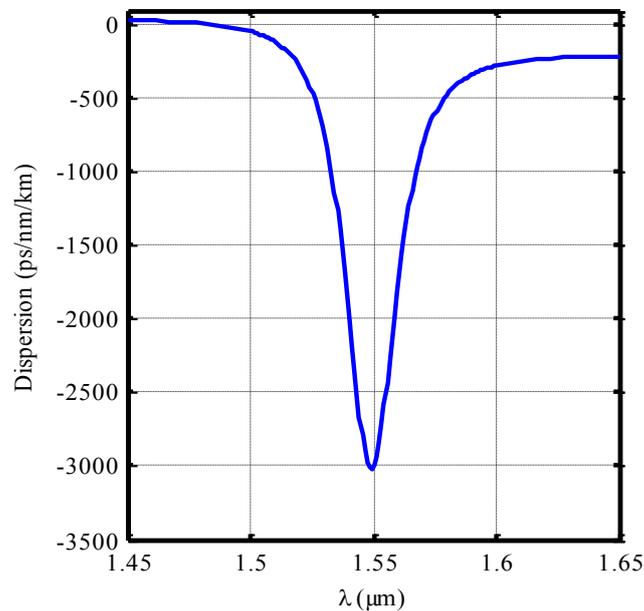
Le coefficient de dispersion chromatique du supermode fondamental offre un maximum de -14890 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda=1.55 \mu\text{m}$. D'autre part, une largeur à mi-hauteur de 20 nm a été obtenue, qui reste supérieure à celle de la fibre dopé Germanium.

a. Structure à deux cœurs concentriques avec des petits trous d'air insérés dans le cœur

Cette structure est composée uniquement par la silice, avec un arrangement hexagonal. Des petits trous d'air de diamètre d_p seront insérés dans le cœur comme le montre la figure (III.17).



(a)



(b)

Figure.III. 17. (a) : Structure d'une FMAS avec des petits trous d'air intégrés dans le cœur

(b) : Courbe de la dispersion chromatique pour le supermode 1.

Les propriétés sont pratiquement identiques à celles des FMAS à deux cœurs concentriques. En effet, la courbe de dispersion chromatique du supermode fondamental montre un coefficient

négatif maximal d'environ - 3000 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. L'aire effective est d'environ $7.7\mu\text{m}^2$.

c. Structure à deux cœurs concentriques de type carré

Un nouveau type de FMAS carrée est proposé (figure(III.18)). La structure est composée de six couronnes de trous d'air dont la troisième est plus réduite dans le but de créer une différence d'indice entre le cœur interne et externe.

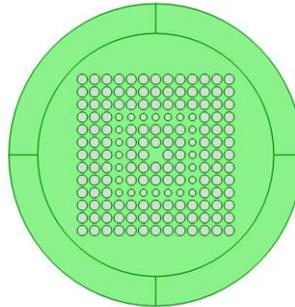


Figure.III. 18. Structure d'une FMAS à deux cœurs concentriques de type carré.

On peut noter que la courbe de dispersion chromatique présente un coefficient de dispersion maximal de -2279 ps/nm/km à la longueur d'onde de phase $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, et avec largeur à mi-hauteur de 20 nm.

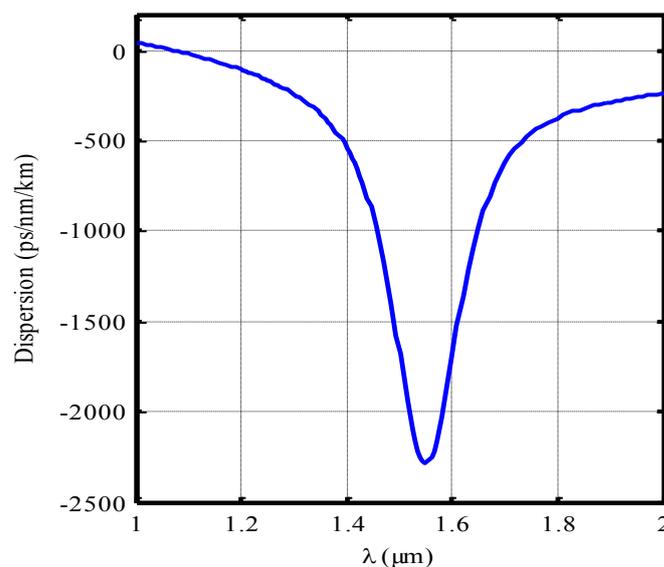


Figure.III. 19. Courbe de la dispersion chromatique pour le supermode 1 de la FMAS à deux cœurs concentriques de type carré.

Pour la suite de nos travaux, nous allons proposer de nouvelles FMAS à deux cœurs concentriques en insérant des petits trous d'air dans la gaine interne, avec un dopage de la troisième couronne avec un liquide artificiel, et ce dans le but d'améliorer les valeurs de la dispersion chromatique par rapport aux résultats présentés antérieurement.

e. Structure hexagonale dopée avec un liquide

Nos études s'orientent maintenant sur un nouveau type de FMAS grâce à l'insertion de petits trous d'air dans la gaine microstructurée interne, avec un dopage de la troisième couronne par un liquide artificiel [4,5].

La section transversale de la fibre de structure hexagonale proposée est représentée sur la figure (III.20). Les grands trous d'air espacés de (Λ), ont un diamètre (d), (d_p) est le diamètre des petits trous d'air, n_L étant l'indice de liquide inséré dans la troisième couronne.

La gaine intérieure est composée des deux premières couronnes, qui sont formées par les grands et les petits trous d'air.

Le rôle des petits trous d'air est de créer une différence d'indice élevée entre le cœur interne, et externe afin d'obtenir une dispersion chromatique négative maximale. Les trous dans la troisième couronne sont dopés avec un liquide artificiel [4,5] pour former le cœur externe.

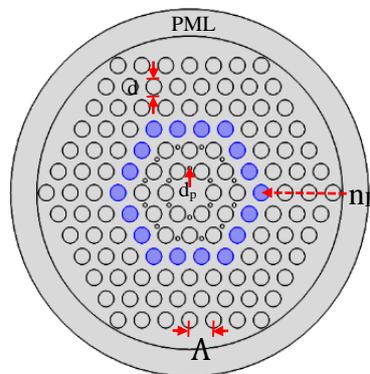


Figure.III. 20. Structure de la fibre à deux cœurs concentriques avec un dopant liquide.

Nos simulations numériques ont montré que la fibre proposée présente une dispersion chromatique négative très élevée d'environ -78010 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ pour des paramètres de conceptions optimales qui sont $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $d = 1.5 \mu\text{m}$, $d_p = 0.38 \mu\text{m}$, $n_L = 1.4048$ figure (III.21).

La figure (III.22) montre la variation de la partie réelle de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde pour les deux supermodes. Sur la même figure, on observe qu'il y a un changement de pente à la longueur d'onde de phase ($\lambda_p = 1.55 \mu\text{m}$).

La partie imaginaire de l'indice effectif ($\text{Im}(n_{\text{eff}})$) pour les deux supermodes est représentée par la figure (III.23). On remarque une intersection des deux courbes a lieu à la longueur d'onde $\lambda=1.55 \mu\text{m}$. Au-delà de cette longueur d'onde (longueur de phase λ_p), on observe que la plus grande partie de l'énergie du cœur interne est transféré au cœur externe. Ce principe est illustré sur la figure (III.24).

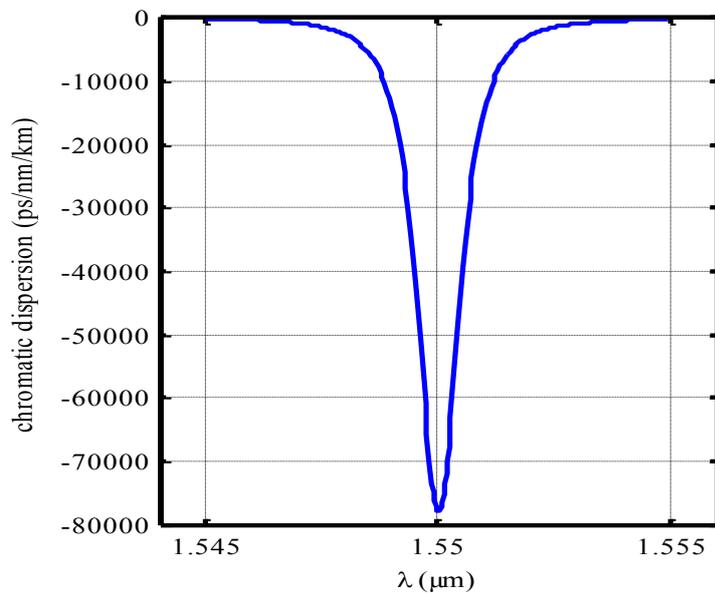


Figure.III. 21. Courbe de la dispersion chromatique pour le supermode 1 de la FMAS à deux cœurs concentriques avec un dopant liquide dans la troisième couronne.

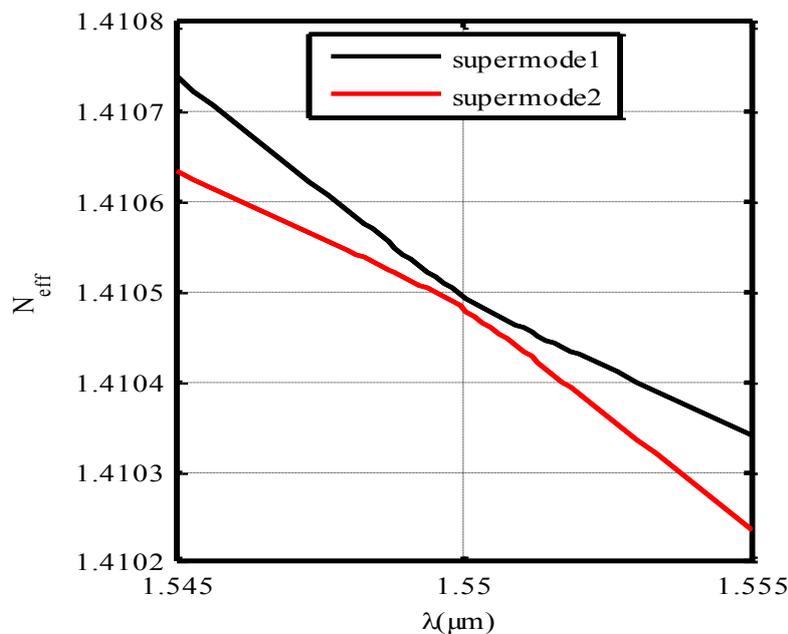


Figure.III. 22. Variations de la partie réelle des indices effectifs pour les deux cœurs (interne-externe).

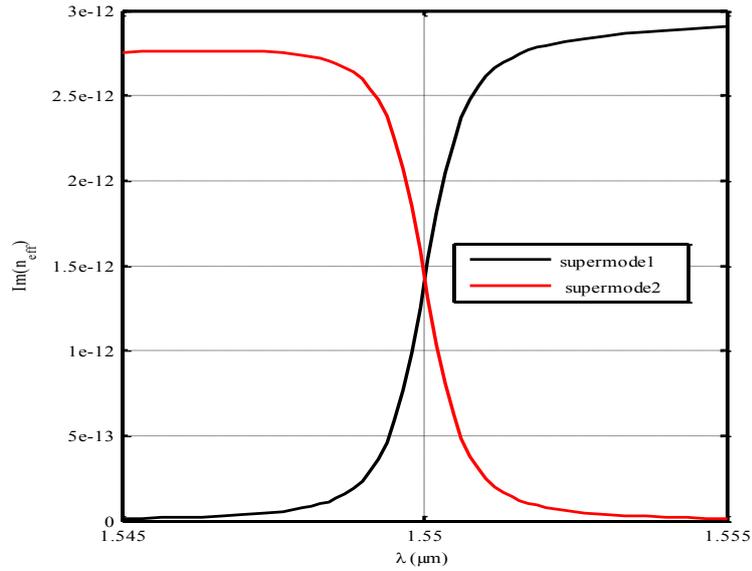


Figure.III. 23. Variations de la partie imaginaire de l'indice effectif pour les deux cœurs.

