

N° d'ordre : 40525

**UNIVERSITÉ LILLE 1**

# **THÈSE DE DOCTORAT**

Présentée en vue d'obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ LILLE 1

---

## **Modélisations, réalisations et évaluations de fibres de Bragg à grande Aire Effective**

---

par

**Catherine Baskiotis**

Soutenue le 9 mai 2011 devant le jury composé de :

|                                 |  |                    |
|---------------------------------|--|--------------------|
| M <sup>me</sup> Suzanne LACROIX | Professeur titulaire, École Polytechnique de Montréal  | Rapporteur         |
| M. Sébastien FÉVRIER            | Maître de conférences HDR, Université de Limoges       | Rapporteur         |
| M. Gilles RENVERSEZ             | Professeur, Université Paul Cézanne Aix-Marseille III  | Examineur          |
| M. Yves JAOUËN                  | Professeur, Télécom ParisTech                          | Examineur          |
| M. Pierre SILLARD               | Chef de groupe R & D, Draka Communications, Marcoussis | Examineur          |
| M. Yves QUIQUEMPOIS             | Professeur, Université Lille 1                         | Directeur de thèse |
| M. Marc DOUAY                   | Professeur, Université Lille 1                         | Directeur de thèse |

Thèse préparée au sein du  
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS, ATOMES ET MOLÉCULES  
et du  
Centre de Recherche et Développement de DRAKA COMMUNICATIONS



# Remerciements

Pour leur plus grande partie, ces travaux ont été effectués au centre de recherche de Marcoussis de Draka Communications. Je tiens à remercier, en premier lieu, Pierre Sansonetti, son directeur, pour m'avoir accueillie dans cette structure. J'exprime, également, ma sincère gratitude à Pascale Nouchi, qui était son adjointe pendant cette période, pour ses fréquents encouragements et ses innombrables conseils, dont je me souviendrai très certainement tout au long de ma carrière.

Je remercie ensuite les membres du jury de mes travaux de thèse : Suzanne Lacroix et Sébastien Février ainsi que Gilles Renversez et Yves Jaouën pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être, respectivement, rapporteurs et examinateurs.

Dans ces remerciements, une place toute particulière revient à Pierre Sillard qui m'a intégrée dans son équipe et m'a encadrée en s'impliquant fortement. Je tiens à le remercier très chaleureusement pour sa confiance, qui m'a permis de devenir peu à peu autonome ; ses conseils, toujours pertinents, pragmatiques et efficaces ; ainsi que son dynamisme et sa grande réactivité pour la publication des résultats, malgré un emploi du temps déjà très chargé.

Je souhaite également adresser mes remerciements à mes directeurs de thèse académiques Yves Quiquempois et Marc Douay du Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) de l'Université Lille 1. Yves, tout d'abord, a suivi mes recherches avec beaucoup d'intérêt et m'a fait bénéficier de sa grande expérience scientifique en modélisation. Il m'a, en particulier, invitée à analyser les fibres de Bragg à travers le prisme des résultats existants sur les fibres à bandes interdites photoniques à deux dimensions ; point de vue qui n'existait pas dans la littérature au début de mes travaux. Je le remercie également de m'avoir appris à toujours tout vérifier de manière à tenir un propos rigoureux. Marc, pour sa part, a su se tenir toujours informé, m'a conseillée tout au long de mes travaux, et a initié les collaborations, extrêmement enrichissantes, avec les membres du groupe photonique qu'il dirige. Qu'ils soient tous les deux assurés de ma profonde reconnaissance.

La partie expérimentale de ces travaux s'est effectuée en collaboration avec un certain nombre de personnes situées à Eindhoven, Marcoussis, Lille ou Paris, auxquelles j'adresse tous mes remerciements. Merci à Frans Gooijer et son équipe pour la réalisation des préformes, Simon Lempereur et Gilles Melin pour la réalisation des fibrages, ainsi qu'aux techniciens de Marcoussis pour leur support technique inventif. Un grand merci également à Géraud Bouwmans, qui, en plus de m'initier à l'art des travaux expérimentaux, s'est montré d'une grande patience et d'une grande générosité lors de la caractérisation des fibres à Lille. Enfin, je souhaiterais remercier chaleureusement Renaud Gabet et Yves Jaouën du département COMELEC de Telecom ParisTech pour leur collaboration très fructueuse lors de l'étude expérimentale de l'influence des micro-courbures par la technique OLCI ("Optical Low Coherence Interferometry"). Leur dynamisme, leur optimisme, leur ouverture d'esprit et leur confiance ont assurément contribué au succès de cette collaboration.

Je tiens à remercier tous les membres de Marcoussis que j'ai côtoyés pendant mes travaux et qui m'ont apporté leur aide, chacun à leur manière. Plus particulièrement, merci à Denis et son aide considérable pour les questions de modélisation, Louis-Anne et ses invitations permanentes à une prise de recul,

Lionel, David, Marianne, Katia et Alain pour les nombreuses discussions scientifiques. Merci également à Laurence, Anne, ainsi qu'Elise et Christine (qui sont parties en cours de route) pour leurs encouragements. Je n'oublie pas les différents stagiaires avec lesquels j'ai passé d'agréables moments, notamment Majda et Thomas.

Enfin et surtout, je remercie mes amis et ma famille, ô combien importants, avec qui j'ai vécu d'excellents moments : Marion et Hubert, Stéphan et Sofia, Stéphane et Ismini, Delphine pour la colloq du début, Eleni, Athina, Dimitra, Marie et Miaro pour le bol d'air nantais, Catherine et Christian pour le conte de fée, Claire-Lise et Brieg pour les interludes culturels, Anne-So pour les séjours dans le midi, Maria pour Indiana Jones et Jupiter, Christina pour "Twin Peaks", Marianne pour les brunchs du dimanche et Lydie et Bruno pour... tout ! Merci à mes cousins Argy, Athina et Grégoire, à mon frère Nico, ainsi qu'à mes parents, tous toujours présents aux moments clés.

# Résumé

Fondées sur des concepts théoriques plus complexes que les fibres optiques conventionnelles et d'une réalisation plus difficile, les fibres de Bragg en sont, plus de quarante ans après leur première proposition théorique, encore à leurs débuts. Pourtant, grâce à leur mécanisme de guidage particulier (guidage par bandes interdites photoniques), elles constituent de bons candidats potentiels pour dépasser les limitations des autres fibres pour un certain nombre d'applications.

Ce travail de thèse porte sur l'étude des performances des fibres de Bragg destinées au transport de fortes puissances. Pour cette application, la problématique est de concevoir une fibre permettant d'atteindre la plus grande aire effective possible pour leur mode fondamental, tout en assurant une composition mono-mode pour le faisceau de sortie. L'étude a été réalisée aussi bien d'un point de vue théorique, analytique, numérique, qu'expérimental.

Un modèle analytique permettant de prédire les propriétés des fibres de Bragg à grande aire effective et faibles contrastes d'indice lorsqu'elles sont exemptes de toute perturbation a tout d'abord été mis au point. Puis, le cas de l'application d'une macro-courbure sur les fibres de Bragg a été numériquement étudié. Enfin, le comportement des fibres de Bragg lorsqu'elles sont sujettes à l'application de contraintes (engendrant des micro-courbures) a été expérimentalement analysé.

Les performances des fibres de Bragg sont comparées à celles du profil de fibre le plus simple qui puisse exister : le profil saut d'indice. Les résultats indiquent de meilleures performances, en théorie, pour les fibres de Bragg par rapport à cette solution lorsqu'elles sont exemptes de toute perturbation ou sujettes à des macro-courbures. Les premiers résultats indiquent que les sensibilité aux micro-courbures des deux types de fibre sont comparables.



# Abstract

Forty years after their first theoretical proposal, Bragg fibers are still in their infancy. Indeed, Bragg fibers are based on more complex theoretical concepts than conventional optical fibers and are more difficult to realize. Their potential due to their particular guiding mechanism (known as photonic bandgap) remains still largely unexplored.

This study analyzes the performances of Bragg fibers for high-power delivery. For this application, the target is to design a fiber that reaches the largest possible Effective Area for the fundamental core-mode, while ensuring a single-moded output beam. The study was performed theoretically, analytically, numerically as well as experimentally.

An analytical model for predicting the properties of Bragg fibers with large Effective Area and low-index contrast when they are not subjected to any perturbations has been first developed. Then, the case of the application of macro-bendings on the Bragg fiber has been studied numerically. Finally, the behavior of Bragg fiber in the presence of micro-bending has been experimentally investigated.

Bragg fibers are compared to the simplest fiber profile that may exist : step-index profile. The numerical results show better performances in the case of Bragg fibers when they are free from any perturbations or subjected to macro-bending. First results indicate that the sensitivities to micro-bending of the two types of fiber are comparable.