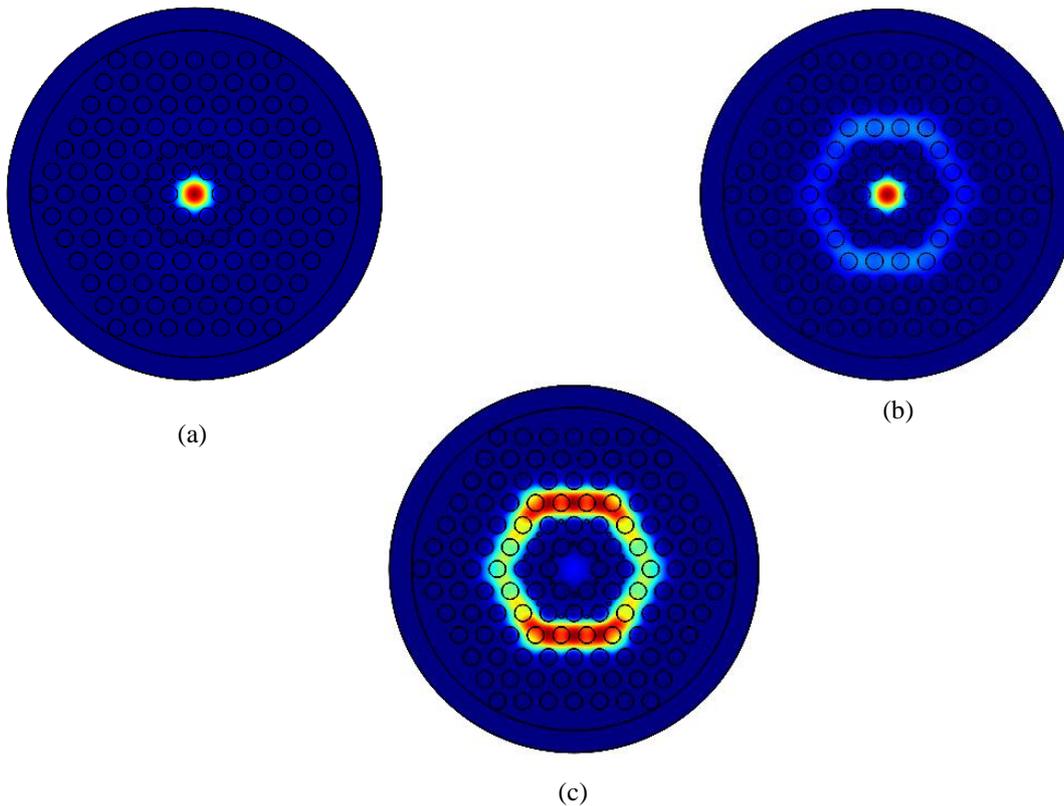


Figure.III. 24. Evolutions du champ électrique dans la FMAS (a) : $\lambda < \lambda_p$, (b) : $\lambda = \lambda_p$, (c) : $\lambda > \lambda_p$.

Pour bien comprendre les caractéristiques de dispersion chromatique de ces nouvelles fibres, il est important d'étudier la variation de la dispersion chromatique en fonction des différents paramètres géométriques tels que les diamètres des trous d'air (d, d_p), le pas (Λ), ainsi que

l'indice du liquide dopé (n_L). La FMAS proposée trouve son application dans la compensation monocanal large bande selon le positionnement de la couronne du cœur externe.

1. Influence de la distance entre les trous d'air (Λ)

L'influence du pas (Λ) sur la dispersion chromatique du supermode interne est représentée par la figure (III.25) ci-dessous.

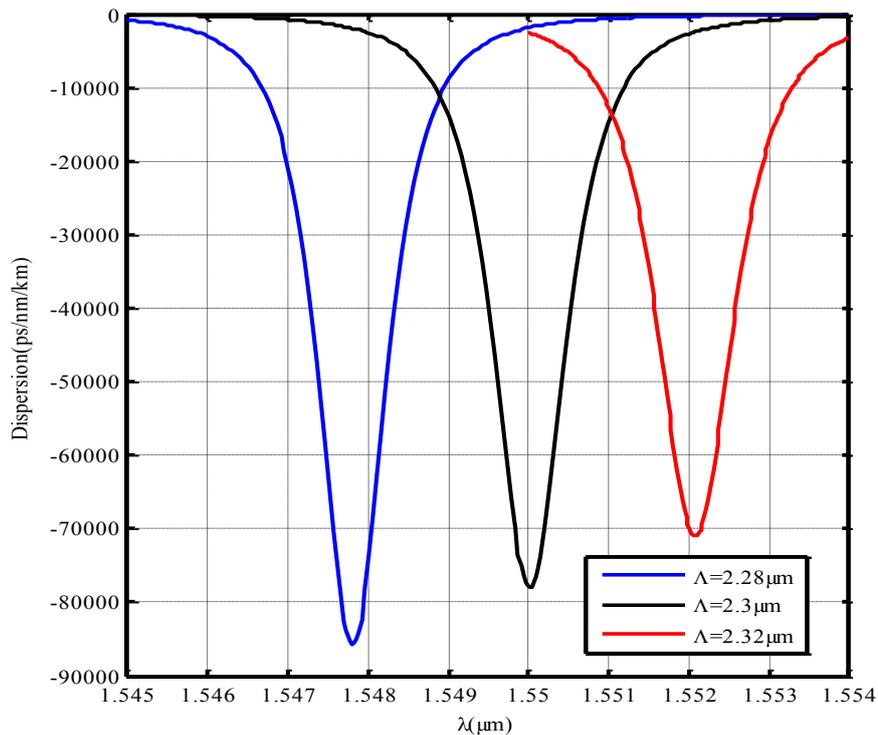


Figure.III. 25. Variations de la dispersion chromatique en fonction de Λ .

Les différentes simulations ont permis de montrer qu'une diminution progressive du pas de $\Lambda = 2.28 \mu\text{m}$ à $2.32 \mu\text{m}$ tend à faire augmenter le coefficient de dispersion chromatique de -70086 ps/nm/km à -85620 ps/nm/km . D'autre part, cette variation du pas produit une très forte différence d'indice entre le cœur interne et externe. De plus, on peut observer qu'une diminution de la valeur du pas (Λ) produit un décalage de la longueur d'onde de phase vers les courtes longueurs d'onde.

2. Influence du diamètre des trous d'air (d)

L'influence des grands diamètres des trous d'air sur la dispersion chromatique est confirmée sur la figure suivante :

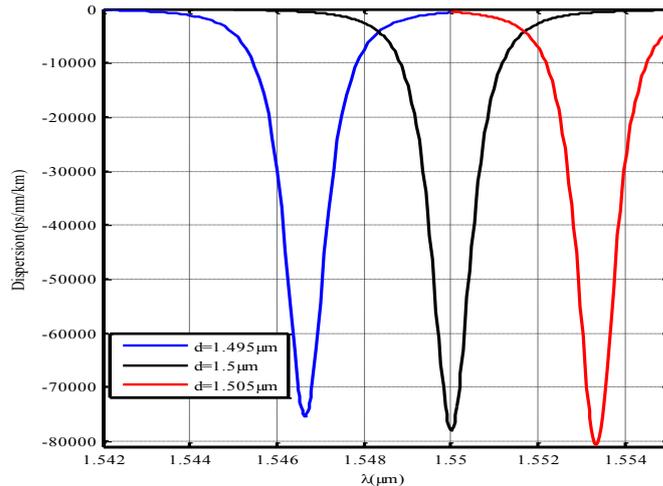


Figure.III. 26. Variations de la dispersion pour différentes valeurs du diamètre d .

On observe que la dispersion chromatique varie lorsqu'on passe de $d=1.495\mu\text{m}$ à un diamètre $d=1.505\mu\text{m}$. La longueur de phase est déplacée vers les grandes longueurs d'ondes. La largeur à mi-hauteur se trouve diminuée, ce qui offre une compensation ultra sélective.

3. Influence du diamètre des petits trous d'air (d_p)

L'influence des petits diamètres des trous d'air insérés dans la gaine microstructurée interne sur la dispersion chromatique est illustrée dans la figure (III.27) ci-dessous.

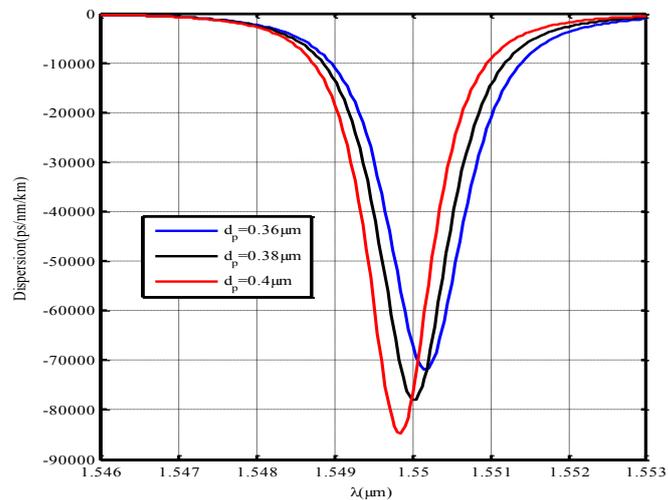


Figure.III. 27. Variations de la dispersion pour différents diamètres des petits trous d_p .

Ainsi, on peut noter l'influence sur la valeur de la dispersion négative ainsi que sur la longueur d'onde de phase. La valeur de la dispersion négative minimum est d'environ -71290 ps/nm/km pour un diamètre des petits trous d'air égal à $d_p=0.36 \mu\text{m}$.

4. Influence de l'indice de réfraction du liquide (n_L)

On s'intéresse maintenant à l'effet de l'indice de réfraction du liquide inséré (n_L) dans la troisième couronne sur la courbe de la dispersion chromatique lorsqu'il varie de 1.4046 à 1.4050 en fixant les autres paramètres géométriques comme le pas (Λ) et le diamètre des trous d'air (d, d_p) figure(III.28).

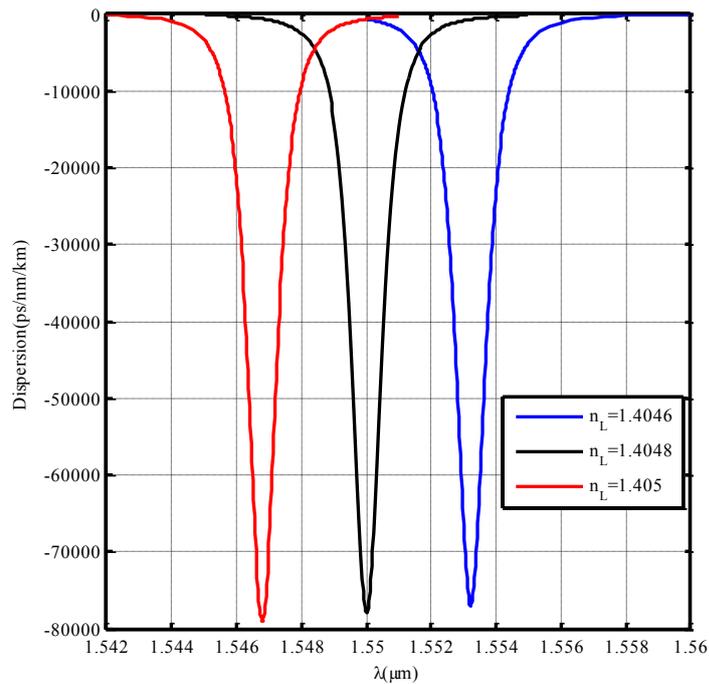


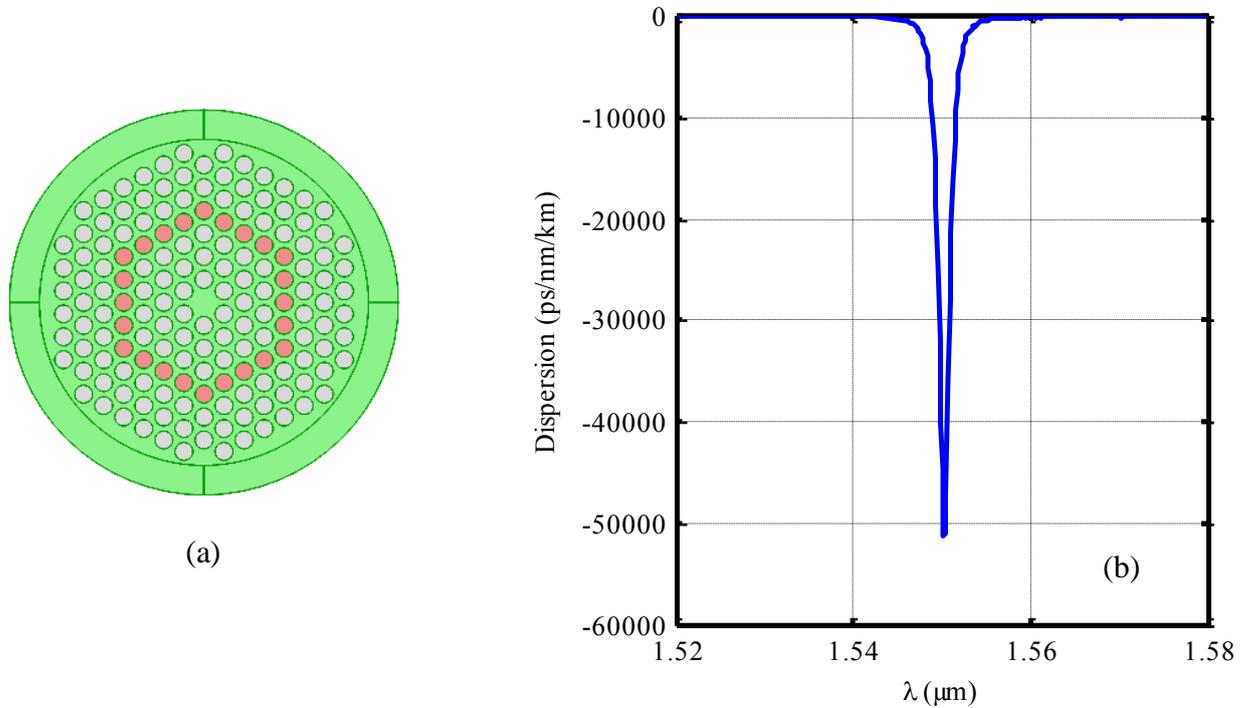
Figure.III. 28. Evolution de la dispersion chromatique pour différentes valeurs de l'indice du liquide (n_L).

Les variations de l'indice de réfraction du liquide inséré dans le cœur externe donnent une propriété particulière. Les résultats présentés à travers la figure (III.28) montrent que l'augmentation de l'indice de réfraction du liquide provoque un décalage de la longueur d'onde de phase vers les courtes longueurs d'ondes. Les valeurs de la dispersion chromatique changent de -76820 ps/nm/km à -79000 ps/nm/km lorsque l'indice de réfraction du liquide change de 1.4046 vers 1.405. La FMAS proposée peut trouver son application dans la compensation de la dispersion chromatique monocanal, ou large bande selon les variations des paramètres géométriques ainsi que l'indice du liquide dopé.

IV. Compensation monocanal

Dans cette section nous cherchons à concevoir des profils de FMAS dédiés à la compensation de la dispersion chromatique monocanal. Pour cela, nous proposons une FMAS avec un cœur

externe dopé avec un liquide situé dans la quatrième couronne. Les simulations montrent que cette fibre possède une dispersion chromatique négative maximale autour de -50140 ps/nm/km à la longueur de phase $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, avec une largeur à mi-hauteur est de 2 nm (figure(III.29)).



**Figure.III. 29. (a) Section transverse d'une FMAS dédiée à la compensation monocanal
(b) Evolution de la dispersion chromatique du supermode1.**

V. Compensation large bande (bande C)

La deuxième application a pour but de compenser l'effet de la dispersion chromatique sur plusieurs longueurs d'ondes. A cet effet, l'insertion de liquide est réalisée dans la deuxième couronne pour avoir des variations de dispersion assez lentes avec une pente de dispersion chromatique négative par rapport à la fibre monomode standard (SMF-28). La structure contient des trous d'air de même taille, mais avec une insertion d'un liquide dans la deuxième couronne pour créer une différence d'indice entre les deux cœurs. De plus, la septième couronne est rajoutée afin de minimiser, et de compenser les pertes de confinement. La figure (III.30) représente la section transverse de la FMAS.

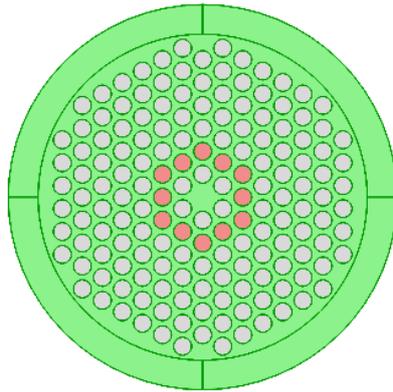


Figure. III. 30. Section transverse d'une FMS dédiée à la compensation dans la bande c.

La courbe donnant la dispersion chromatique du supermode1 en fonction de la longueur d'onde est représentée dans la figure (III.31) ci-dessous.

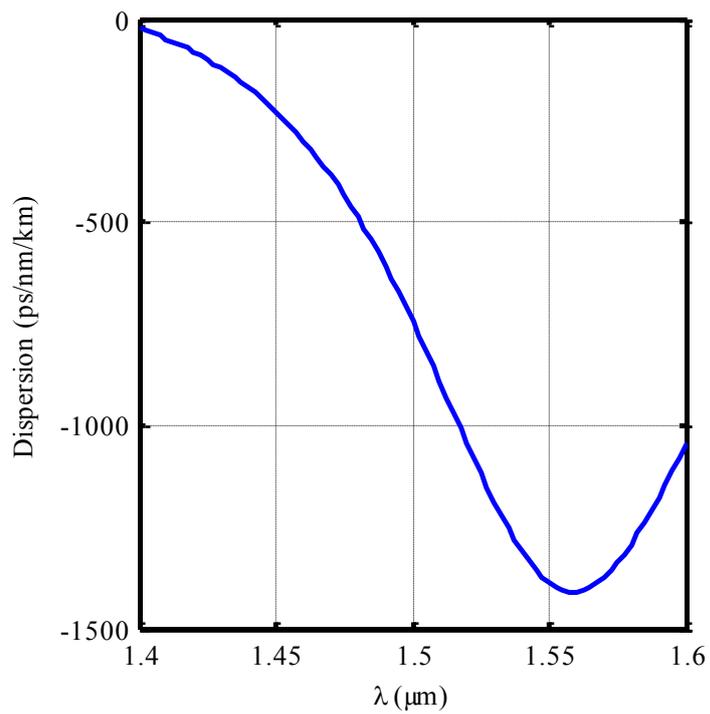


Figure.III. 31. Evolution de la dispersion chromatique du supermode 1.

On remarque que la valeur de dispersion négative maximale est de l'ordre de -1386 ps/nm/km à la longueur de phase $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. de plus, la largeur à mi-hauteur est supérieure à la valeur obtenue pour la compensation monocanal qui est de 250 nm. Sur la bande des longueurs d'onde situées dans l'intervalle $[1.52-1.55] \mu\text{m}$, le coefficient de la dispersion chromatique négatif moyen se situe autour de -1216 ps/nm/km avec une pente de 0.0036 nm^{-1} à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

VI. Fibres microstructurées appliquées pour la compensation de la dispersion chromatique large bande (E+C+L+U)

Dans les systèmes de multiplexage en longueur d'onde (WDM). La dispersion chromatique constitue l'un des problèmes majeurs, qui affecte la qualité de transmission ainsi que le débit d'informations. Afin de palier à ce problème, plusieurs techniques ont été utilisées comme les fibres à dispersion décalée (ITU-T G653), les fibres de dispersion décalée non nulle (ITU-T G655), les fibres de Bragg. Nous proposons dans cette partie de nouvelles FMAS de forme octogonale qui assurent la compensation de dispersion chromatique large bande.

Les fibres proposées possèdent une dispersion chromatique élevée, et une biréfringence de l'ordre de 10^{-2} à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. En outre, une pente de dispersion relative identique à celle des fibres monomodes a été obtenue.

a. FMAS octogonale avec des petits trous d'air

La figure (III.32) présente la section transverse de la FMAS proposée. Elle est composée de sept couronnes des trous d'air, et avec un pas de (Λ) . (d, d_1, d_p) sont les diamètres des trous d'air de la FMAS. Des petits trous d'air de diamètre (d_p) sont rajoutés dans la première couronne afin d'obtenir une pente de dispersion (R_{ds}) identique à celle d'une fibre monomode (SMF-28) [6].

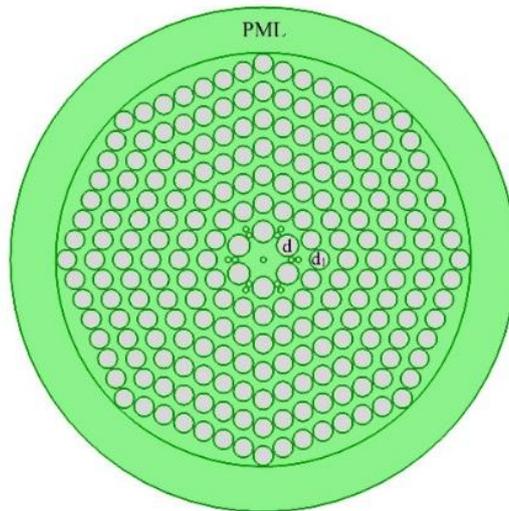


Figure.III. 32. Section transversale de la FMAS proposée.

La figure (III.33) illustre bien le confinement du champ électrique dans le cœur de la FMAS à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

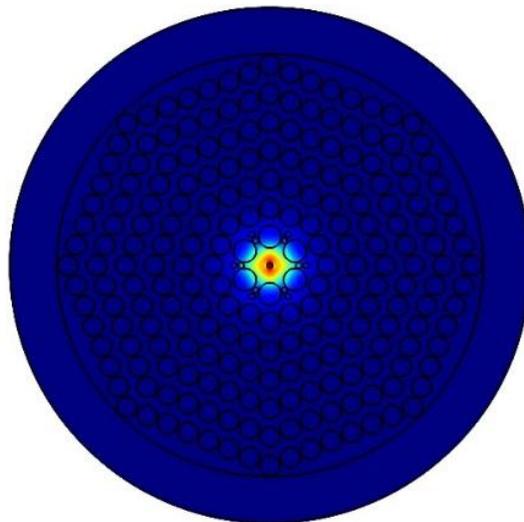


Figure.III. 33. Distribution du champ électrique à $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

Les paramètres géométriques optimaux de la FMAS sont ($\Lambda=1\mu\text{m}$, $d=0.78\mu\text{m}$, $d_1 = 0.7\mu\text{m}$, $d_p = 0.2\mu\text{m}$). La variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde est représentée par la figure (III.34). La FMAS proposée présente un coefficient de dispersion chromatique d'environ -406 ps/nm/km à la longueur d'onde $\lambda= 1.55\mu\text{m}$. Elle peut trouver son application dans la compensation de la dispersion chromatique dans les réseaux de télécommunications haut débit.

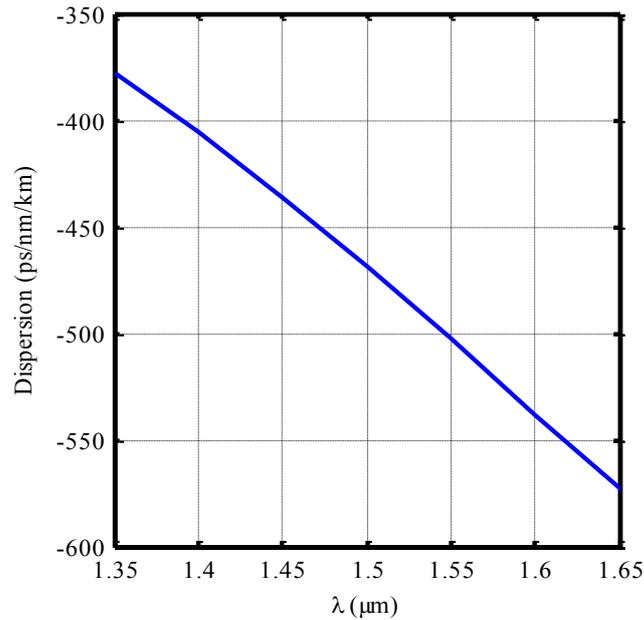


Figure.III. 34. Dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS optimisée.

La figure (III.35) montre l'influence du diamètre des trous d'air (d) sur la dispersion chromatique. À la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, les valeurs de la dispersion chromatique se situent entre -360, -406 et -422 ps /nm/km respectivement pour des diamètres des trous d'air égaux à $d = 0.76, 0.78$ et $0.8\mu\text{m}$.

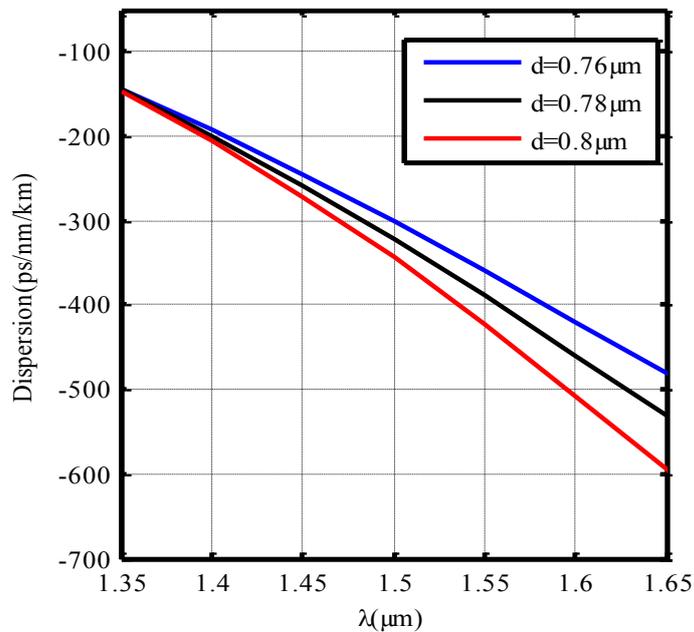


Figure.III. 35. Influence du diamètre (d) sur la dispersion chromatique.