# Table des matières

|  |               |
|--|---------------|
| <b>Table des matières</b>  | <b>xii</b>    |
| <b>Liste des figures</b>   | <b>xxvi</b>   |
| <b>Liste des tables</b>  | <b>xxviii</b> |
| <b>Liste des symboles</b>  | <b>xxix</b>   |
| <b>Introduction</b>  | <b>1</b>      |
| <b>1 Fibres de Bragg et transport de fortes puissances</b>                               | <b>7</b>      |
| 1.1 Généralités sur les fibres optiques . . . . .  | 7             |
| 1.1.1 Définition d'une fibre optique . . . . .   | 7             |
| 1.1.2 La fibre à saut d'indice . . . . .   | 7             |
| 1.1.3 Les fibres micro-structurées . . . . .   | 10            |
| 1.2 Fibres de Bragg . . . . .  | 11            |
| 1.2.1 Réflecteurs de Bragg plan : des miroirs aux fibres . . . . .                       | 11            |
| 1.2.2 Fibres de Bragg : mécanisme de guidage et propriétés . . . . .                     | 18            |
| 1.2.3 Applications potentielles . . . . .  | 19            |
| 1.2.4 Conclusion . . . . .   | 22            |
| 1.3 Transport de fortes puissances à travers une fibre optique . . . . .                 | 23            |
| 1.3.1 Problématique du transport de fortes puissances dans les fibres . . . . .          | 23            |
| 1.3.2 Limitations des fibres à saut d'indice . . . . .                                   | 27            |
| 1.3.3 Autres solutions : état de l'art . . . . .   | 31            |
| 1.3.4 Discussion : fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances ? . . . . .    | 34            |
| 1.4 Conclusion . . . . .   | 36            |
| <b>2 Outils numériques et expérimentaux</b>  | <b>39</b>     |
| 2.1 Outils numériques . . . . .  | 39            |
| 2.1.1 Pertes de guidage et pertes par courbure . . . . .                                 | 39            |
| 2.1.2 Eléments finis et modélisation des fibres courbées . . . . .                       | 40            |
| 2.1.3 Méthode matricielle . . . . .  | 40            |
| 2.1.4 Méthode matricielle asymptotique . . . . .   | 45            |
| 2.1.5 Adaptation des méthodes matricielles et modélisation des fibres droites . . . . .  | 47            |
| 2.1.6 Conclusion . . . . .   | 47            |
| 2.2 Fabrication des échantillons . . . . .   | 48            |
| 2.2.1 Fabrication de fibres par le procédé PCVD . . . . .                                | 48            |
| 2.2.2 Fabrication des fibres de Bragg . . . . .  | 50            |
| 2.2.3 Fabrication des fibres à saut d'indice monomodes à grande aire effective . . . . . | 56            |
| 2.2.4 Conclusion . . . . .   | 57            |
| 2.3 Protocoles expérimentaux . . . . .   | 58            |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 2.3.1    | Pertes par courbure du mode fondamental . . . . .                                 | 58         |
| 2.3.2    | Aire effective . . . . .  | 59         |
| 2.4      | Conclusion . . . . .  | 60         |
| <b>3</b> | <b>Référence : la fibre à saut d'indice</b>                                       | <b>61</b>  |
| 3.1      | Étude numérique des fibres à saut d'indice à grande aire effective . . . . .      | 61         |
| 3.1.1    | Choix de critères d'éligibilité . . . . .   | 61         |
| 3.1.2    | Référence en l'absence de courbures (ou barreau « rod-type ») . . . . .           | 63         |
| 3.1.3    | Référence en présence de courbures . . . . .                                      | 63         |
| 3.1.4    | Influence des imperfections et des micro-courbures . . . . .                      | 68         |
| 3.2      | Étude expérimentale des fibres à saut d'indice à grande aire effective . . . . .  | 68         |
| 3.3      | Conclusion . . . . .  | 70         |
| <b>4</b> | <b>Fenêtres de transmission des fibres de Bragg</b>                               | <b>71</b>  |
| 4.1      | Étude préparatoire théorique : perturbations et modes couplés . . . . .           | 71         |
| 4.1.1    | Notations . . . . .   | 72         |
| 4.1.2    | Élément fondamental : l'antiguide . . . . .                                       | 72         |
| 4.1.3    | Intérieur des fenêtres de transmission : modèle de l'antiguide perturbé . . . . . | 76         |
| 4.1.4    | Limites des fenêtres de transmission : théorie des modes couplés . . . . .        | 78         |
| 4.1.5    | Conclusion . . . . .  | 84         |
| 4.2      | Prédiction analytique des fenêtres de transmission . . . . .                      | 84         |
| 4.2.1    | Modes de cœur . . . . .   | 84         |
| 4.2.2    | Fenêtres de transmission : les modèles de la littérature . . . . .                | 85         |
| 4.2.3    | Approximation asymptotique du champ dans la gaine . . . . .                       | 90         |
| 4.2.4    | Interprétation : longueur d'onde centrale de la fenêtre de transmission . . . . . | 92         |
| 4.2.5    | Conclusion . . . . .  | 93         |
| 4.3      | Étude du cas des faibles contrastes d'indice . . . . .                            | 95         |
| 4.3.1    | Apparente contradiction . . . . .   | 95         |
| 4.3.2    | Validité de l'approximation asymptotique : guide annulaire . . . . .              | 95         |
| 4.3.3    | Fenêtres de transmission et validité des modèles analytiques . . . . .            | 98         |
| 4.3.4    | Conclusion . . . . .  | 101        |
| 4.3.5    | Discussion . . . . .  | 101        |
| 4.4      | Conclusion et perspectives . . . . .  | 102        |
| <b>5</b> | <b>Pertes de guidage : modélisation analytique et règles de design</b>            | <b>103</b> |
| 5.1      | État de l'art . . . . .   | 104        |
| 5.1.1    | Notations . . . . .   | 104        |
| 5.1.2    | Modèles analytiques de la littérature et limitations . . . . .                    | 105        |
| 5.1.3    | Analyse des règles de design de l'état de l'art . . . . .                         | 109        |
| 5.2      | Modèle analytique pour les fibres à gaine périodique . . . . .                    | 110        |
| 5.2.1    | Présentation du modèle : modes TE et TM . . . . .                                 | 110        |
| 5.2.2    | Cas des modes hybrides . . . . .  | 115        |
| 5.2.3    | Précision du modèle . . . . .   | 117        |
| 5.2.4    | Comparaison aux modèles de la littérature . . . . .                               | 118        |
| 5.2.5    | Conclusion . . . . .  | 121        |
| 5.3      | Modèle simplifié et général : éléments constitutifs de base . . . . .             | 121        |
| 5.3.1    | Première approche et limites : décomposition en anneaux . . . . .                 | 122        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 5.3.2    | Deuxième approche : sous-ensembles de deux anneaux . . . . .                                   | 125        |
| 5.3.3    | Fibres presque périodiques : décomposition en plus grands éléments constitutifs . . . . .      | 126        |
| 5.3.4    | Conclusion . . . . .   | 131        |
| 5.4      | Conception d'une fibre de Bragg destinée au transport de fortes puissances . . . . .           | 132        |
| 5.4.1    | Pertes du mode fondamental $LP_{01}$ . . . . .   | 132        |
| 5.4.2    | Aire effective du mode $LP_{01}$ . . . . .   | 138        |
| 5.4.3    | Propagation monomode du mode $LP_{01}$ . . . . .   | 139        |
| 5.4.4    | Étude quantitative : fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances . . . . .          | 144        |
| 5.4.5    | Conclusion . . . . .   | 149        |
| 5.5      | Conclusion et perspectives . . . . .   | 150        |
| <b>6</b> | <b>Courbures des fibres de Bragg : expériences, modélisation et règles de design</b>           | <b>151</b> |
| 6.1      | État de l'art . . . . .  | 151        |
| 6.2      | Influence de la courbure sur les fenêtres de transmission . . . . .                            | 153        |
| 6.2.1    | Symétrie des modes de la fibre courbée . . . . .   | 153        |
| 6.2.2    | Première étude numérique sur un design particulier . . . . .                                   | 156        |
| 6.2.3    | Résultats expérimentaux . . . . .  | 161        |
| 6.2.4    | Conclusion . . . . .   | 164        |
| 6.3      | Potential des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances . . . . .                 | 164        |
| 6.3.1    | Aire effective du mode fondamental . . . . .   | 164        |
| 6.3.2    | Fibres de Bragg à très grande aire effective . . . . .   | 167        |
| 6.3.3    | Fibres de Bragg à très faibles pertes par courbure . . . . .                                   | 176        |
| 6.3.4    | Conclusion . . . . .   | 179        |
| 6.4      | Conclusion et perspectives . . . . .   | 181        |
| <b>7</b> | <b>Influence des micro-courbures et des conditions de fabrication</b>                          | <b>183</b> |
| 7.1      | Étude expérimentale de l'impact des micro-courbures et des conditions de fabrication . . . . . | 183        |
| 7.1.1    | Position du problème . . . . .   | 183        |
| 7.1.2    | Dispositif expérimental . . . . .  | 186        |
| 7.1.3    | Résultats expérimentaux . . . . .  | 188        |
| 7.1.4    | Conclusion . . . . .   | 192        |
| 7.2      | Impact des micro-courbures : comparaison avec la solution saut d'indice . . . . .              | 192        |
| 7.2.1    | Analyse théorique . . . . .  | 193        |
| 7.2.2    | Résultats numériques . . . . .   | 193        |
| 7.3      | Conclusion . . . . .   | 194        |
|          | <b>Conclusions et perspectives</b>   | <b>195</b> |
| <b>A</b> | <b>Modes à pertes de guidage</b>   | <b>199</b> |
| <b>B</b> | <b>Détermination des caractéristiques de propagation d'un mode</b>                             | <b>203</b> |
| <b>C</b> | <b>Base des modes polarisés linéairement, modes <math>LP</math></b>                            | <b>205</b> |
| <b>D</b> | <b>Puissance guidée d'un mode hybride</b>  | <b>209</b> |
| <b>E</b> | <b>Choix du premier design de fibres de Bragg réalisé avec le procédé PCVD</b>                 | <b>211</b> |

|                               |            |
|-------------------------------|------------|
| <b>Références</b>             | <b>215</b> |
| <b>Liste des publications</b> | <b>227</b> |