La figure (III.36) montre la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du diamètre des petits trous d'air (d_p). On remarque que la dispersion chromatique augmente avec le diamètre des petits trous d'air.

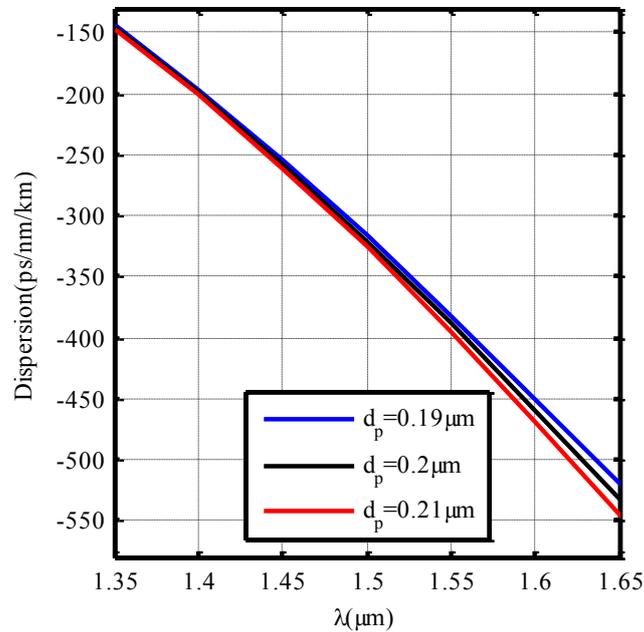


Figure.III. 36. Influence du diamètre (d_p) sur la dispersion chromatique.

La figure (III.37) montre l'effet du diamètre (d_1) sur la dispersion chromatique en fixant les autres paramètres géométriques ($\Lambda = 1 \mu\text{m}$, $d = 0.78 \mu\text{m}$, $d_p = 0.2 \mu\text{m}$).

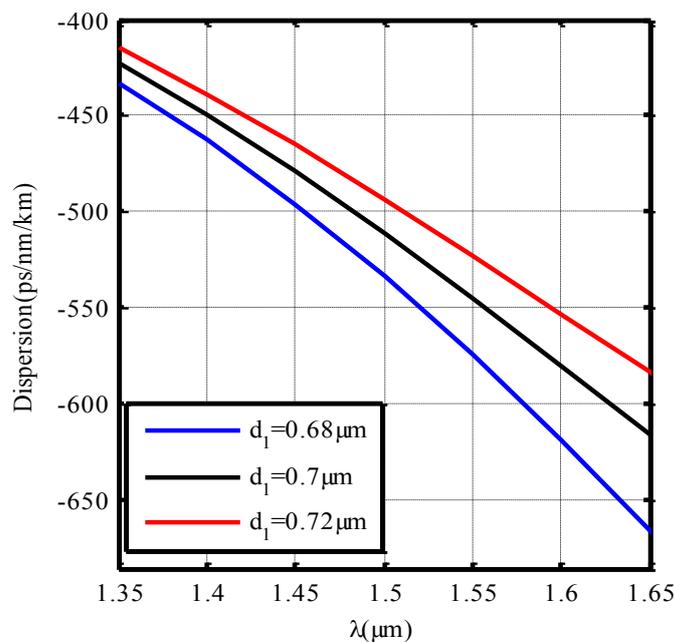


Figure.III. 37. Influence du diamètre (d_1) sur la dispersion chromatique.

La dispersion chromatique diminue lorsque les longueurs d'onde, et les diamètres des trous d'air (d_1) augmentent. La figure (III.38) montre la dépendance du pas (Λ) avec la dispersion chromatique. Les résultats obtenus montrent également que la dispersion chromatique diminue lorsque les valeurs du pas augmentent. A titre d'exemple, et à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, les valeurs de dispersion chromatique sont d'environ -411, -406 et -233 ps/nm/km pour les valeurs du pas égaux à $\Lambda = 0.99, 1, 1.1\mu\text{m}$ respectivement.

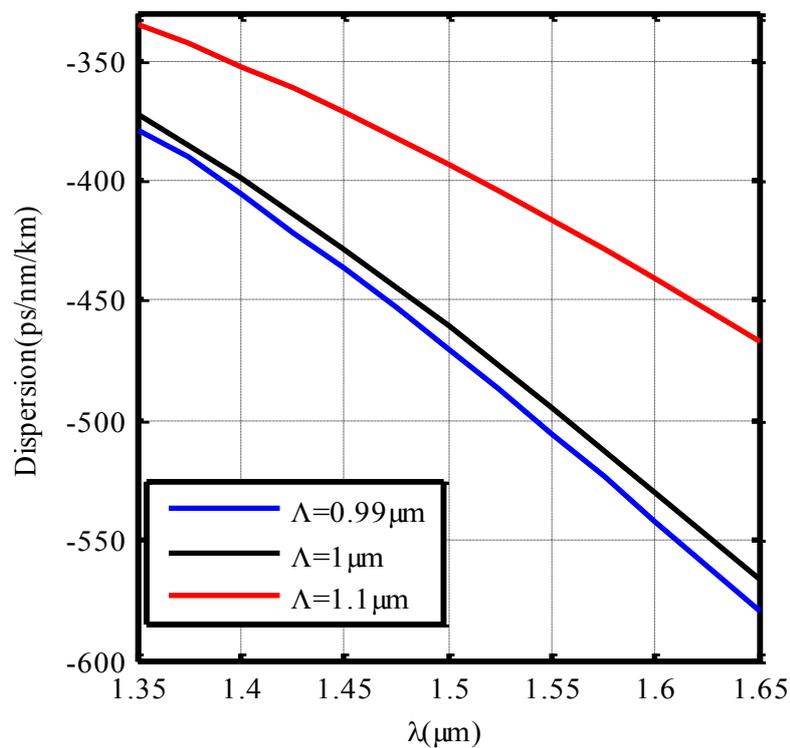


Figure.III. 38. Influence du pas (Λ) sur la dispersion chromatique.

La figure (III.39) montre la variation de la dispersion résiduelle en fonction de la longueur d'onde. Une dispersion résiduelle inférieure à $\pm 64\text{ps/nm}$ a été obtenue dans la gamme de longueur d'onde $[1.38 - 1.675] \mu\text{m}$. Cette FMAS peut constituer ainsi un excellent composant dédié à la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission haut débit.

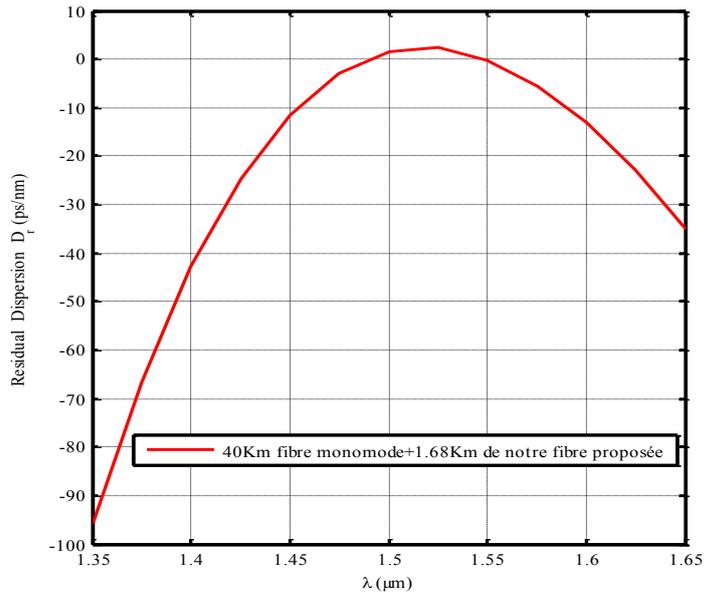


Figure.III. 39. Dispersion résiduelle en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS optimisée.

La figure (III.40) montre la variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour une conception optimale. La valeur de l'aire effective augmente avec la longueur d'onde. L'aire effective est d'environ $1.77\mu\text{m}^2$ à la longueur d'onde $\lambda= 1.55\mu\text{m}$.

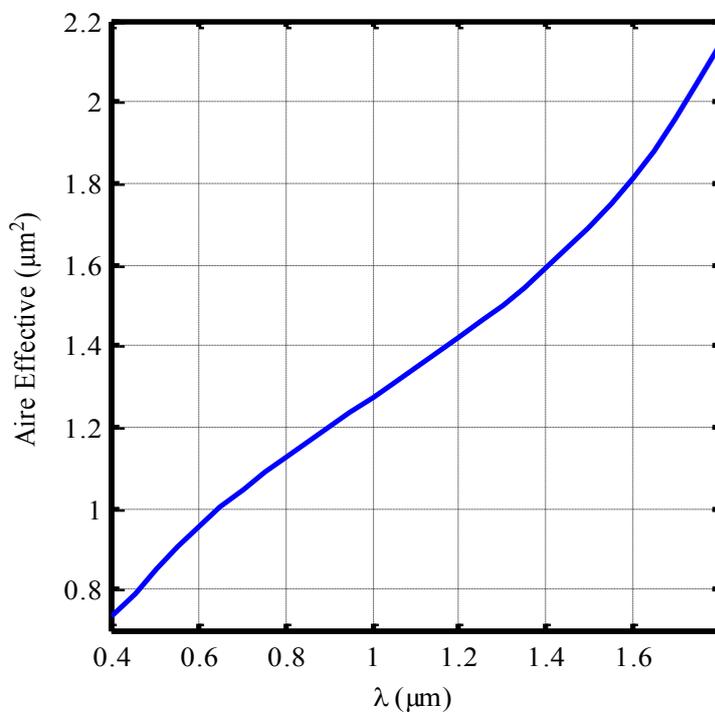


Figure.III. 40. Variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS optimisée.

La figure (III.41) représente les pertes des confinements en fonction de la longueur d'onde, avec les paramètres géométriques optimaux ($\Lambda = 1\mu\text{m}$, $d = 0.78\mu\text{m}$, $d_1 = 0.7\mu\text{m}$, $d_p = 0.2\mu\text{m}$).

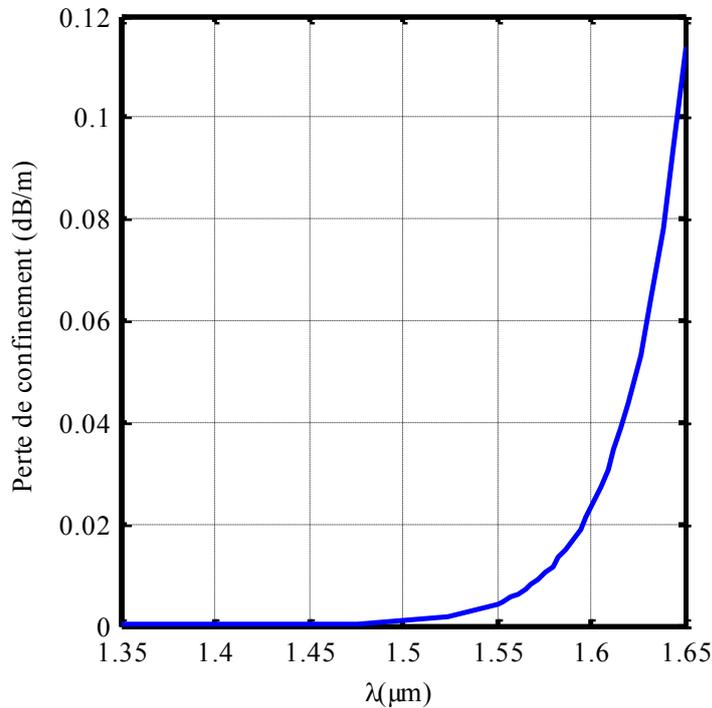


Figure.III. 41. Pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde pour une FMAS optimisée.

Les pertes de confinement sont d'environ 0.0043dB /m à longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

b. FMAS octogonale avec quatre petits trous d'air

La section transverse de la fibre proposée est représentée sur la figure (III.42). Elle est composée de neuf couronnes des trous d'air distant de (Λ), et disposées suivant une forme octogonale afin de réduire les pertes de confinement. Les diamètres des trous d'air sont (d) et (d_1). Pour obtenir une dispersion chromatique et une biréfringence élevées, une symétrie du cœur est introduite en supprimant deux trous d'air circulaires, et en les remplaçant par quatre petits trous d'air. (d_p) est le diamètre des petits trous d'air. Les diamètres (d_1) des trous d'air de la troisième, et la quatrième couronne sont réduits pour avoir une pente de dispersion relative (Rds) équivalente à la fibre monomode (smf-28). Le cœur de la fibre est de la silice pure.

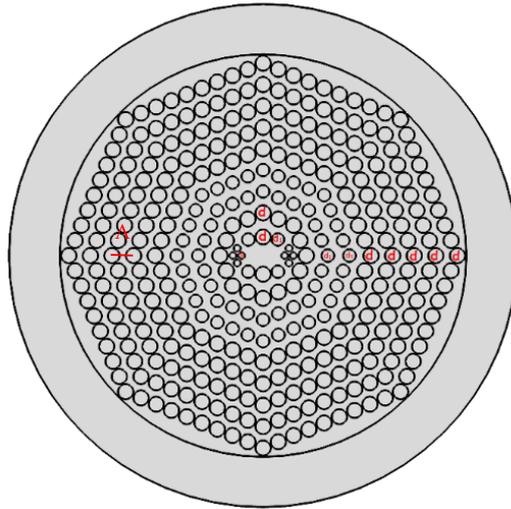
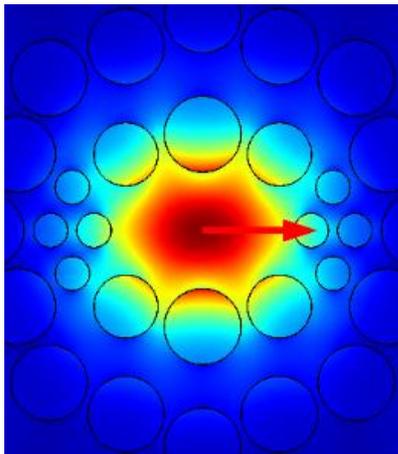
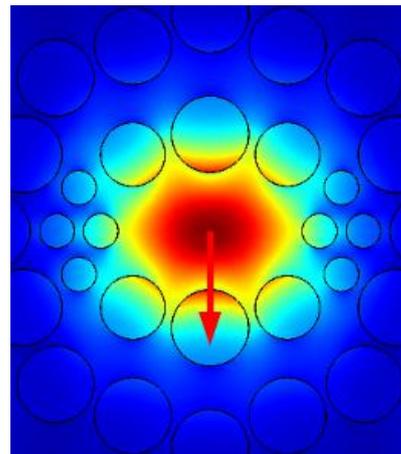


Figure.III. 42. Distribution des trous d'air de la FMAS octogonale.

La distribution du champ électrique pour les modes de polarisation x et y sont représentés sur la figure (III.43). À la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, le champ électrique pour polarisation x et y reste confiné dans le cœur de la fibre.



(a)



(b)

Figure.III. 43. Distribution de champ électrique pour :

(a) : mode de polarisation x, (b) : mode de polarisation y.

Les variations de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres de conception optimaux sont représentées dans la figure (III.44). La valeur de la dispersion chromatique du mode de polarisation est plus grande que celle du mode de polarisation x. Les valeurs correspondantes de la dispersion chromatique sont -437 ps/nm/km , -930 ps/nm/km pour les modes de polarisation x, y, respectivement à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

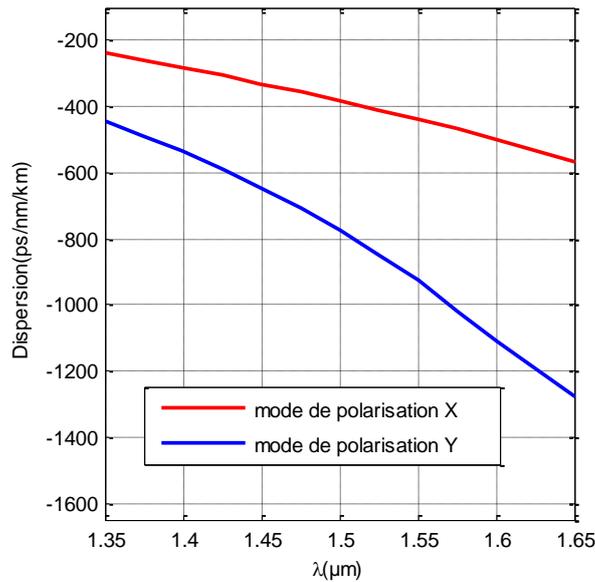


Figure.III. 44. Courbe de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations x, et y.

On étudie maintenant, la dispersion chromatique pour différents paramètres géométriques (d , d_1 , d_p , Λ , α) pour le mode de polarisation y. Dans un premier temps, nous avons calculé la dispersion chromatique pour différents diamètres des trous d'air (d) avec les paramètres suivants : $\Lambda = 0.85\mu\text{m}$, $d_1 = 0.5\mu\text{m}$, $d_p = 0.27\mu\text{m}$, $\alpha = 1.732$.

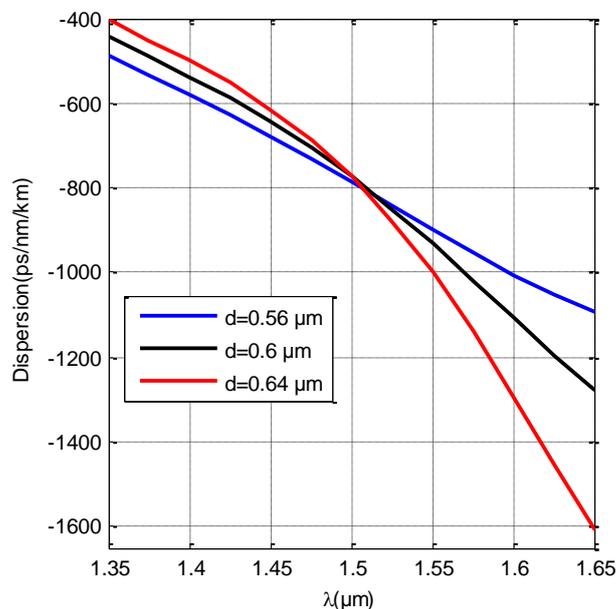


Figure.III. 45. Influence du diamètre des trous d'air (d) sur la dispersion chromatique pour le mode de polarisation y.

La figure (III.45) montre que dans la plage de longueur d'onde $[1.5 - 1.52] \mu\text{m}$, la pente change significativement lorsque le diamètre des trous d'air (d_1) augmente. De plus à la longueur d'onde $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, la dispersion chromatique négative augmente avec le diamètre des trous d'air (d_1). L'influence du diamètre des trous d'air (d_1) sur la dispersion chromatique est illustrée sur la figure (III.46) avec les paramètres suivants : $\Lambda = 0.85 \mu\text{m}$, $d = 0.6 \mu\text{m}$, $d_p = 0.27 \mu\text{m}$, $\alpha = 1.732$.

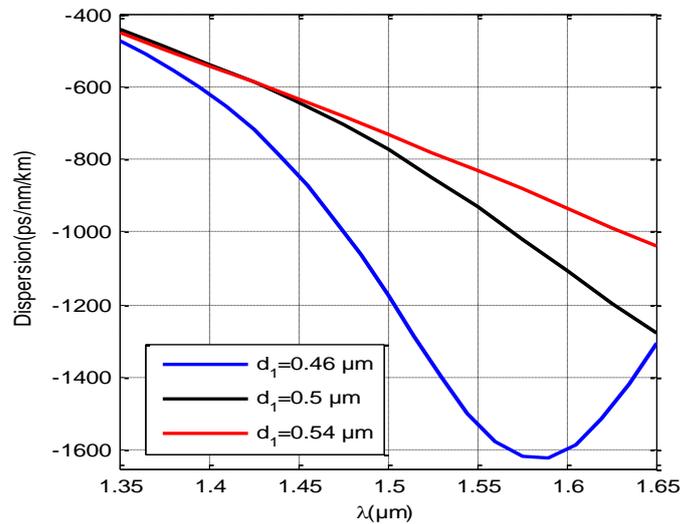


Figure.III. 46. Influence du diamètre (d_1) sur la dispersion chromatique.

Pour les diamètres des trous d'air (d_1) égaux à : $0.46 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$, $0.54 \mu\text{m}$, les coefficients de dispersion chromatique négatifs correspondants sont -1525 ps/nm/km , -930 ps/nm/km , -830 ps/nm/km , respectivement à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. L'influence du diamètre des petits trous d'air (d_p) sur la dispersion chromatique est visualisée sur la figure (III.47).

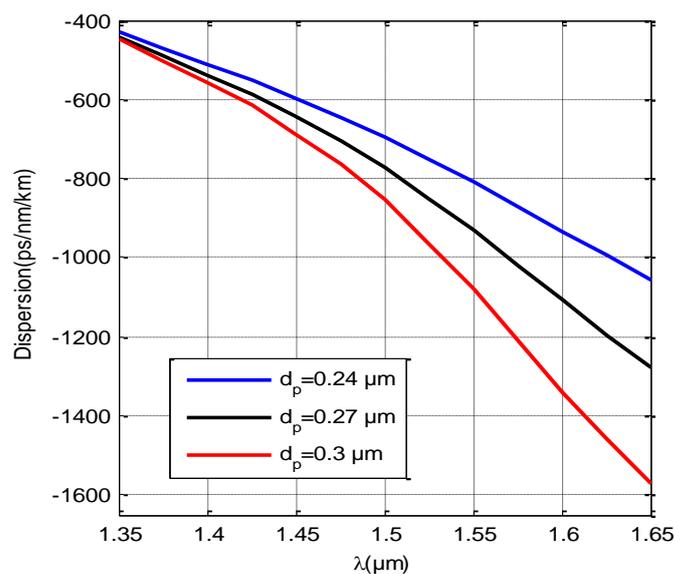


Figure.III. 47. Effets du diamètre des petits trous d'air (d_p) sur la dispersion chromatique.

D'autre part, les effets de la variation du pas sont représentés sur la figure (III.48).

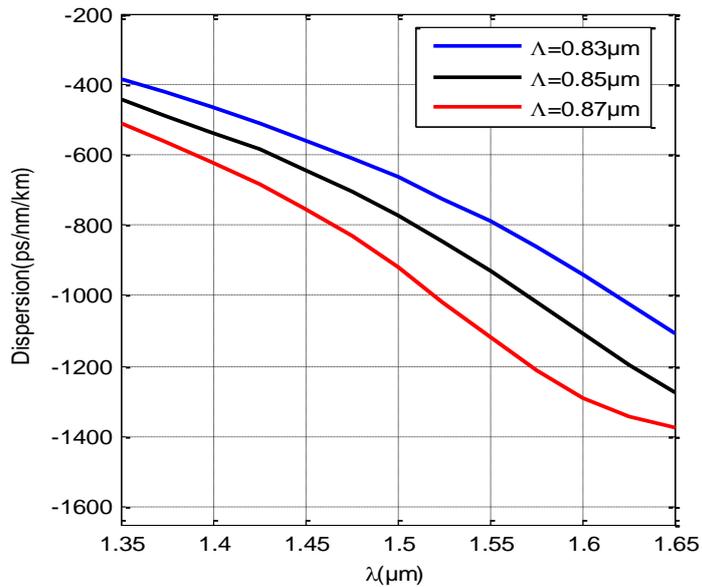


Figure.III. 48. Effets du pas (Λ) sur la dispersion chromatique.

La figure (III.49) montre la courbe de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour différents coefficients des petits trous d'air α .

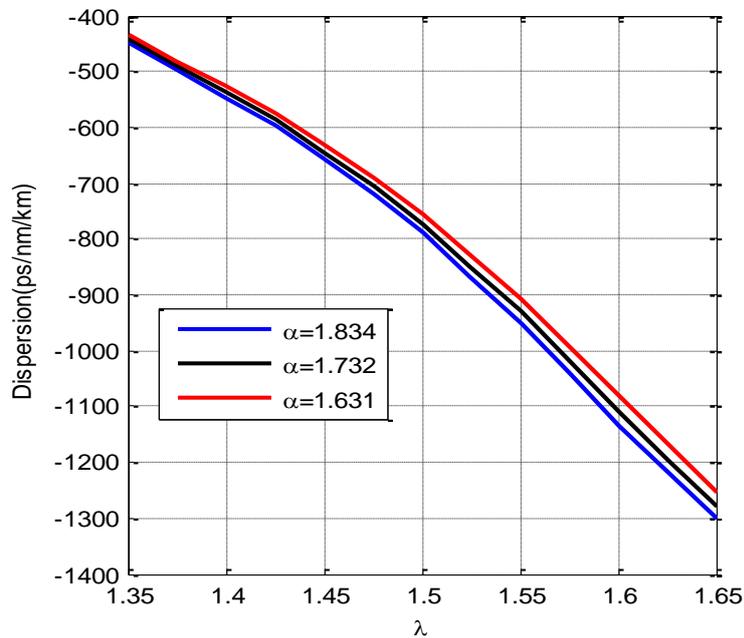


Figure.III. 49. Effets des coefficients (α) sur la dispersion chromatique.