## Liste des figures

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Schéma de principe d'une fibre optique. . . . .   | 8  |
| 1.2  | Schéma explicatif des notations. . . . .  | 9  |
| 1.3  | Schéma de principe d'une fibre à saut d'indice : (a) profil d'indice de réfraction, (b) zones de propagation autorisée et interdite. . . . .  | 9  |
| 1.4  | Photographies, prises au microscope électronique à balayage, de la coupe transversale d'une fibre micro-structurée à faibles contrastes d'indice et inclusions cylindriques de haut indice (a), d'une fibre micro-structurée hautement non linéaire (b) et d'une fibre micro-structurée fortement biréfringente (c), réalisées à l'IRCICA, ainsi que d'une fibre de Bragg à grande aire effective réalisée à Draka (d). Les zones noires correspondent aux trous d'air. . . . .                   | 11 |
| 1.5  | Réflexion d'une onde électromagnétique dans un réseau de Bragg plan. (Pour des raisons de clarté, seule la première réflexion de l'onde à chaque interface est représentée). . . . .  | 12 |
| 1.6  | Réflexion par une période. . . . .  | 13 |
| 1.7  | Schéma explicatif des notations. . . . .  | 14 |
| 1.8  | Tracé de l'évolution de la quantité $A$ de l'équation 1.19 (a) et de la réflectivité pour $N = 9$ périodes (b), en fonction de la longueur d'onde, pour le réseau de Bragg 1 de caractéristiques : $[n_1 = 2, n_2 = 1, l_1 = 0.194\mu m, l_2 = 0.388\mu m]$ dans le cas d'une onde $TE$ en incidence normale. Une réflectivité proche de 1 est observée dans les bandes interdites photoniques du réseau (c'est - à - dire les intervalles de longueurs d'onde pour lesquels $ A  > 1$ ). . . . . | 16 |
| 1.9  | (a) Diagramme de bande pour une onde $TE$ se propageant dans le réseau de Bragg 1, (b) coupe du diagramme de bande à la longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu m$ mettant en évidence le fait que les bandes autorisées sont réparties par intervalles d'indice effectif. . . . .  | 17 |
| 1.10 | Réflectivité du réseau de Bragg 2 à faible contraste d'indice ( $45 \times 10^{-3}$ ) pour un angle d'incidence : (a) $\psi = 0^\circ$ ; (b) $\psi = 45^\circ$ ; (c) $\psi = 80^\circ$ . . . . .  | 18 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.11 | Schéma de principe d'une fibre de Bragg : (a) profil d'indice de réfraction, (b) zones de propagation autorisées et interdites. . . . .  | 19 |
| 1.12 | Coupe transversale (a) et longitudinale (b) d'une fibre de Bragg. . . . .  | 19 |
| 1.13 | Spectre de pertes mesuré sur une longueur de 20mm (trait plein), et calculé (traits pointillés) d'une fibre de Bragg à grands contrastes d'indice, d'après [29]. La fenêtre de transmission correspond approximativement à l'intervalle 1.0 $\mu$ m–1.5 $\mu$ m. . . . .   | 20 |
| 1.14 | (a) Photographie de la coupe transversale d'une fibre de Bragg air-silice à cœur d'air composée d'anneaux de silice concentriques séparés par des ponts de silice d'épaisseur nanométrique. (b) Profil d'intensité du mode $TE_{01}$ mesuré à la longueur d'onde de 1.06 $\mu$ m à la sortie d'un tronçon de 1m de longueur de la fibre de Bragg. (c) Modélisation du profil d'intensité du mode $TE_{01}$ . (Figures extraites de [5]). . . . .   | 21 |
| 1.15 | Profil d'indice mesuré de la première fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice, et profil d'intensité du mode fondamental de cœur, d'après [7]. . . . .  | 22 |
| 1.16 | Schéma de la propagation d'un faisceau gaussien (adapté de [55]). . . . .  | 24 |
| 1.17 | (a) Schéma d'une fibre sujette à une macro-courbure de rayon $R$ . (b) Schéma de l'indice équivalent obtenu avec le modèle de Marcuse (formule 1.36) et distorsion du champ résultante dans le cas d'une fibre multimode (d'après [75]). . . . .   | 29 |
| 1.18 | Schéma de l'application de micro-courbures sur une fibre (d'après [77]). . . . .   | 30 |
| 1.19 | Image MEB d'une fibre PCF à grande aire effective (extraite de [85]). . . . .  | 31 |
| 1.20 | Schéma de la modification d'indice due à une courbure dans le cas d'un profil parabolique (d'après [75]). . . . .  | 32 |
| 1.21 | (a) Mesure du champ proche d'une fibre de Bragg à la longueur d'onde de couplage entre le mode fondamental de cœur et le mode $LP_{8,1}$ du premier anneau de haut indice. (b) Évolution de l'indice effectif du mode fondamental de cœur et des modes du premier anneau de haut indice en fonction de la longueur d'onde. (c) Atténuation de la fibre de Bragg mesurée pour une longueur de 30m. Les pertes matérielles sont également indiquées. (Figure extraite de [98]). . . . .  | 35 |
| 2.1  | (a) Schéma du traitement d'une fibre de Bragg par éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL. Le maillage est plus fin dans les anneaux et plus grossier dans la gaine externe afin de prendre en compte l'effet de la micro-structuration de la fibre. Une couche absorbante anisotrope parfaitement adaptée (PML) est ajoutée autour de la fibre pour permettre la modélisation des modes présentant des pertes de guidage ou par courbure. La fibre est divisée en deux suivant le plan d'une éventuelle courbure. (b,c) Profil d'intensité et polarisation du mode fondamental en fonction du type de mur imposé sur le plan de coupe dans le cas d'une fibre courbée. . . . . | 41 |
| 2.2  | Schéma d'une fibre à symétrie cylindrique et notations. . . . .  | 41 |
| 2.3  | Fibre de Bragg traitée avec l'approximation asymptotique. . . . .  | 46 |
| 2.4  | Algorithme de résolution de l'équation « $S_{fmi}=0$ ». . . . .  | 48 |
| 2.5  | Schéma d'un banc de fabrication de préformes par le procédé PCVD (extrait de [110]). . . . .   | 49 |
| 2.6  | Représentation schématique de la phase de rétreint. . . . .  | 50 |
| 2.7  | Photographie de la coupe transversale d'une préforme de Bragg à trois anneaux de haut indice (a) et d'une préforme à cinq anneaux de haut indice (b). . . . .  | 51 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.8  | Schéma de principe d'une mesure par l'équipement PK2600. L'angle de déflexion d'un faisceau laser incident est mesuré en fonction de sa position suivant l'axe $y$ . Suivant cette position, le faisceau traverse une ou plusieurs couches d'indice de réfraction homogène de la préforme. . . . .  | 51 |
| 2.9  | Profil idéal et prédiction (grâce au logiciel PKSIMU) du profil indiqué par le PK2600. (Le couple d'indice de réfraction $(n_b, n_0)$ prend la même valeur (confidentielle) dans les deux figures a et b). . . . .  | 52 |
| 2.10 | Mesure obtenue avec l'équipement PK2600 pour une préforme à trois anneaux de haut indice (points dans (b) et (d)), et superposition de la mesure prédite par le logiciel PKSIMU (traits continus dans (b) et (d)) pour deux profils tests ((a) et (c)). Le profil retenu est celui pour lequel les résultats obtenus avec le logiciel PKSimu sont les plus proches de ceux obtenus avec l'équipement PK2600. (Le couple d'indice de réfraction $(n_L, n_H)$ prend la même valeur (confidentielle) pour toutes les figures (a-d)). . . . .   | 53 |
| 2.11 | Profil d'indice de réfraction des fibres A (a) et B (b) mesuré avec l'analyseur de profil sur fibre EXFO NR9200 HR. Une différence d'indice de réfraction entre les anneaux d'une même fibre est visible, alors que la recette utilisée lors du dépôt visait le même pourcentage de dopants pour tous les anneaux d'une même fibre. . . . .   | 54 |
| 2.12 | Pourcentage massique de germanium pour chacun des trois anneaux de la fibre A, obtenu par analyse par micro-sonde électronique. Cette analyse a été effectuée par variation continue de la position de la sonde. . . . .  | 55 |
| 2.13 | Mesure du profil d'indice d'une préforme saut d'indice, mettant en évidence un trou central dans le cœur et une variation de l'indice du tube non négligeable devant le contraste d'indice cœur-gaine. . . . .  | 57 |
| 2.14 | Superposition de la mesure du profil d'indice sur fibre et de la mesure du profil d'indice sur préforme mise à l'échelle de la fibre, d'une fibre à saut d'indice destinée au transport de fortes puissances, mettant en évidence une diminution non uniforme de l'indice du tube due au fibrage. . . . .   | 57 |
| 2.15 | Exemple du spectre de puissance d'une source supercontinuum. . . . .  | 58 |
| 2.16 | Photographie de la plaque utilisée pour l'application de courbures. . . . .   | 59 |
| 2.17 | Schéma du protocole expérimental utilisé pour la mesure des pertes par courbure. . . . .  | 59 |
| 3.1  | Évolution du ratio $R_{\text{Monomode}}$ à la longueur d'onde de $1.06\mu\text{m}$ , en fonction du rayon de cœur, d'une fibre à saut d'indice non courbée présentant la plus petite différence d'indice cœur-gaine réalisable avec le procédé PCVD avec une bonne précision ( $0.2 \times 10^{-3}$ ), indiquant que le rayon de cœur maximum atteignable, en pratique, dans une fibre à saut d'indice non courbée vérifiant le critère de monomodalité défini en relation (3.2) est de $16.9\mu\text{m}$ . (Calculs réalisés par la méthode matricielle présentée en section 2.1.5). . . . . | 64 |

- 3.2 (a) Évolution, en fonction du rayon de courbure, du coefficient de pertes par courbure des modes  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  dans le cas d'un profil saut d'indice à gaine en silice présentant un rayon de cœur de  $15\mu\text{m}$  et une différence d'indice de  $0.55 \times 10^{-3}$ . (b) Evolution de l'indice effectif des deux modes  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  en fonction du rayon de courbure, mettant en évidence un indice effectif plus faible pour le mode  $LP_{11}^V$  par rapport au mode  $LP_{11}^H$ . (c) Coupe transversale du profil d'indice dans le plan de courbure et image qualitative d'explication des pertes par courbure par l'utilisation des points tournants indiquant, qu'à un rayon de courbure donné, les pertes par courbure sont plus fortes pour un mode dont l'indice effectif est plus faible ( $LP_{11}^V$ ). (Calculs réalisés par la méthode des éléments finis présentée en section 2.1.2). . . . . 65
- 3.3 Évolution de l'aire effective, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , en fonction du rayon de cœur  $r_c$  et de l'indice de réfraction du cœur  $n_c$  de fibres à saut d'indice à gaine en silice non dopée courbées à un rayon de  $20\text{cm}$ . Les points encadrés vérifient [ $(R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1\text{ dB})$  et  $(\alpha_{\text{fond}} < 0.1\text{ dB/m})$ ]. (Calculs réalisés par la méthode des éléments finis). . . . . 66
- 3.4 Pertes par courbure du mode fondamental en fonction de son aire effective pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour différents profils saut d'indice. Les points encadrés correspondent aux profils vérifiant  $R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1\text{ dB}$ . La courbe noire représente les pertes par courbure minimales atteignables à une aire effective donnée, tout en vérifiant le critère de monomodalité défini en équation 3.2. . . . . 67
- 3.5 Différence entre les indices effectifs des modes  $LP_{11}^H$  et  $LP_{01}$ , à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour différents profils saut d'indice courbés à un rayon de  $20\text{cm}$  en fonction du rayon de cœur (a) et en fonction de l'aire effective (b). . . . . 68
- 3.6 Pertes par courbure du mode fondamental du profil idéal visé telles que calculées pour différents rayons de courbure  $R$  par la méthode des éléments finis. . . . . 69
- 3.7 Mesure du profil d'indice de la fibre réalisée par la technique du champ proche réfracté (courbe bleue) et profil idéal visé (courbe rose) indiquant une forte dépression d'indice à l'extérieur de la gaine introduite lors du fibrage. . . . . 69
- 3.8 (a) Mesures du spectre de transmission, pour différents rayons de courbures, d'un échantillon de  $5\text{m}$  de la fibre à profil saut d'indice étudiée. Mesures des pertes par courbure telles que déduites en utilisant comme référence la mesure du spectre de transmission obtenu pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . . . . . 70
- 4.1 Spectre de pertes de guidage du mode fondamental  $HE_{11}$  de cœur d'une fibre de Bragg de caractéristiques : [ $r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, l_1 = 1.4\mu\text{m}, n_1 = 1.4738, l_2 = 11\mu\text{m}, n_2 = n_c$ , cinq niveaux de gaine (trois anneaux de haut indice et deux anneaux de bas indice)], tel que calculé par la méthode matricielle. Les notations utilisées pour définir les paramètres de la fibre de Bragg sont explicitées en figure 4.2. . . . . 72
- 4.2 Schéma d'une fibre de Bragg et notations utilisées (ces notations sont également valables pour les guides plans étudiés dans ce chapitre). . . . . 73
- 4.3 Schéma d'un antiguide. Les valeurs des indices effectifs des modes pouvant se propager dans le cœur sont indiquées en rouge. . . . . 73



- 4.4 Pertes de guidage du premier groupe de modes d'ordre supérieur d'un antiguide à grand contraste d'indice de caractéristiques :  $[r_c = 10\mu\text{m}, n_c = 1, n_{out} = 1.45]$  (a), et à faible contraste d'indice de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, n_{out} = 1.4738]$  (b), telles que prédites par la formule (4.3). À la différence du cas d'un grand contraste d'indice, dans le cas d'un faible contraste d'indice les modes d'ordre supérieur du premier groupe sont dégénérés et forment le mode  $LP_{11}$ . . . . . 75
- 4.5 Courbe de dispersion (a) et spectre de pertes de guidage (d) du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, l_1 = 1.4\mu\text{m}, n_1 = 1.4738, l_2 = 11\mu\text{m}, n_2 = n_c]$ , ayant cinq niveaux de gaine (trois anneaux de haut indice et deux anneaux de bas indice) et de l'antiguide équivalent à cette fibre. Profil d'intensité du mode fondamental des deux fibres lorsque leurs indices effectifs sont différents (b) et presque identiques (c). (Calculs effectués par la méthode matricielle). . . . . 76
- 4.6 Schéma du modèle de l'antiguide perturbé indiquant le profil de Bragg initial (a), le profil de l'antiguide équivalent correspondant (b) et le profil de la perturbation induite par l'ajout de la micro-structuration dans la gaine de l'antiguide (c). . . . . 77
- 4.7 Schéma des guides élémentaires constituant la gaine de Bragg et indication de la partie réelle des indices effectifs des modes pouvant se propager dans ces guides. . . . . 79
- 4.8 Courbes de dispersion des modes  $TE_{01}$  d'anneaux de haut indice de guides de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = n_2 = 1.4497, n_1 = 1.4697, l_1 = 1.6\mu\text{m}]$  dans le cas d'une épaisseur  $l_2$  variable et d'un nombre d'anneaux de haut indice égal à deux (c) et dans le cas d'une épaisseur  $l_2 = 7\mu\text{m}$  et d'un nombre d'anneaux de haut indice égal à un, deux ou quatre (d). (Calculs réalisés avec la méthode matricielle). . . . . 80
- 4.9 Pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4477, n_1 = 1.4697, l_1 = 2.26\mu\text{m}, n_2 = 1.4497, l_2 = 10\mu\text{m}]$ , ayant sept niveaux dans la gaine (soit trois anneaux de haut indice). Une discontinuité de la partie réelle de l'indice effectif du mode de cœur est observée à la longueur d'onde d'anti-croisement  $\lambda_{\text{anti-croisement}}$ . À cette même longueur d'onde  $\lambda_{\text{anti-croisement}}$ , les modes couplés ont des pertes identiques. (Calculs réalisés avec la méthode matricielle). . . . . 81
- 4.10 Pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'une fibre de Bragg constituée d'un anneau de haut indice de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4477, n_1 = 1.4697, l_1 = 2.26\mu\text{m}]$ , d'indice de réfraction  $n_2$  variable. Un anti-croisement est observé dans le cas  $n_2 = n_c$  à la longueur d'onde  $\lambda_{\text{couplage}}$ . Par contre, le mode fondamental de cœur subit un couplage sans anti-croisement à  $\lambda_{\text{couplage}}$  dans le cas où  $n_2 > n_c$ . (Calculs réalisés avec la méthode matricielle). . . . . 82

- 4.11 Pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'une fibre de Bragg dont les anneaux de haut indice sont espacés de  $1\mu m$  uniquement, de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 1.4\mu m, n_1 = 1.4738, l_2 = 1\mu m, n_2 = n_c]$ , ayant cinq niveaux de gaine (soit trois anneaux de haut indice). Du fait du faible espacement des anneaux de haut indice entre eux, les modes d'anneaux sont fortement couplés entre eux, et leurs courbes de dispersion présentent un espacement non négligeable par rapport au cas où chaque anneau serait isolé. Il en résulte que l'intervalle dans lequel se répartissent les longueurs d'onde d'anti-croisement des trois modes d'anneaux avec le mode fondamental de cœur  $(\lambda_1^1, \lambda_1^2, \lambda_1^3)$ , est d'une largeur relativement grande ( $\sim 165nm$ ), à la différence du cas où les anneaux de haut indice sont très espacés dans lequel cet intervalle présente une largeur relativement faible ( $\sim 23nm$ , cf. figure 4.5). (Calculs effectués par la méthode matricielle). . . . . 83
- 4.12 (a-b) Spectre de pertes de guidage des premiers modes de cœur de la fibre de Bragg A (fibre Air-Silice de caractéristiques :  $r_c = 10\mu m, n_c = 1, l_1 = 0.5\mu m, n_1 = 1.45, l_2 = 2.3\mu m, n_2 = 1$ , ayant 10 niveaux de gaine, soit 5 périodes), calculé numériquement avec la méthode matricielle. (c-d) Résultat de la modélisation de la fibre A par la méthode de l'antiguide équivalent et du réseau de Bragg plan équivalent, mettant en évidence le fait que les fenêtres de transmission des modes de cœur correspondent aux longueurs d'onde pour lesquelles leur courbe de dispersion (telle que prédite analytiquement par la formule (4.2)) est située dans une bande interdite du réseau de Bragg plan équivalent (telle que prédite par l'équation (4.12)). . . . . 86
- 4.13 Schéma du principe de la méthode des résonateurs isolés dite méthode « ARROW » (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) montrant la gaine cylindrique de Bragg initiale (a), les guides annulaires isolés la constituant (b), et les guides plans isolés équivalents à ces derniers guides (c). . . . . 87
- 4.14 Spectre de perte de guidage du mode fondamental de cœur et des modes d'ordre supérieur du premier groupe de la fibre A (a-b). Schéma (c) et résultat (d) de la modélisation de la fibre A par la méthode des résonateurs isolés (dite ARROW), mettant en évidence le fait que les limites des fenêtres de transmission correspondent approximativement aux longueurs d'onde de résonance (c.à.d. égalité d'indices effectifs) entre les modes de cœur (tels que prédits par la formule (4.2)) et les modes des résonateurs isolés (tels que prédits par les formules (4.8) et (4.15)). . . . . 89
- 4.15 Diagramme de bande et superposition des courbes de dispersion des modes des guides plans isolés tels que prédits par les formules (4.8) et (4.15). Les courbes de dispersion des modes des guides plans isolés se trouvent au cœur des bandes autorisées. En effet, le diagramme de bande est le résultat du couplage des différents modes des résonateurs de type 1 et 2 lorsque leur nombre devient infini. . . . . 90
- 4.16 (a) Diagramme de bande du réseau de Bragg plan équivalent à la gaine d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice. L'indice effectif du mode fondamental de cœur de cette fibre est également représenté. (b) pertes de guidage du mode fondamental de cœur de cette fibre. (Figure extraite de [126]). . . . . 95

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 4.17 | (a) Mesure du profil d'intensité du mode fondamental d'une fibre de Bragg à sa longueur d'onde de couplage avec le mode $LP_{8,1}$ du premier anneau de haut indice. (b) Évolution de l'indice effectif du mode fondamental de cœur et des modes du premier anneau de haut indice en fonction de la longueur d'onde. (c) Atténuation de la fibre de Bragg mesurée pour une longueur de $30m$ . Les pertes matérielles sont également rapportées. (Figure extraite de [98]). . . . .  | 96  |
| 4.18 | Tracé des courbes de dispersion des modes d'anneau d'une fibre, présentant un unique anneau, de caractéristiques : $[r_c = 20\mu m, n_c = 1.457, n_1 = 1.482, l_1 = 1.4\mu m, n_2 = 1.457]$ , mettant en évidence le fait qu'elles s'écartent progressivement des prédictions de l'approximation asymptotique lorsque le nombre azimutal $v$ de l'anneau augmente. (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle). . . . .   | 97  |
| 4.19 | (a) Tracé des courbes de dispersion du mode fondamental de cœur $HE_{11}$ et des modes d'anneau $HE_{1\mu}$ et $HE_{18\mu}$ d'une fibre de Bragg ayant trois anneaux ( $r_c = 20\mu m, n_c = 1.4497, n_1 = 1.4738, n_2 = n_1, l_1 = 1.4\mu m, l_2 = 1_1\mu m$ ). (b) Pertes de guidage du mode fondamental de cœur : $HE_{11}$ de la fibre de la Figure 18.(a). (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle). . . . .  | 99  |
| 4.20 | Zone de validité pour les trois premiers modes de cœur (partie hachurée) des conditions (C1) et (C2) dans l'anneau $P$ en fonction de la différence d'indice $n_p - n_c$ et du rayon interne de l'anneau $r_{p-1}$ . . . . .   | 100 |
| 4.21 | Largeur maximale des anneaux de bas indice en fonction du rayon interne de l'anneau $r_{p-1}$ pour laquelle la prédiction des limites des fenêtres de transmission par l'approximation asymptotique est précise pour les longueurs d'onde inférieures à $1.06\mu m$ même dans le cas où les conditions (C1) ou (C2) ne sont pas vérifiées. . . . .   | 101 |
| 5.1  | Schéma d'une fibre de Bragg et notations utilisées dans le cas d'une gaine contenant $N \frac{1}{2}$ périodes. . . . .   | 104 |
| 5.2  | Schéma de l'estimation des pertes de guidage par la théorie des rayons et utilisation de la réflectivité du réseau de Bragg plan équivalent à la gaine. . . . .  | 108 |
| 5.3  | Rappel du schéma du modèle de l'antiguide perturbé indiquant le profil de la fibre de Bragg initiale (a), de l'antiguide équivalent à cette fibre (b) et de la perturbation induite par l'ajout de la micro-structuration dans la gaine de l'antiguide (c). . . . .  | 111 |
| 5.4  | Zone de validité (partie hachurée) de l'approximation asymptotique dans l'anneau $P$ en fonction de la différence d'indice $n_p - n_c$ et du rayon interne de l'anneau $r_{p-1}$ . Le positionnement de la fibre $A$ choisie pour illustrer la validité des modèles est également indiqué. . . . .   | 117 |
| 5.5  | Spectre de pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur de la fibre $A$ , de caractéristiques $[r_c = 15\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 2.6\mu m, n_1 = 1.4786, l_2 = 6\mu m, n_2 = 1.4506]$ , présentant cinq anneaux (deux périodes et demi) telles que prédites par les formules analytiques (respectivement (5.46) et (5.5)) et calculées numériquement par la méthode matricielle. Ces figures mettent en évidence le fait que les résultats analytiques sont précis sauf au voisinage des couplages entre les modes de cœur et les modes de gaine. . . . . | 119 |
| 5.6  | Pertes de guidage du mode d'ordre supérieur $HE_{21}$ de cœur de la fibre $A$ présentant cinq anneaux (deux périodes et demie) telles que calculées avec la formule analytique (5.46) et prédites par la méthode matricielle. Un bon accord entre les deux méthodes est observé sauf au voisinage des pics de fortes pertes correspondant aux longueurs d'onde de couplage entre les modes de cœur et les modes de gaine. . . . .  | 120 |

- 5.7 Pertes de guidage du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  et du mode  $HE_{21}$  de la fibre  $A$  présentant dix anneaux (cinq périodes) telles que calculées avec la formule (5.37) et prédites par la méthode matricielle révélant un très bon accord entre les deux méthodes, sauf au voisinage des pics de fortes pertes correspondant aux longueurs d'onde de couplage entre les modes de cœur et les modes de gaine. . . . . 121
- 5.8 Schéma de la construction du guide  $GP^P$  par l'ajout d'un  $T$ -ième anneau autour d'un guide  $G^{NP}$  en contenant  $(T - 1)$ . . . . . 122
- 5.9 Schéma de la modélisation des fibres de Bragg par étapes perturbatives successives. Les anneaux sont ajoutés successivement autour du guide initialement composé de l'antiguide équivalent (a). A chaque étape de l'ajout d'un  $T$ -ième anneau, le champ dans les  $T$  premières tranches du guide final est considéré égal au champ obtenu dans le guide précédent (ayant  $T - 1$  anneaux) (b-d). . . . . 123
- 5.10 Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre  $A$ , de caractéristiques [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 2.6\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4786$ ,  $l_2 = 6\mu\text{m}$ ,  $n_2 = 1.4506$ ], contenant une période (a) et de la fibre  $B$ , de caractéristiques [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 1.4\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4738$ ,  $l_2 = 5\mu\text{m}$ ,  $n_2 = n_c$ ], contenant cinq périodes (b) obtenu par décomposition en anneaux isolés et par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. La décomposition en anneaux isolés présente une imprécision importante sauf dans des cas très particuliers de fibres dans lesquelles les couplage de modes (ou leur impact) peuvent être négligés. . . . . 124
- 5.11 Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre  $A$  contenant cinq période (a) et cinq anneaux (deux périodes et demi) (b) obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux, par le modèle analytique global (formules (5.37) et (5.46)) et par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. Bien que moins précise que le modèle global, la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux fournit une bonne estimation des pertes de guidage sauf au voisinage des limites des fenêtres de transmission. 127
- 5.12 (a) Schéma de la modélisation d'une fibre de Bragg dont la gaine est périodique en partie.  
 (b-c) Schéma des guides permettant de déterminer le facteur  $\Phi_{\text{element},j} = \frac{\alpha_{\text{element},j}}{\alpha_{\text{Antiguide},j}}$ . . . . . 128
- 5.13 Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre  $A$  contenant cinq anneaux, dans laquelle la largeur du quatrième anneau (ou deuxième anneau de bas indice) est divisée par deux, obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux (5.76.b), par décomposition en plus grands éléments constitutifs de base (5.77) ainsi que par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. La décomposition en plus grands éléments constitutifs de base présente une grande précision excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission. . . . . 130
- 5.14 Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre  $A$ , contenant cinq anneaux, dans laquelle l'indice de réfraction  $n_{\text{out}}$  a été abaissé au niveau de celui du cœur ( $n_{\text{out}} = n_c = 1.4497$ ), obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux (76.(b)), par décomposition en plus grand éléments constitutifs de base (5.78), ainsi que par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. La décomposition en plus grands éléments constitutifs de base présente une grande précision excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission. . . . . 131