La conception d'une FMAS compensatrice de dispersion chromatique exige que sa pente de dispersion relative (Rds) soit du même ordre de grandeur que la fibre monomode, qui est de 0.0036 nm^{-1} à $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

La figure (III.50) montre la dépendance de la dispersion résiduelle en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres de conception optimaux suivants : ($\Lambda=0.85 \mu\text{m}$, $d=0.6 \mu\text{m}$, $d_1=0.5 \mu\text{m}$, $d_p=0.27 \mu\text{m}$, $\alpha=1.732$).

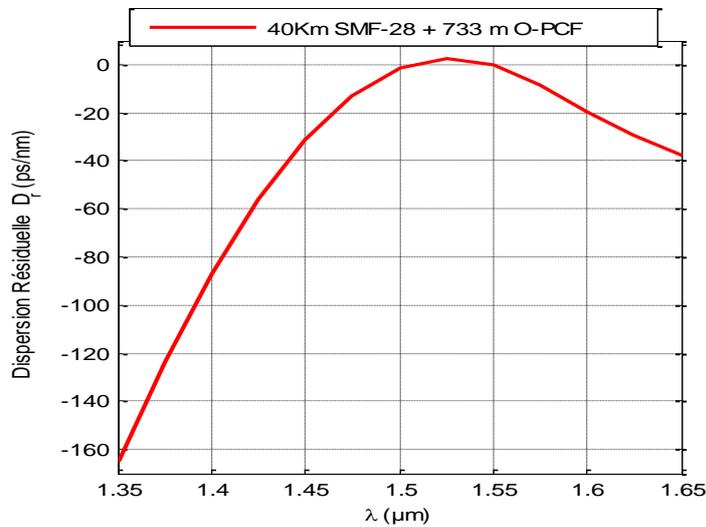


Figure.III. 50. Dispersion résiduelle pour des paramètres de conception optimaux.

La figure (III.50) montre que la dispersion chromatique résiduelle est inférieure à $\pm 64 \text{ ps/nm}$ dans la plage des longueurs d'onde $[1.46-1.675] \mu\text{m}$ [7]. Ceci confirme bien que la fibre proposée pourrait être un excellent dispositif pour compenser la dispersion chromatique dans les systèmes de transmission de 40 Gb/s sur la bande des longueurs d'onde située de S à U.

La figure (III.51) représente la variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres de conception optimaux.

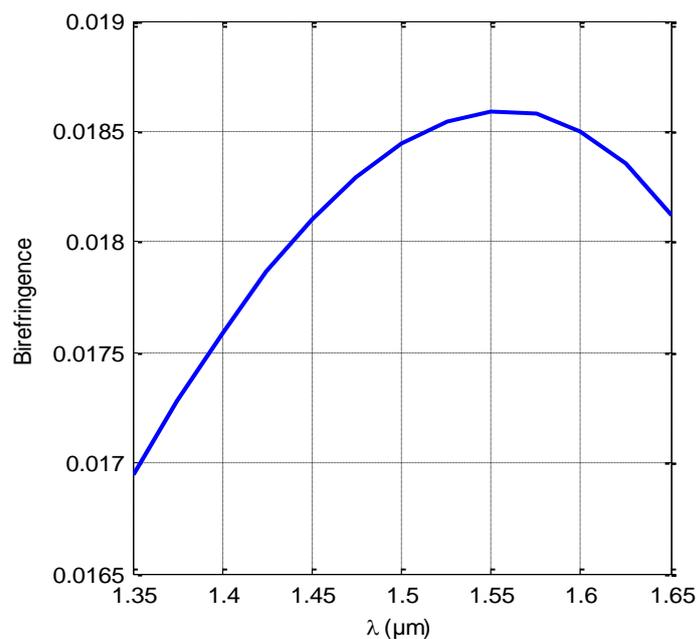


Figure.III. 51. Biréfringence en fonction de la longueur d'onde.

Une valeur de la biréfringence de 1.86×10^{-2} à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ a pu ainsi être obtenue. La figure (III.52) montre la variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde pour différents diamètres de trous d'air (d). On peut observer que la biréfringence augmente quand le diamètre des trous d'air (d) augmente. À la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, les valeurs de biréfringence sont 1.54×10^{-2} , 1.86×10^{-2} , 2.2×10^{-2} respectivement pour des diamètres des trous d'air égaux à $d = 0.56 \mu\text{m}$, $0.6 \mu\text{m}$, $0.64 \mu\text{m}$.

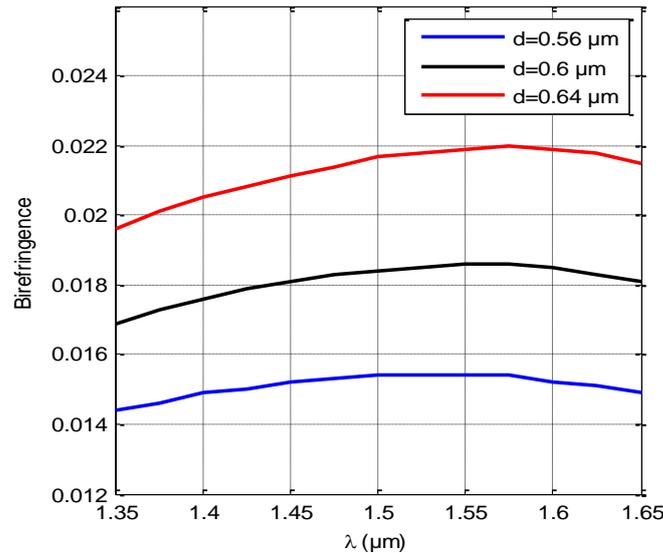


Figure.III. 52. Influence du diamètre des trous d'air (d) sur la biréfringence.

La figure (III.53) montre l'effet du diamètre des trous d'air (d_1) sur la biréfringence. La biréfringence augmente avec le diamètre des trous d'air (d_1).

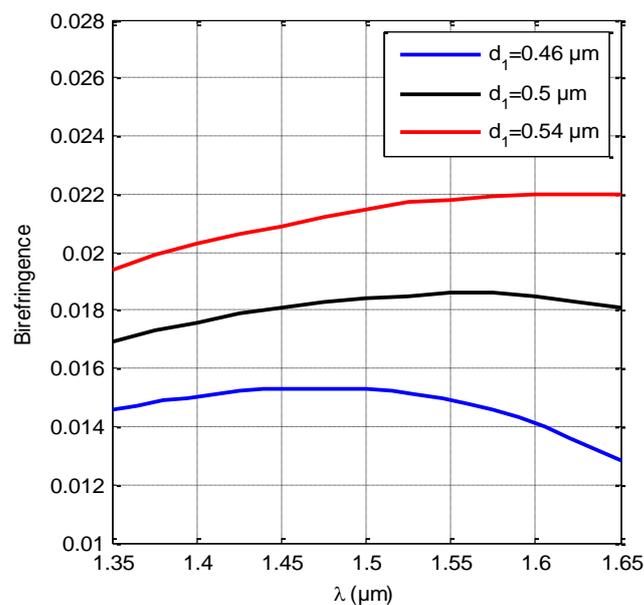


Figure.III. 53. Influence du diamètre des trous d'air (d_1) sur la biréfringence.

La figure (III.54.a) et la figure (III.54.b) montrent la variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs des coefficients des petits trous d'air (α) et les valeurs du pas (Λ) respectivement.

La figure (III.54.a) montre que la biréfringence augmente avec la diminution des valeurs de coefficients de petits trous d'air (α). Une biréfringence de l'ordre de 1.9×10^{-2} à la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$ a été obtenue. Par contre, la figure (III.54.b) révèle que la biréfringence diminue avec l'augmentation du pas (Λ).

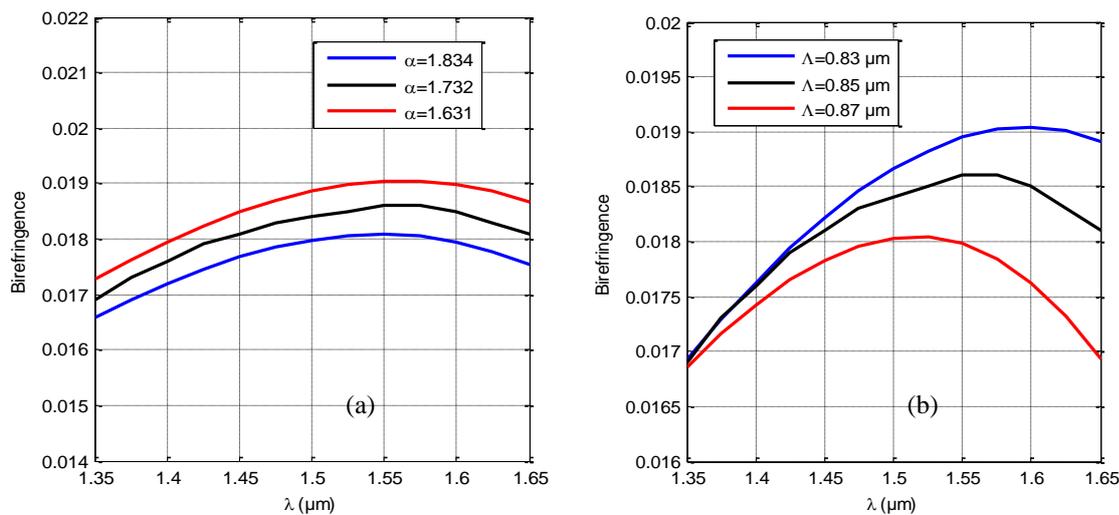


Figure.III. 54. Influence du pas (Λ) et des coefficients (α) sur la biréfringence.

L'influence du diamètre des petits trous d'air sur la biréfringence est illustrée sur la figure (III.55). On observe que la variation du diamètre des petits trous d'air de $0.24 \mu\text{m}$ à $0.32 \mu\text{m}$ change la biréfringence de 1.93×10^{-2} à 1.76×10^{-2} à la longueur d'onde $\lambda= 1.55 \mu\text{m}$.

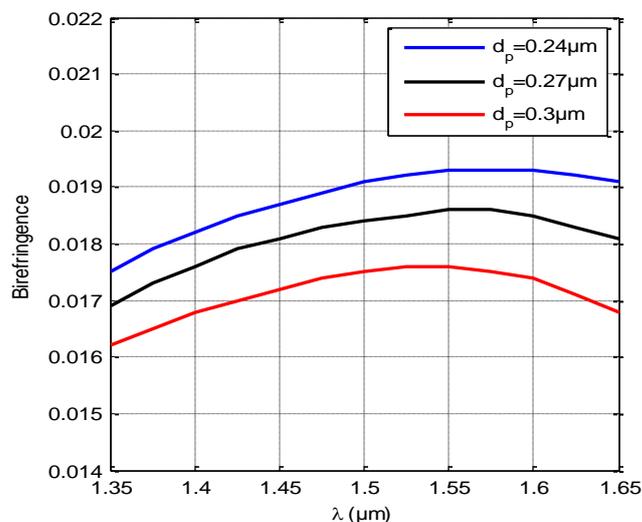


Figure.III. 55. Influence du diamètre des petits trous d'air (d_p) sur la biréfringence.

La figure (III.56) montre la variation de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres de conception optimale. À la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, la valeur de l'aire effective est d'environ $1.7 \mu\text{m}^2$ pour le mode de polarisation y.

La FMAS proposée peut trouver son application dans la génération supercontinuum [8].