- 5.15 Spectre de pertes de guidage du mode fondamental d'une fibre, dont la gaine contient un unique anneau, de caractéristiques :  $[r_c = 15\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 2.6\mu m]$  dont les indices de gaine prennent les valeurs  $n_H = 1.4786, n_B = 1.4597$  avec  $(n_1, n_2) = (n_B, n_H)$  (a), et  $(n_1, n_2) = (n_H, n_B)$  (b). Si  $n_1 < n_2$  les pertes sont supérieures à toutes les longueurs d'onde à celles obtenues pour le guide dans lequel l'anneau est supprimé (Antiguide *H*). Si  $n_1 > n_2$ , les pertes sont inférieures, à toutes les longueurs d'onde, à celles obtenues pour le guide dans lequel l'anneau est supprimé (Antiguide *B*) et à certaines longueurs d'onde, à celles obtenues pour l'antiguide équivalent (Antiguide *H*). (Calculs effectués par la méthode matricielle). . . . . 134
- 5.16 Spectre de pertes de guidage d'une fibre de caractéristiques :  $[r_c = 15\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 2.6\mu m, n_1 = 1.4786, l_2 = \frac{\pi}{2} \frac{r_c}{u_{01}} = 9.8\mu m, n_2 = n_c]$  dans le cas où sa gaine contient un anneau (courbe noire) et deux anneaux (courbe rose). Du fait de l'égalité des indices de réfraction du cœur et de l'anneau de bas indice, l'épaisseur  $l_2$  de l'anneau de bas indice permettant de vérifier la condition demi-onde est indépendante de la longueur d'onde. L'ajout d'un anneau vérifiant la condition demi-onde autour d'une fibre annulaire dans laquelle  $n_2 = n_c$  implique une multiplication des pertes à toutes les longueurs d'onde d'un facteur :  $\frac{k_2}{k_1} = \frac{u_{01}}{r_c} \cdot \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_c^2}}$ . (Calculs effectués numériquement par la méthode matricielle). . . . . 136
- 5.17 Spectre de pertes de guidage de la fibre *A* dont la gaine contient un anneau (courbe noire) et deux anneaux (courbe rose). Au point d'anti-résonance étendue les pertes de la fibre contenant deux anneaux sont égales à celles de la fibre contenant un anneau multipliées par le facteur  $\frac{k_2}{k_1} \left( \text{soit } \alpha^{2A} = \alpha^{1A} \cdot \frac{k_2}{k_1} \right)$ . (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle). . . . . 137
- 5.18 Indice effectif (a) et aire effective (b) du mode fondamental d'une fibre de Bragg, présentant trois anneaux, de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu m, n_c = 1.4497, n_1 = 1.4738, n_2 = n_1, l_1 = 1.4\mu m, l_2 = 11\mu m]$  (rose) et de l'antiguide équivalent (noir). (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle). . . . . 139
- 5.19 Aire effective du mode fondamental d'un antiguide de rayon de cœur  $r_c = 20\mu m$ , en fonction de la différence d'indice de réfraction entre la gaine et le cœur à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$ . (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle pour un antiguide présentant un cœur en silice non dopée, soit un indice de réfraction de cœur :  $n_c = 1.4497$ .) . . . . . 140
- 5.20 Aire effective du mode fondamental d'un antiguide à grand paramètre de guide *V*, en fonction du rayon de cœur  $r_c$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$ . Ces résultats ont été obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle pour un antiguide d'indice de cœur  $n_c = 1.4497$  et d'indice de gaine  $n_1 = 1.4747$  ( $n_1 - n_c = 25 \times 10^{-3}$ ). . . . . 141
- 5.21 Ratio des coefficients d'atténuation des modes  $LP_{11}$  et  $LP_{01}$  de cœur d'un antiguide à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  pour différentes valeurs de rayons de cœur et de contrastes d'indice. (Résultats obtenus analytiquement par la formule (5.90)). . . . . 142

- 5.22 Tracé du domaine de non validité de la formule :  $\left( \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_i^2 - n_c^2) \gg \frac{u_{l,m}^2}{r_c^2} \right)$ , pour l'anneau  $i$ , en fonction de la différence d'indice  $n_i - n_c$  et du rayon de cœur (la formule est considérée comme non vérifiée si un rapport inférieur à 10 est assuré entre le membre de droite et le membre de gauche). . . . . 143
- 5.23 Pertes de guidage des modes  $LP_{01}$  (a),  $LP_{11}$  (c),  $LP_{21}$  (e) et carte de validité du critère de faibles pertes pour le mode fondamental  $LP_{01}$  (b), du critère  $A^{11}$  (c) et du critère  $A^{21}$  (f) en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$  des anneaux de haut et bas indice à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  pour une fibre de Bragg dont la gaine contient deux anneaux de haut indice (soit une période et demie), de rayon de cœur  $r_c = 30\mu m$ , dans laquelle  $n_2 = n_c$ . (Calculs effectués avec le modèle analytique de la formule (5.46)). . . . . 147
- 5.24 Pertes de guidage des modes  $LP_{01}$  (a),  $LP_{11}$  (b),  $LP_{21}$  (c), et carte de validité des critères  $A^{11}$  et  $A^{21}$  (d) en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$  des anneaux de haut et bas indice pour une fibre de Bragg ayant trois anneaux de haut indice (soit deux périodes et demie), de rayon de cœur  $r_c = 30\mu m$ , dans laquelle  $n_2 = n_c$ . (Calculs effectués avec le modèle analytique de la formule (5.46)). . . . . 148
- 5.25 Carte de vérification des critères partiels  $A^{11}$  (a),  $A^{21}$  (b),  $A^{02}$  (c), et  $A^{31}$  (d) à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$  des anneaux de haut et bas indice pour une fibre de Bragg de caractéristiques  $r_c = 30\mu m$ ,  $n_2 = n_c$ ,  $n_1 = 3 \times 10^{-3}$ , dont la gaine contient trois anneaux de haut indice (soit deux périodes et demie). La zone rouge de la figure (d) correspond à la zone de vérification du critère A global. . . . . 149
- 6.1 Profil d'indice de la fibre de Bragg mesurée (a) et évolution de sa première fenêtre de transmission pour le mode fondamental de cœur en fonction du rayon de courbure (b). Pour les mesures, la longueur de fibre enroulée sur chaque tambour est de  $1m$  (d'après [97]). 152
- 6.2 Schéma de la coupe transversale d'une fibre de Bragg non courbée et notations utilisées. . 154
- 6.3 (a) Profil d'indice de réfraction de la fibre de Bragg étudiée. (b) Spectre de transmission prédit pour le profil étudié. . . . . 156
- 6.4 Spectre des pertes (a) et de l'indice effectif (b) du mode fondamental de cœur de l'antiguide équivalent à la fibre A ( $r_c = 20\mu m$ ,  $n_c = 0$ , différence d'indice cœur-gaine :  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$ ) en l'absence de courbures et en présence de courbures de  $10cm$  ou  $5cm$  de rayon. . . . . 157
- 6.5 (a) Spectre de pertes par courbure du mode fondamental de cœur de la fibre de Bragg A pour différents rayons de courbure. (b) Profil d'intensité du mode fondamental de cœur à la longueur d'onde  $\lambda_{Limite}$  pour un rayon de courbure de  $4.5cm$ . (c) Schéma de l'indice de réfraction équivalent tel que prédit par le modèle de Marcuse et des indices effectifs du mode fondamental de cœur et du mode résonant. . . . . 158
- 6.6 Évolution, pour une longueur d'onde constante ( $1.06\mu m$ ), de l'indice effectif du mode fondamental de cœur ( $LP_{01}$ ) et du mode résonant en fonction du rayon de courbure (a). Evolution, pour une longueur d'onde constante ( $1.06\mu m$ ), de l'indice effectif (b) et des pertes par courbure (c) des deux modes au voisinage de  $R_0$  mettant en évidence la présence d'un anti-croisement. . . . . 158
- 6.7 Évolution du rayon de courbure de l'anti-croisement  $R_{Anti-croisement}$  entre le mode fondamental de cœur et le mode résonant de la fibre A en fonction de la longueur d'onde. . . . . 159

- 6.8 Évolution des pertes par courbure (a) et de l'indice effectif (b) du mode fondamental de cœur et des modes du premier anneau de haut indice dont la courbe des dispersion est amenée à croiser celle du mode fondamental pour la fibre *A* courbée à un rayon de  $4.5\text{cm}$ . (c) évolution de l'indice effectif des modes du deuxième anneau de haut indice dont la courbe de dispersion est amenée à croiser celle du mode fondamental de cœur de la fibre *A*. L'absence de couplage entre les modes d'anneaux de haut indice représentés et le mode fondamental de cœur est mise en évidence par l'absence de modification des pertes du mode fondamental aux longueurs d'onde de croisement. (Les calculs ont été effectués par la méthode des éléments finis avec un pas de  $1\text{nm}$  en longueur d'onde). . . . . 160
- 6.9 Profil d'indice de réfraction de la première fibre de Bragg réalisée avec le procédé PCVD (mesure effectuée par la technique du champ proche refracté). . . . . 161
- 6.10 (a) Spectre de transmission de tronçons de différentes longueurs bobinés avec un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . (b) Atténuation déduite des spectres de transmission. . . . . 162
- 6.11 (a) Spectres de transmission mesurés pour différents rayons de courbure d'un tronçon de  $5\text{m}$  de la fibre de Bragg réalisée en PCVD. (b) pertes par courbure mesurées (courbes continues) et prédites (symboles) de la fibre de Bragg réalisée en PCVD. . . . . 163
- 6.12 Évolution, en fonction de la longueur d'onde, des pertes par courbure du mode fondamental de la fibre *A* et du mode d'anneau de bas indice s'anti-croisant avec le mode fondamental pour un rayon de courbure de  $10\text{cm}$  (a). Evolution, en fonction de la longueur d'onde, de l'aire effective (b) et l'indice effectif <sup>6</sup> (c) du mode fondamental de la fibre *A* et de son antiguide équivalent pour un rayon de courbure de  $10\text{cm}$ . Ces figures révèlent que l'aire effective du mode fondamental de la fibre de Bragg est très proche de celle qui serait obtenue pour l'antiguide équivalent sauf au voisinage des longueurs d'onde de couplage avec les modes de gaine. . . . . 166
- 6.13 Évolution de l'aire effective du mode fondamental de cœur d'un antiguide à cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ) de rayon de cœur  $r_c = 20\mu\text{m}$ , en fonction de la différence d'indice cœur-gaine  $\Delta n$ , pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . . . . 167
- 6.14 Évolution, en fonction du rayon de cœur, de l'aire effective du mode fondamental de cœur d'un antiguide présentant un cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ) et une différence d'indice de réfraction cœur-gaine  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$  courbé à un rayon de  $20\text{cm}$  pour la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Cette évolution est générale, en première approximation, à toutes les fibres de Bragg à cœur de silice non dopée. . . . . 167
- 6.15 (a) Évolution, en fonction du rayon de courbure, de l'aire effective du mode fondamental d'antiguides à cœur de silice non dopée de rayons de cœur  $r_c$  différents, de caractéristiques de gaine :  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$  pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Chaque courbe est, en première approximation, générale à toutes les fibres de Bragg de mêmes caractéristiques de cœur ( $r_c, n_c$ ). (b) Profil d'intensité du mode fondamental d'un antiguide présentant un cœur de silice non dopée de  $40\mu\text{m}$  de rayon et une différence d'indice de réfraction cœur-gaine  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$ , courbé à un rayon de  $10\text{cm}$ , à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . (c) Schéma du profil d'indice de l'antiguide courbé, selon le modèle de Marcuse. . . . . 168
- 6.16 Évolution des pertes par courbure, en fonction du rayon de courbure, du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur d'un antiguide de caractéristiques : [ $n_c = 0$  (cœur en silice non dopée),  $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ], pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . . . . 169

- 6.17 Évolution, en fonction de la différence d'indice cœur-gaine, des pertes par courbure du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur (a) ainsi que des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  (b) d'un antiguide de caractéristiques : [ $n_c = 0$  (cœur en silice),  $r_c = 30\mu m$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ], pour une longueur d'onde de  $1.06\mu m$  et un rayon de courbure de  $20cm$ . Le ratio  $ra_{11}$  correspondant au cas d'une fibre non courbée est également représenté en (b). . . . . 170
- 6.18 Évolution des pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  (b) d'un guide annulaire de caractéristiques [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ] en fonction de l'épaisseur de l'anneau  $l_1$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$ , pour un rayon de courbure de  $20cm$ . Sont également représentées sur ces figures, les courbes correspondant au cas de l'absence de courbures (calculées grâce au modèle analytique de la section 5.2). . . . . 171
- 6.19 Évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et du premier mode d'ordre supérieur d'une fibre de Bragg, contenant deux anneaux de haut indice, de caractéristiques : [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_2 = 0$ ,  $l_1 = 1\mu m$ ] à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  en l'absence de courbures (a) et pour un rayon de courbure de  $20cm$  (b). (Calculs effectués à l'aide du modèle analytique de la section 5.2 (a) et par éléments finis (b)). . . . . 172
- 6.20 Évolution des pertes par courbure (a) et de l'indice effectif (b) du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et des modes d'ordre supérieur :  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$ , en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , pour une fibre de Bragg de caractéristiques : [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = n_2 = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $l_1 = 1\mu m$ ], présentant deux anneaux de haut indice. Profil d'intensité et de la composante du champ  $E_y$  de chacun de ces trois modes pour leurs épaisseurs de résonance avec un mode d'anneau de bas indice :  $l_{A1}$  (c),  $l_{A1}^V$  (d),  $l_{A1}^H$  (e). Les indices effectifs des modes d'anneaux de bas indice se couplant avec les modes de cœur à chacune de ces épaisseurs sont également indiqués en (b). . . . . 173
- 6.21 Ratio  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  entre les pertes des modes d'ordre supérieur  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  et celles du mode fondamental, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , pour une fibre de Bragg de caractéristiques : [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = n_2 = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $l_1 = 1\mu m$ ], présentant deux anneaux de haut indice, pour une longueur d'onde de  $1.06\mu m$  et un rayon de courbure de  $20cm$ . Le ratio  $ra_{11}$  de ces mêmes modes dans le cas de l'absence de courbures est également représenté. . . . . 174
- 6.22 Évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^V$  (b) et  $ra_{11}^H$  (c) pour une fibre de Bragg, contenant deux anneaux de haut indice, de caractéristiques [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_2 = n_{out} = 0$ ] présentant différentes valeurs de  $n_1$ , pour un rayon de courbure de  $20cm$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu m$ . . . . . 175
- 6.23 Évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^V$  (b) et  $ra_{11}^H$  (c) pour [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_2 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_{out} = 0$ ] et différentes valeurs de  $n_2$ , à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  et pour un rayon de courbure de  $20cm$ . . . . . 175
- 6.24 Évolution des pertes par courbure du mode fondamental, pour un rayon de courbure de  $20cm$ , d'un guide contenant deux (a) et trois (b) anneaux de haut indice de caractéristiques : [ $r_c = 30\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_2 = 0$ ,  $l_1 = 1\mu m$ ], présentant une épaisseur  $l_2$  variable. Profil d'intensité du mode fondamental du guide contenant deux (c) et trois (d) anneaux pour respectivement  $l_2 = l_{A1}$ , et  $l_2 = l_{A2}$ . . . . . 176



|      |  |     |
|------|--|-----|
| 6.25 | Pertes par courbure des premiers modes de cœur $LP_{01}$ , $LP_{11}^V$ et $LP_{11}^H$ d'une fibre de Bragg contenant trois anneaux de haut indice dans le cas d'une gaine périodique de caractéristiques : $[r_c = 30\mu m, n_c = n_2 = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}, l_1 = 1\mu m]$ , présentant une épaisseur $l_2$ variable (a), ainsi que dans le cas d'une gaine non périodique de caractéristiques $[r_c = 30\mu m, n_c = n_2 = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}, l_1 = l_3 = 1\mu m, l_2 = 16\mu m]$ , présentant une épaisseur $l_4$ variable (c). Tracé de $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$ pour les fibres à gaine périodique (b) et à gaine non périodique (d).   | 177 |
| 6.26 | Graphiques de la dernière itération réalisée pour obtenir le profil de fibre de Bragg monomode et à très faibles pertes par courbure présentant une aire effective de $488\mu m^2$ . pertes par courbure des premiers modes de cœur $LP_{01}$ , $LP_{11}^V$ et $LP_{11}^H$ (a) et du ratio de monomodalité $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$ (b) d'une fibre de Bragg de cœur : $[r_c = 18\mu m, n_c = 0]$ , présentant cinq anneaux de haut indice de mêmes caractéristiques : $[n_1 = 35 \times 10^{-3}, l_1 = 1\mu m]$ et quatre anneaux de bas indice de même indice de réfraction que le cœur et d'épaisseur $l_2 = 13.5\mu m, l_4 = 12.5\mu m, l_6 = 11.5\mu m$ et d'épaisseur $l_8$ variable. Les pertes minimales atteignables tout en assurant une propagation monomode dans une fibre à saut d'indice sont également indiquées sur la figure (a). | 179 |
| 6.27 | Pertes par courbure minimum atteignables à une aire effective donnée dans une fibre à saut d'indice vérifiant le critère de monomodalité. Positionnement des deux designs de fibres de Bragg déterminés dans ce chapitre, qui sont pratiquement monomodes et présentent de plus faibles pertes que les fibres à saut d'indice à aire effective égale.  | 181 |
| 7.1  | Profil d'indice de réfraction des fibres étudiées mesuré par la technique du Champ Proche Réfracté. (RNF)  | 184 |
| 7.2  | (a) Courbe de dispersion du mode fondamental de cœur $LP_{01}$ et du mode $LP_{13,1}$ du premier anneau de haut indice.(b) Spectre de transmission de la fibre A indiquant la présence d'imperfections de fabrication et de la fibre B indiquant une meilleure qualité de fabrication.   | 185 |
| 7.3  | (a) Pertes de guidage des modes pouvant se propager dans les fibres A et B à la longueur d'onde de $1.55\mu m$ . (b) Spectres de pertes de guidage du mode fondamental de cœur $LP_{01}$ , des deux premiers modes de cœur d'ordre supérieur $LP_{11}$ et $LP_{21}$ , et du mode d'anneau de bas indice présentant les plus faibles pertes de guidage.   | 186 |
| 7.4  | (a) Schéma du montage OLCI utilisé pour l'identification des couplages modaux induits par les micro-courbures. (b) Exemple d' interférogramme et de carte temps-longueur d'onde obtenus pendant les mesures.   | 187 |
| 7.5  | Schéma du dispositif expérimental utilisé pour identifier les couplages de modes induits par les micro-courbures.  | 188 |
| 7.6  | (a), (b) Cartes temps-longueur d'onde des modes de cœur (configuration de décalage axial de $5\mu m$ ) et (c), (d) des modes du premier anneau de haut indice (configuration de décalage axial de $20\mu m$ ) de la fibre A (a), (c) et de la fibre B (b), (d) ne subissant aucune pression latérale.  | 189 |
| 7.7  | (a) Indice de groupe des trois premiers modes de cœur. Schéma explicatif du temps de groupe des modes enregistrés dans le cas où la fibre n'est sujette à aucune perturbation (b), dans le cas où un mode d'indice de groupe $n_{g,2}$ , est excité par l'application d'une pression (c).  | 190 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 7.8  | Images acquises à la camera à la longueur d'onde de $1550nm$ (a), (b) et cartes temps-longueur d'onde des modes de cœur (c), (d) de la fibre (a), (c) et de la fibre <i>B</i> (b), (d) sujette à un pression latérale locale de faible intensité. . . . .  | 191 |
| 7.9  | (a) Carte des modes du premier anneau de haut indice de la fibre <i>A</i> sujette à une pression latérale locale de faible intensité appliquée loin de la sortie de la fibre. (b) Indices effectifs des deux premiers modes de cœur et des modes d'anneaux de haut indice $LP_{13,1}$ et $LP_{14,1}$ . . . . .   | 191 |
| 7.10 | Cartes des modes du premier anneau de haut indice pour la fibre <i>A</i> (a) et la fibre <i>B</i> (b), sujettes à une pression répartie en plusieurs points, de forte intensité, appliquée près de la sortie de la fibre. . . . .  | 192 |
| 7.11 | Différences entre les indices effectifs du mode fondamental de cœur et du mode d'ordre supérieur $LP_{11}^H$ dans le cas de fibres à saut d'indice de différentes caractéristiques et d'antiguides à cœur de silice non dopée à grand paramètre de guide, pour une longueur d'onde de $1.06\mu m$ dans le cas de guides courbés à un rayon de courbure de $20cm$ . . . . . | 194 |
| A.1  | Schéma des flux de puissance dans le cas d'un mode à pertes. . . . .   | 199 |
| A.2  | Bilan de puissance dans le cas d'un mode à pertes. . . . .   | 200 |
| C.1  | Schéma d'une fibre à saut d'indice dans lequel les indices effectifs des différents modes guidés pouvant se propager sont indiqués en rouge. . . . .   | 205 |
| C.2  | Modes du groupe [ $TE_{01}$ , $TM_{01}$ et $HE_{21}$ ] (a) et leur combinaison permettant d'obtenir le mode $LP_{11}$ (b). (Figure extraite de [161]). . . . .   | 206 |
| E.1  | Paramètres opto-géométriques de design d'une fibre de Bragg. . . . .   | 211 |
| E.2  | Pertes (a), $R_{Monomode}^{11}(2m)$ , (b), et vérification du critère $R_{Monomode}^{11}(2m) < 0.1dB$ et $\alpha_{fond} < 0.1dB/m$ (c), pour une fibre de Bragg courbée à un rayon de $20cm$ de caractéristiques : [ $r_c = 20\mu m$ , $n_c = 0$ , $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ , $n_2 = n_c = 0$ , $N = 3$ ], en fonction de $l_1$ et $l_2$ . . . . .                        | 213 |
| E.3  | (a) Profil d'indice de réfraction de la fibre proposée à la réalisation. (b) Spectre de transmission du profil en l'absence de courbures. . . . .  | 214 |
| E.4  | Positionnement, dans le cas d'une fibre non courbée, du design proposé en 2007 pour la réalisation d'une fibre de Bragg avec le procédé PCVD pour la première fois. . . . .  | 214 |
| E.5  | Positionnement, dans le cas d'une fibre courbée à un rayon de $20cm$ , du design proposé en 2007 pour la réalisation d'une fibre de Bragg avec le procédé PCVD pour la première fois. . . . .  | 214 |