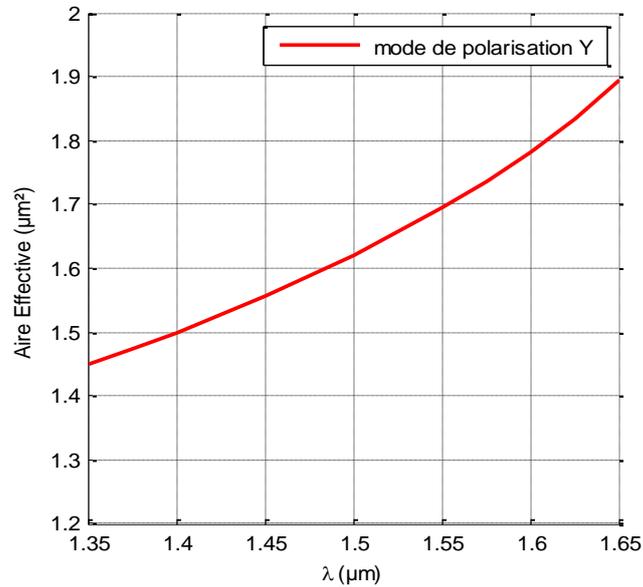


Figure.III. 56. Aire effective en fonction de la longueur d'onde.

La figure (III.57) montre la variation des pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde pour les modes de polarisation x, y respectivement.

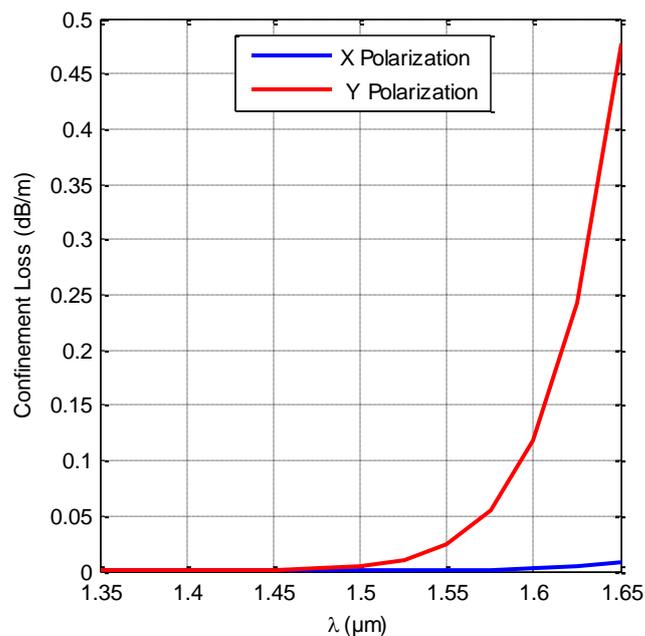


Figure.III. 57. Pertes de confinement de la FMAS octogonale pour les modes de polarisation x, et y.

Des pertes de confinement de l'ordre de 0.00047 dB/m, et 0.025 dB/m ont été obtenus pour les deux modes de polarisation x et y à la longueur d'onde $\lambda = 1.55\mu\text{m}$.

VII. Comparaison entre la méthode des éléments finis avec d'autres méthodes

La figure(III.58) montre une comparaison des résultats obtenus par la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM) avec la méthode des faisceaux propagés (BPM) ainsi que la méthode des fonctions localisées (MFL) pour une FMAS hexagonale (figure(III.58)),et dont les paramètres géométriques sont les suivants $\Lambda = 1.4\mu\text{m}$, $d = 0.87\mu\text{m}$ [9].

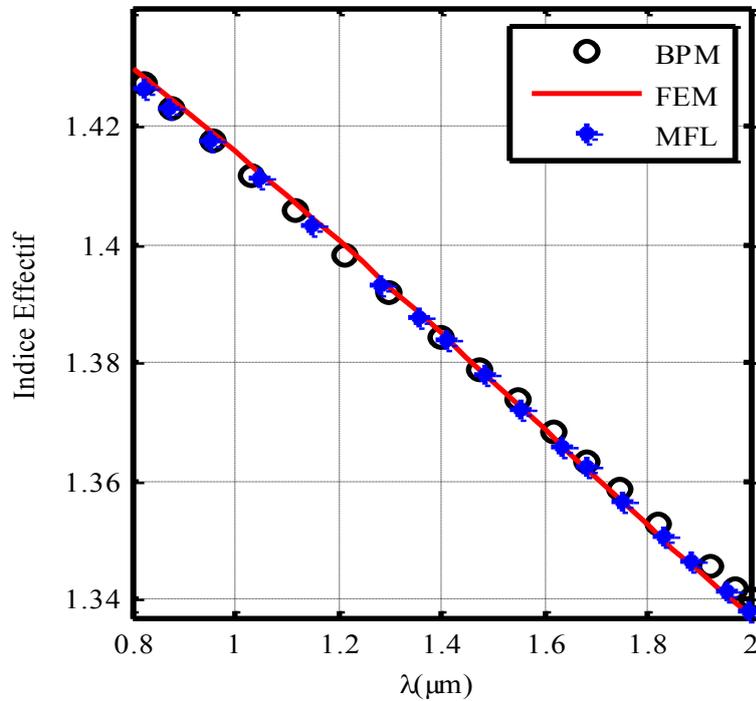


Figure.III. 58. Comparaison entre les méthodes des éléments finis vectorielle (FV-FEM), des fonctions localisées (MFL) et multipolaire (MM).

On peut remarquer sur la figure ci-dessus que les trois courbes ont pratiquement la même allure, avec un écart qui diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde.

L'écart entre la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM), et la méthode des faisceaux propagés (BPM) est de l'ordre de 0.0022%. Pour la méthode des fonctions localisées (MFL) l'écart est de $8.52 \times 10^{-4}\%$ à la longueur $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. La structure à comparer est du type hexagonal avec des diamètres des trous d'air de $d = 0.96\mu\text{m}$, un pas $\Lambda = 1\mu\text{m}$, et un indice de réfraction du liquide $n_L = 1.34$.

Cette fibre a été proposée par Partha Sona Maji et al [10]. Les figures (III.59) (a), (b) et (c) présentent la distribution de champ électrique observé à la sortie de cette FMAS à des longueurs d'onde différentes.

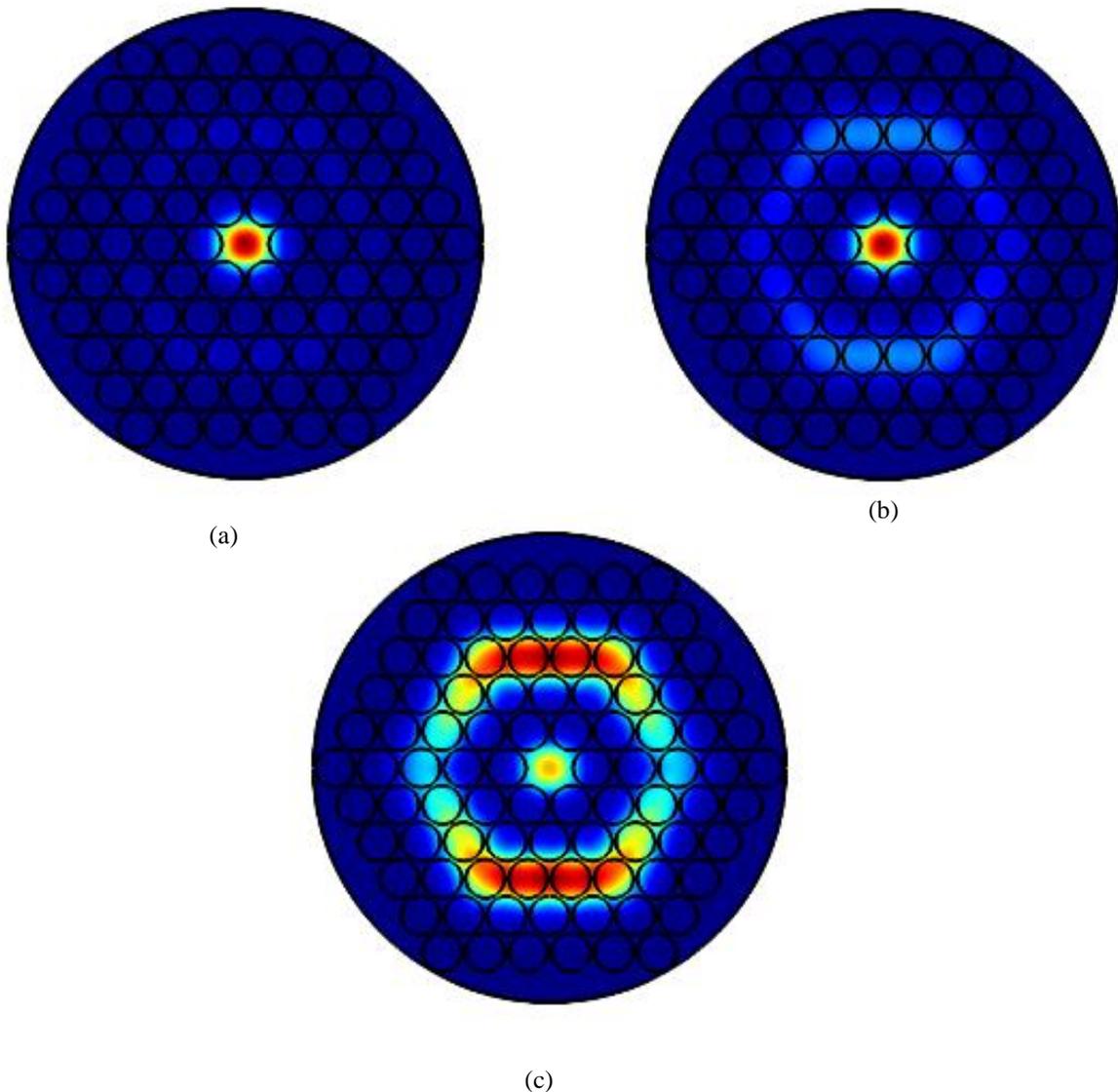


Figure.III. 59. Evolution du champ électrique dans la FMAS (a) : $\lambda < \lambda_p$, (b) : $\lambda = \lambda_p$, (c) : $\lambda > \lambda_p$.

Les résultats de simulation, concernant l'indice effectif sont présentés sur la figure(III.60). La valeur de l'indice effectif est de 1.319. D'autre part la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM) montre une valeur de l'indice effectif environ 1.3188 à la longueur d'onde $\lambda = 1.59\mu\text{m}$. Ces résultats concordent très bien avec les résultats qu'on a obtenus.

Nos résultats sont en accord avec ceux obtenus par Partha Sona Maji et al (figure (III.60)) [10].

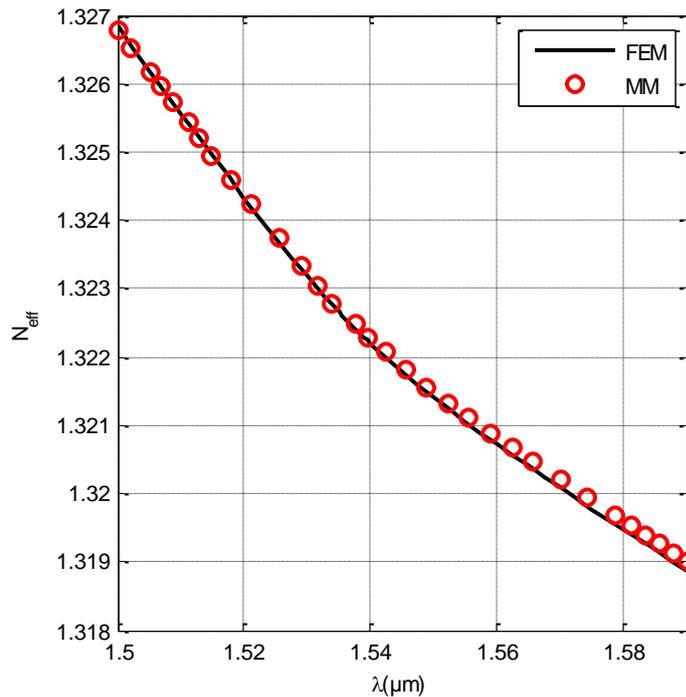


Figure.III. 60. Comparaison de l'indice effectif entre la méthode des éléments finis vectorielle (FV-FEM) et la méthode multipolaire(MM).

VIII. Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre concernant l'application des FMAS pour les applications de compensation de dispersion chromatique. Pour atteindre cet objectif, on a utilisé la méthode numérique des éléments finis vectorielle pour déterminer les propriétés de ces FMAS en fonction des paramètres opto-géométriques.

Des propriétés originales des FMAS ont ainsi été obtenues tels que le caractère monomode, le décalage du zéro de dispersion chromatique, ainsi que l'aire effective et les pertes de confinement. Ceci nous a conduits à proposer un nouveau type de FMAS à deux cœurs concentriques dans le but d'obtenir des valeurs élevées de la dispersion chromatique.