## Liste des tables

|     |  |     |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Caractéristiques (mesurées) des fibres de Bragg passives à grande aire effective. . . . .  | 34  |
| 2.1 | Table des pourcentages massiques du germanium (Ge) pour les trois anneaux de la pré-forme correspondant à la fibre A, déterminés par analyse par micro-sonde électronique. . .   | 55  |
| 4.1 | Récapitulatif des modèles de la littératures développés dans le cadre de fibres présentant de grands contrastes d'indices. . . . .   | 94  |
| 4.2 | Récapitulatif des connexions établies entre les différents modèles. . . . .  | 94  |
| 5.1 | Formules analytiques pour les pertes de guidage des modes de cœur d'une fibre de Bragg contenant au plus deux anneaux proposées en référence [128]. . . . .  | 106 |
| 5.2 | Avantages et inconvénients des modèles analytiques de la littérature. . . . .  | 109 |
| 5.3 | Tableau des racines $j_{\nu,s}$ des fonctions de Bessel. La notation $j_{\nu,s}$ représente la $s^{ime}$ racine de la fonction de Bessel $J_{\nu}$ . . . . .   | 141 |
| 5.4 | Propriétés des modes du design 1 à la longueur d'onde de $1.06\mu m$ telles que calculées avec la méthode matricielle. . . . .   | 150 |
| 6.1 | Pertes par courbure des premiers modes de cœur (jusqu'au $LP_{03}$ ) du profil B à la longueur d'onde de $1.06\mu m$ pour un rayon de courbure de $20cm$ , telles que calculées par éléments finis. . . . .                | 178 |
| 6.2 | Pertes par courbure des premiers modes de cœur (jusqu'au $LP_{31}$ ) du profil C à la longueur d'onde de $1.06\mu m$ pour un rayon de courbure de $20cm$ , telles que calculées par la méthode des éléments finis. . . . . | 180 |

C.1 Table de correspondance entre la notation classique vectorielle et la notation scalaire  $LP$   
(d'après [102]). . . . . 207

## Liste des symboles

| Symbole                        | Définition  |
|--------------------------------|---|
| $\lambda$                      | Longueur d'onde d'étude   |
| $\vec{k}$                      | Vecteur d'onde  |
| $n_{eff}$                      | Indice effectif   |
| $\beta$                        | Constante de propagation  |
| $v$                            | Nombre azimutal   |
| $u_{v,\mu}$                    | $\mu$ -ième racine de la fonction de Bessel $J_{v,\mu}$   |
| $\Lambda$                      | Largeur de la période d'un réseau de Bragg plan ou d'une gaine cylindrique de Bragg   |
| $k_{ix}$                       | Module du vecteur d'onde transverse dans la tranche $i$ d'un réseau de Bragg plan   |
| $k_P$                          | Module du vecteur d'onde transverse dans la tranche $P$ d'une fibre de Bragg cylindrique  |
| $K$                            | Nombre d'onde de Bloch  |
| $\alpha$                       | Coefficient de pertes de guidage ou par courbure  |
| $P_R$                          | Flux de puissance radiale rayonnée par unité de longueur de fibre   |
| $P_z$                          | Flux de puissance traversant une section transverse de fibre  |
| $R_{\text{Monomode}}(L)$       | Ratio (en dB) de la puissance totale du faisceau $P_{\text{Totale}}$ sur la puissance du mode fondamental $P_{\text{Fondamental}}$ après une propagation du signal sur une longueur $L$ donnée de fibre $\left( R_{\text{Monomode}}(L) = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{\text{Totale}}(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)} \right) \right)$ |
| $R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L)$ | Ratio (en dB) de la puissance totale contenue dans le fondamental $P_{\text{Fondamental}}$ et le mode $LP_{lm}$ $P_{LP_{lm}}$ sur la puissance du mode fondamental $\left( R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L) = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{\text{Fondamental}}(L) + P_{LP_{lm}}(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)} \right) \right)$          |



# Introduction

L'un des verrous à l'utilisation généralisée des fibres micro-structurées hors des laboratoires de recherche concerne la compréhension approfondie de leurs mécanismes de guidage et des propriétés qu'ils peuvent leur conférer. Fondées sur des concepts théoriques plus complexes que les fibres conventionnelles et d'une fabrication plus difficile, elles en sont, presque quinze ans après leur première introduction expérimentale [1], encore à leurs débuts. Comme toute fibre optique, elles sont constituées d'un cœur, dans lequel la lumière est confinée, entourée d'une gaine optique. Leur nom et leurs propriétés particulières proviennent de la présence d'une micro-structuration dans la gaine qui peut être à une ou deux dimensions, toute solide ou contenant des trous remplis de gaz ou de liquide. Leurs applications sont principalement les sources lasers, la transmission de longueurs d'onde en dehors de la fenêtre telecom de faible atténuation du verre, le filtrage spectral ou les capteurs.

Les fibres micro-structurées à une dimension sont appelées fibres de Bragg. Elles sont constituées d'un cœur de faible indice de réfraction, entouré de couches concentriques d'indices de réfraction différents, agencées périodiquement. Ces couches agissent comme un miroir de Bragg et, pour certaines longueurs d'onde, confinent la lumière dans le cœur. Leurs modes de cœur admettent des pertes de guidage qui consistent en la concaténation de fenêtres spectrales de transmission séparées par des pics de fortes pertes. Bien qu'elles aient été proposées théoriquement dès les années soixante [2, 3], leur première réalisation sous la forme d'une fibre flexible date de 2000 [7]. Lorsqu'elles contiennent de fortes différences d'indice de réfraction (supérieures à 0.4), elles présentent l'avantage de pouvoir assurer un guidage dans l'air [5, 6]. Lorsqu'elles contiennent de faibles différences d'indice de réfraction ( $50 \times 10^{-3}$  au maximum), elles peuvent être réalisées par les procédés standard de fabrication des fibres pour les télécommunications [7]. Elles sont alors d'un intérêt particulier, car elles présentent une relative facilité de fabrication tout en offrant un mécanisme de guidage spécifique. Elles sont ainsi de bons candidats pour dépasser les performances des autres fibres pour un certain nombre d'applications.

Parmi ces applications, la génération ou le transport de fortes puissances laser constitue, actuellement, un grand défi technologique au poids économique important, que ce soit dans un contexte industriel (pour la découpe, le marquage, la soudure ou la gravure de matériau), médical ou militaire. Les avantages des fibres optiques pour cette application ont été pressentis dès leurs prémices [8]. Elles sont, en effet, légères, flexibles, robustes, permettent une bonne dissipation thermique vers le milieu extérieur, et fournissent des faisceaux de bonne qualité. Pour la génération de fortes puissances, les fibres optiques les plus couramment utilisées sont les fibres dopées aux ions Ytterbium [9] qui permettent, aujourd'hui, de fournir des faisceaux monomodes de 10kW à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  en régime continu [10]. Se pose alors le problème du transport sécurisé de telles puissances, pour lequel les fibres passives prennent toute

leur importance. La solution consiste en la conception de fibres présentant la plus grande aire effective possible (afin d'éviter les effets non linéaires), tout en assurant une sortie monomode (afin de garantir une bonne qualité de faisceau de sortie) et en étant robustes aux éventuelles perturbations extérieures. En vue de cette conception, les chercheurs ont débuté leurs études par les fibres conventionnelles puis se sont peu à peu intéressés à des fibres d'autres types. En particulier, les fibres de Bragg à grande aire effective et faibles contrastes d'indice ont été proposées en 2003 [11]. Cependant, de nombreuses questions théoriques et expérimentales demeurent pour ces fibres et leur potentiel n'a pas encore été totalement évalué.

Inspirés par ce contexte, nous avons choisi d'étudier les fibres de Bragg à grande aire effective et faibles contrastes d'indice et d'évaluer leur potentiel pour le transport passif de fortes puissances. Pour cela, nous avons cherché à analyser leur mécanisme de guidage et ses implications pour le transport de fortes puissances, aussi bien d'un point de vue théorique, analytique, numérique qu'expérimental. Le premier fait marquant qui est révélé par la lecture de la littérature présentant les différentes solutions proposées pour cette application, est la diversité des critères utilisés pour qualifier les performances des fibres. Il est donc difficile de statuer sur les avantages et inconvénients de chacune des solutions existantes. Afin de situer les fibres de Bragg par rapport aux autres solutions existantes, nous avons choisi un certain nombre de critères d'évaluation et avons établi une référence à partir de la fibre la plus simple qui puisse exister : la fibre à saut d'indice.

Nous avons ensuite examiné le potentiel des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice pour le transport de fortes puissances en débutant par le cas où elles n'étaient sujettes à aucune perturbation extérieure. Une compréhension approfondie de leur mécanisme de guidage était alors nécessaire. De nombreuses études théoriques de la littérature ont été réalisées dans le contexte de fibres de Bragg présentant de grands contrastes d'indice. Toutes aboutissent à l'existence d'une bande interdite photonique pour la gaine, (c'est à dire à un intervalle de longueur d'onde dans lequel aucun mode de gaine ne peut exister). Les modes de cœur qui s'établissent dans cet intervalle sont ainsi confinés dans le cœur, car ils ne peuvent se propager dans la gaine. Or, les résultats numériques et expérimentaux sur les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice révèlent une apparente inconsistance avec ces résultats théoriques : l'existence de modes d'anneau de haut indice à l'intérieur de la bande interdite prédite par ces méthodes théoriques. Une première contribution consiste en l'explication de cette apparente inconsistance et en la démonstration que les analyses théoriques de la littérature développées dans le contexte des forts contrastes d'indice sont valables, dans le cas des faibles contrastes d'indice, pour les modes de cœur présentant un faible ordre.

Suite à cette démonstration, nous proposons, pour la première fois, un modèle analytique permettant de prédire les pertes de guidage des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice, à gaine parfaitement périodique, maintenues droites et exemptes de toute perturbation extérieure. Un très bon accord est observé entre les résultats issus de ce modèle et ceux issus d'une méthode numérique considérée comme exacte (la méthode matricielle). Puis un modèle étendu, permettant d'isoler la contribution des divers éléments de la gaine et de traiter le cas de la présence de défauts dans sa périodicité, est développé au prix d'une légère baisse en précision. Grâce à ces modèles, la compréhension de l'influence des différents paramètres d'une fibre de Bragg sur ses performances pour le transport de fortes puissances est possible. Cette compréhension aboutit à la proposition originale d'une fibre de Bragg permettant d'assurer, pour le mode fondamental de cœur, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , une sortie monomode et une aire effective supérieure à l'aire effective maximum atteignable établie pour les fibres à profil saut d'indice dans le cas de fibres maintenues parfaitement droites et exemptes de toute perturbation.