On a montré que lorsque la différence d'indice entre le cœur interne et le cœur externe change, la largeur à mi-hauteur du pic diminue pour autoriser des compensations très sélectives tout en s'accompagnant d'un décalage vers les courtes longueurs d'onde. De plus, le changement de la position du cœur externe permet d'obtenir facilement des nouveaux profils des FMAS dédiés à la compensation monocanal ou large bande.

Nos résultats ont été validés avec les méthodes telles que des faisceaux propagés, et des fonctions localisées.

Références

- [1] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion, *Optics Express*, 11(8) (2003) 843-852.
- [2] K. Saitoh, M. Koshiba, Full-vectorial imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme: application to photonic crystal fibers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(7) (2000) 927-933.
- [3] Yi Ni, L. Zhang, L. An, J. Peng, C. Fan, Large Negative Dispersion in Square Solid Photonic Bandgap Fibers, *IEEE Photonic Technology Letters*, 16 (6) (2004).
- [4] M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Novel High Negative Chromatic Dispersion Photonic Crystal Fiber with Low Confinement Loss, *Journal of Electrical and Electronics Engineering*, 9 (1) (2016).
- [5] M. Ebnali-Heidari, F. Dehghan, H. Saghaei, F. Koochi-Kamali, M. K. Moravvej-Farshi, Dispersion engineering of photonic crystal fibers by means of fluidic infiltration. *Journal of Modern Optics*, 59(16) (2012).
- [6] M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Novel Hybrid Photonic Crystal Fiber with Defected Core For Dispersion Compensation Over E to U Band Telecommunication, *ARPJ Journal of Engineering and Applied Sciences* (2006).
- [7] F. Begum, Y. Namihira, S. M. A. Razzak, Novel broadband dispersion compensating photonic crystal fibers: Applications in high-speed transmission systems, *Optics & Laser Technology* 41(6) - 679-686 -(2009)
- [8] B. García, Numerical Study of Highly Nonlinear Photonic Crystal Fiber with Tunable Zero Dispersion Wavelengths. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications* 7(5) (2015).
- [9] T. A. Birks, J. C. Knight, et P. St. J. Russell, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Optics Letters*, 22(13) (1997).
- [10] P. S. Maji, P. R. Chaudhuri, Design of ultra large negative dispersion PCF with selectively tunable liquid infiltration for dispersion compensation, *Optics Communications*, 325 (2014) 134-143.

Conclusion générale

Conclusion générale

Mes travaux de thèse ont porté sur l'étude de nouvelles structures de fibres microstructurées destinées à la compensation de la dispersion chromatique. Notre intérêt s'est porté particulièrement sur les fibres à deux cœurs concentriques afin d'obtenir une très grande dispersion négative ultra-négative.

Rappelons que la dispersion chromatique de vitesse de groupe traduit l'élargissement spectral d'une impulsion lumineuse se propageant dans un guide selon un mode donné. Elle s'exprime en ps/nm/Km. C'est l'inconvénient majeur pouvant dégrader le facteur de qualité d'une transmission optique.

Nous avons pu montrer qu'une conception adéquate d'une fibre à deux cœurs concentriques pouvait compenser la dispersion chromatique cumulée dans une liaison optique à base d'une fibre standard SMF-28. En d'autres termes, une modification des paramètres géométriques de la microstructure comme le diamètre des trous d'air d , l'espacement Λ , ou bien le rapport d/Λ permettait l'obtention de nouvelles propriétés dispersives.

Nous avons consacré le premier chapitre à une présentation générale des caractéristiques des fibres nouvelle génération. Il avait pour objectif de donner une description de ces fibres : contexte historique, structure, types, avantages, applications potentielles.

Dans un deuxième chapitre, nous avons inventorié les différentes méthodes de modélisation utilisées pour l'analyse des propriétés optiques des fibres microstructurées.

La description rigoureuse des propriétés optiques de ces fibres nécessite la prise en compte du caractère vectoriel des ondes électromagnétiques. Le formalisme analytique ne permet pas de traiter, et d'analyser complètement le comportement des ondes lumineuses dans ce type de guide d'onde. Et c'est pour cette raison que nous avons eu recours aux méthodes numériques qui tiennent compte des propriétés vectorielles de la lumière pour le calcul des propriétés optiques comme la dispersion chromatique, la biréfringence, l'aire effective, et les pertes de confinement.

Outre la méthode des faisceaux propagés (BPM), la méthode que j'ai retenue, et qui m'a permis de simuler les différentes structures est la méthode des éléments finis (FEM). Elle est capable de solutionner les phénomènes physiques décrits par les équations aux dérivées partielles. Son principe repose sur la résolution de ces équations, avec une recherche d'une solution approchée

suffisamment fiable. La connaissance des propriétés optiques d'une FMAS consiste tout d'abord à résoudre l'équation d'Helmholtz dans les différentes régions, et dont le champ électrique, ou magnétique est solution. Le logiciel commercial Comsol Multiphysics est un outil numérique efficace qui nous a permis de modéliser le comportement, simuler, et générer nos propres structures en tenant compte du choix des matériaux, ainsi que des conditions aux limites. Nous nous sommes limités à des fibres non magnétiques, dépourvues de charges libres, et de courants, et invariantes par translation suivant l'axe de la fibre. A partir des différentes modélisations, nous avons déduit les diagrammes de dispersion pour différents paramètres opto-géométriques. L'analyse numérique nous a permis d'analyser l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde.

La FV-FEM nous a donné des résultats satisfaisants en termes de précision, et de temps de calcul. Elle présente les avantages de temps de calcul limité, avec une biréfringence numérique relativement faible, ainsi que la possibilité de modéliser des profils complexes

L'originalité de mes travaux à consister à étudier, et à concevoir une nouvelle structure à deux cœurs concentriques dans la perspective d'obtenir de forts coefficients de dispersion chromatique. Très grande dispersion négative de l'ordre de -78010 ps/nm/Km a pu à la longueur d'onde de $\lambda=1.55$ μm a pu être obtenue.

Nous avons pu montrer également que les caractéristiques de dispersion pouvaient être contrôlées en changeant la concentration du liquide dopé inséré dans les canaux, le pas entre les trous d'air, et leurs diamètres.

D'autre part, nous avons proposé également deux autres structures de type octogonale dédiées pour la compensation de dispersion chromatique large bande, et le maintien de polarisation.

Enfin, nous avons pu valider, et comparer nos résultats avec les méthodes multipolaires, celle des faisceaux propagés.

Liste des Communications Nationales :

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Fibres microstructurées compensatrices de dispersion chromatique, Journée du Laboratoire de Télécommunications de Tlemcen, 1er JLTT'2014, (2014).

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Fibre à deux cœurs concentriques à dispersion ultra négative, Journée du Laboratoire de Télécommunications de Tlemcen, 2eme JLTT'2015, (2015).

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Fibre microstructurée carrée conçue pour la compensation de dispersion large bande à dispersion ultra négative, Journée du Laboratoire de Télécommunications de Tlemcen, 3 JLTT'2016, (2016).

Liste des Communications Internationales :

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Fibre microstructurée a grande dispersion négative accordable dans la bande C, The International Conférence on Wireless Technologies Embedded and intelligent System ENSA of Fez, (2015).

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Hexagonal Photonic Crystal Fiber designed for dispersion compensation in C band, ICOSIP'2015, (2015).

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, M. Debbal, Fibre microstructurée dédiée à la compensation de dispersion large bande, ICO'2016, (2016).

M. Debbal, M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, M. Debbal, Confinement de la lumière dans une fibre à cristal photonique, ICO'2016, (2016).

Liste des publications Internationales:

M. C. E. Ouadah, M. E. K. Chikh Bled, Novel High Negative Chromatic Dispersion Photonic Crystal Fiber with Low Confinement Loss, Journal of Electrical and Electronics Engineering, 9 (1) (2016).

Résumé :

L'apparition des fibres microstructurées à cristal photonique a donné de nouvelles opportunités pour la conception de composants photoniques dotés de nouvelles fonctions originales. C'est dans ce contexte que cette thèse est consacrée à l'étude, et à la modélisation des fibres microstructurées dédiées à la compensation de la dispersion chromatique. Le contrôle du zéro, et de la compensation de la dispersion chromatique peuvent être obtenus grâce à l'optimisation des paramètres géométriques de la structure. L'une des solutions proposées dans cette étude repose sur l'insertion des fibres microstructurées à deux cœurs concentriques avec un grand coefficient négatif de dispersion chromatique, ainsi qu'une pente de dispersion relative identique à celle de la fibre conventionnelles.

Outre les avantages, potentialités, et les différents mécanismes qu'offrent ces structures photoniques périodiques, nous nous sommes attachés à identifier une méthode numérique permettant de décrire de façon rigoureuse les propriétés optiques de telles fibres. A cet effet, c'est la méthode des éléments finis vectorielle, et implémentée dans le logiciel commercial Comsol Multiphysics qu'on a retenu. Son avantage primordial réside dans sa capacité à traiter des profils transverses de géométrie arbitraire, et à déterminer les principales propriétés optiques des modes guidés dans n'importe quelle structure.

Cet outil numérique nous a permis de générer nos propres structures afin de prédire les principales propriétés optiques comme la dispersion chromatique, la biréfringence, ainsi que les pertes de confinement.

Nous proposons notamment une fibre microstructurée à deux cœurs concentriques à grande dispersion négative dans la bande C, et autour de la longueur 1.55 μm .

Mots clés : Fibre optique- Fibre microstructurée- Bandes interdites photoniques- Dispersion chromatique- Méthode des éléments finis- Comsol Multiphysics.

Abstract:

The appearance of the photonic microstructured fibers given new opportunities for the design of photonic components with the new original functions. It is in this context that this thesis is devoted to the study and modeling of microstructured fibers dedicated to the chromatic dispersion compensation. The control of the zero and the chromatic dispersion compensation can be obtained by optimizing the geometrical parameters of the structure. One of the solutions proposed in this study is based on the insertion of dual concentric core microstructured fibers with a high negative chromatic dispersion coefficient as well as a relative dispersion slope exactly that to the conventional fibers. In addition to the advantages, potentialities, and the various mechanisms, which these periodic photonic structures offer, we attached to identify a numerical method to describe in a rigorous way the properties of any fibers. For this purpose, the full vectorial finite element method is implemented by using the commercial software Comsol Multiphysics. Its paramount advantages lies in its capacity to treat the cross-section profiles of arbitrary geometry, and to determine the main optical properties of the guided modes of any structure.

This numerical tool allowed us to generate our own structures in order to predict the principal optical properties like chromatic dispersion, birefringence, as well as the confinement loss. We propose in particular a dual concentric microstructured fiber with high negative chromatic dispersion coefficient in the c band, and around the wavelength $1.55\mu\text{m}$.

Key words: Optical Fiber - Microstructured Fiber - Bandes interdites photoniques - Chromatic Dispersion - Finite Element Method - Comsol Multiphysics.

ملخص:

ظهور الألياف الضوئية المجهرية يعطى إمكانيات جديدة لتصميم العناصر الضوئية مع المهام الأصلية الجديدة. وفي هذا السياق أن هذه الأطروحة هي مكرسة لدراسة ونمذجة الألياف الضوئية المجهرية المخصصة لتعويض التشتت اللوني. يمكن السيطرة على الصفر وتعويض التشتت اللوني وذلك عن طريق تحسين المعايير الهندسية للهيكل. أحد الحلول المقترحة في هذه الدراسة هي ادراج الالياف البصرية المجهرية ثنائية النواة التي يكون فيها معامل التشتت اللوني ذو قيمة سلبية عالية كذلك على نفس قيمة الميل المطلقة للألياف البصرية الطبيعية. وبالإضافة إلى المزايا، الإمكانيات، والآليات المختلفة التي توفرها الألياف الضوئية المجهرية، التي نوليها بتحديد الطريقة الرقمية المعتمدة لوصف خصائص أي نوع من الألياف.

لهذا الغرض، يتم تطبيق طريقة العناصر المحدودة الكاملة باستخدام البرنامج التجاري كومصول متعدد الخدمات. مزايا هذه الطريقة تكمن في القدرة على معالجة مختلف الهندسة المقترحة وتحديد خصائصها.

الطريقة الرقمية المعتمدة سمحت لنا بإعطاء عدة هياكل خاصة بغية الحد من التشتت اللوني، الانكسار الضوئي، وكذلك قيمة الخسارة. بنانا على هذه الخاصية نقترح ليف بصري مجهري ثنائي النواة ذو قيمة سلبية عالية من التشتت اللوني في النطاق التردد ج وحول الطول الموجي 1.55مكرو متر.

الكلمات الرئيسية: الألياف البصرية الطبيعية -الالياف البصرية المجهرية -الطريقة الرقمية للعناصر المحدودة -التشتت اللوني -كومصول متعدد الخدمات.