Dans un deuxième temps, nous avons examiné l'influence de macro-courbures sur les performances des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice et grande aire effective. Ce type de perturbation engendre des couplages de modes qui se traduisent par une distorsion de la répartition transverse d'intensité du mode fondamental (diminution de son aire effective), des pertes supplémentaires, et, dans certains cas, une



dégradation de la qualité du faisceau de sortie. Bien que de nombreuses études expérimentales existent dans la littérature au sujet de l'influence des macro-courbures sur les fibres de Bragg, de nombreuses questions théoriques subsistent. Est, en particulier, ouverte, la question de la détérioration rédhibitoire de la fenêtre de transmission à cause de couplages, provoqués par la courbure, des modes de cœur vers les modes d'anneaux de haut indice présents à l'intérieur de la fenêtre de transmission. La première contribution consiste en la démonstration qu'il existe des designs de fibres de Bragg pour lesquels, en théorie, seuls les modes d'anneaux de bas indice jouent un rôle prépondérant dans la délimitation de la fenêtre de transmission du mode fondamental de cœur lorsqu'une courbure est appliquée. Pour ces designs, l'application d'une courbure se traduit par une réduction de la largeur de la fenêtre de transmission mais n'engendre pas une détérioration rédhibitoire de la fenêtre de transmission. Ce résultat théorique et numérique est validé expérimentalement grâce à la caractérisation de la première fibre de Bragg réalisée par le procédé PCVD (Plasma activated Chemical Vapor Deposition). Partant de ce résultat, la deuxième contribution consiste en la proposition de relâcher la contrainte de périodicité des anneaux de bas indice de la gaine des fibres de Bragg pour obtenir des fibres flexibles performantes pour le transport de fortes puissances. Ces structures ainsi proposées permettent d'atteindre, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , une aire effective supérieure à l'aire effective maximale atteignable avec la solution saut d'indice tout en assurant une sortie monomode et de faibles pertes par courbure ou permettent de diminuer, pour une aire effective donnée, les pertes par courbure minimales atteignables dans une fibre à saut d'indice tout en garantissant, en théorie, un faisceau de sortie monomode.

Dans un troisième et dernier temps, nous avons étudié l'influence des micro-courbures sur les fibres de Bragg à grande aire effective. La sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg à grande aire effective à faibles contrastes d'indice n'avait jamais été étudiée auparavant, bien que les résultats expérimentaux aient révélé leur impact important sur la qualité de faisceau de sortie [12]. L'étude expérimentale a consisté en l'identification des couplages induits par l'application de micro-courbures grâce à une technique OLCI (Optical Low Coherence Interferometry) sensible à la phase combinée à l'utilisation d'une caméra InGaAs CCD. La contribution consiste en la démonstration que le premier effet des micro-courbures sur une fibre de Bragg de bonne qualité de fabrication est le couplage du mode fondamental de cœur vers le premier mode d'ordre supérieur  $\text{LP}_{11}$ . Ce comportement est identique à celui observé dans le cas des fibres à saut d'indice [13], ce qui permet une comparaison des performances de chacune des deux solutions par une étude exploratoire théorique et numérique simple. Les premiers résultats indiquent, qu'à aire effective égale, les sensibilités aux micro-courbures des fibres de Bragg et des fibres à saut d'indice sont comparables.

\*  
\* \*

Ces travaux ont été effectués au laboratoire PhLAM de l'Université Lille 1 et au centre de recherche et développement de la société Draka Communications. L'étude expérimentale sur les micro-courbures s'est effectuée en collaboration avec le département COMELEC de TelecomParisTech.

## Sommaire des chapitres

### Chapitre 1. Fibres de Bragg et transport de fortes puissances

Ce chapitre introduit, dans un premier temps, la notion de fibres de Bragg. Leur mécanisme de guidage particulier est expliqué et leurs applications potentielles sont présentées. Puis, un état de l'art des fibres conçues pour le transport de fortes puissances est exposé. Les problématiques associées au transport de fortes puissances sont détaillées et les récentes avancées sont présentées. Les questions qui demeurent ouvertes pour les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice destinées au transport de fortes puissances sont mises en évidence.

### Chapitre 2. Outils numériques et expérimentaux

Ce chapitre détaille, tout d'abord, les outils numériques utilisés pour l'étude. La méthode que nous avons implémentée au cours de l'étude est présentée : la méthode matricielle. Ses avantages, par rapport au logiciel pré-existant (basé sur la méthode des éléments finis) dans l'équipe, pour la modélisation des fibres de Bragg exemptes de toutes perturbations sont déterminés. Dans un deuxième temps, ce chapitre expose la fabrication des échantillons de fibres de Bragg et de fibres à saut d'indice effectuée pendant l'étude. Le procédé de dépôt : PCVD (Plasma activated Chemical Vapor Deposition), appliqué lors de nos travaux, pour la première fois, à la fabrication de fibres de Bragg est détaillé. Les difficultés rencontrées pour la réalisation des fibres sont exposées. Le chapitre s'achève par les protocoles de mesures expérimentaux mis en œuvre pendant l'étude.

### Chapitre 3. Référence : la fibre à saut d'indice

Ce chapitre présente l'évaluation numérique et expérimentale des performances des fibres à saut d'indice pour le transport de fortes puissances. Des critères d'éligibilité d'une fibre pour le transport de fortes puissances sont définis. L'aire effective maximale atteignable avec cette solution à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  est déterminée, en théorie, que ce soit en l'absence ou en présence de courbures. Les pertes par courbure minimales atteignables, en théorie, avec cette solution pour une aire effective donnée sont également déterminées. Enfin, la faisabilité expérimentale de tels profils est étudiée en dernière partie. Les performances établies dans ce chapitre serviront de références pour la suite de l'étude.

### Chapitre 4. Fenêtres de transmission des fibres de Bragg

Ce chapitre a pour objectif la compréhension théorique du spectre de transmission des modes de cœur des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice. Dans un premier temps, une analyse préparatoire théorique des propriétés des fibres de Bragg par la théorie des perturbations et des modes couplés est effectuée. L'état de l'art des modèles développés dans le cas particulier des fibres à grands contrastes d'indice est présenté et analysé. Puis, l'éventuelle application de ces modèles au cas des faibles contrastes d'indice est examiné. Cet examen aboutit à la validité de ces modèles pour les premiers modes de cœur des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice [P2].

## **Chapitre 5. Pertes de guidage : modélisation analytique et règles de design**

Ce chapitre présente une évaluation numérique du potentiel des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances lorsqu'elles sont maintenues non courbées et exemptes de toute perturbation extérieure. Après une revue des modèles analytiques existants pour les fibres à grands contrastes d'indice et une mise en évidence de leurs limitations, un modèle analytique permettant de prédire les pertes de guidage des fibres de Bragg à grand cœur et faibles contrastes d'indice, à gaine parfaitement périodique est mis au point. Dans ce modèle, l'approximation asymptotique est utilisée pour évaluer le champ dans la gaine et l'image de l'antiguide équivalent (guide à deux niveaux pour lequel l'indice de réfraction de la gaine est supérieur à celui du cœur) est utilisée pour évaluer le champ dans le cœur. Dans un deuxième temps, un modèle étendu permettant de traiter le cas de la présence de défauts dans la périodicité de la gaine est développé en négligeant certains couplages entre les modes de gaine. Ce chapitre s'achève sur la mise au point de règles de design pour les fibres de Bragg destinées au transport de fortes puissances et la proposition de profils qui sont plus performants que les fibres à profil saut d'indice [P2].

## **Chapitre 6. Courbure : modélisation, expériences et règles de design**

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer le potentiel des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances lorsqu'elles sont courbées. Après une revue de l'état de l'art et une mise en évidence des questions en suspens, une première étude numérique et expérimentale est effectuée sur un design particulier [P3, P4]. Ce chapitre se termine par l'examen de l'influence des différents paramètres opto-géométriques d'une fibre de Bragg sur ses performances pour le transport de fortes puissances et la proposition de profils de fibres de Bragg qui sont plus performants que les fibres à profil saut d'indice [P9].

## **Chapitre 7. Micro-courbures : expériences et perspectives**

L'objectif de ce chapitre est d'effectuer une première analyse de l'impact des micro-courbures sur les fibres de Bragg. Les couplages induits à cause des micro-courbures sont, tout d'abord, expérimentalement identifiés [P5]. L'importance de la qualité de fabrication d'une fibre de Bragg sur son comportement, lorsqu'elle est sujette à des micro-courbures, est étudié grâce à la caractérisation de deux fibres présentant le même profil d'indice mais une qualité de fabrication différente [P1]. Ce chapitre s'achève par une étude exploratoire théorique et numérique comparant la sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg et des fibres à saut d'indice. Les premiers résultats indiquent qu'à aire effective égale, ces sensibilités sont comparables.



## Chapitre 1

# Fibres de Bragg et transport de fortes puissances

Dans ce chapitre, des généralités sur les fibres optiques sont tout d'abord présentées, puis le cas particulier des fibres de Bragg est détaillé et une revue de la littérature concernant ces fibres est effectuée. Enfin, un état de l'art des fibres passives pour le transport de fortes puissances est présenté, ainsi que les problématiques dans lesquelles s'inscrivent nos travaux.

### 1.1 Généralités sur les fibres optiques

Après une définition des fibres optiques, les caractéristiques de la fibre standard utilisée dans les télécommunications sont rappelées, puis les fibres micro-structurées sont présentées.

#### 1.1.1 Définition d'une fibre optique

Dans sa forme la plus générale, une fibre optique est un guide d'onde cylindrique composé de matériaux diélectriques transparents d'indices de réfraction différents. La propagation de l'énergie se fait le long de l'axe du cylindre.

L'emploi du terme *fibre* provient de son apparence de long filament de quelques microns de diamètre.

Une fibre optique est constituée de trois parties principales (cf. figure 1.1) :

- le cœur : partie centrale dans laquelle la lumière est majoritairement confinée.
- la gaine : partie qui entoure le cœur d'indice homogène ou non, et qui joue un rôle prépondérant pour le confinement de l'onde dans le cœur.
- le revêtement : destiné à protéger la fibre, en améliorer les propriétés mécaniques ainsi que son vieillissement.

Une fibre optique est caractérisée par son profil d'indice qui correspond à l'indication de l'indice de réfraction en tout point de la fibre. Le profil d'indice le plus simple qui puisse exister est le profil saut d'indice qui est présenté en section suivante.

#### 1.1.2 La fibre à saut d'indice

La fibre standard utilisée dans les télécommunications est la fibre à profil saut d'indice. Elle est constituée d'un cœur homogène d'indice de réfraction  $n_c$  entouré d'une gaine homogène d'indice de ré-

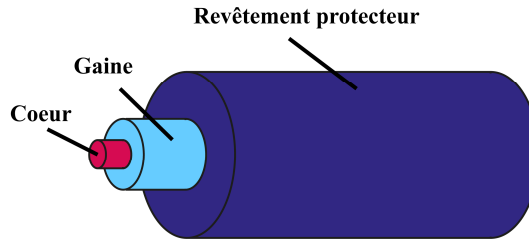


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'une fibre optique.

fraction  $n_g$ . Dans le cadre du traitement mathématique exposé dans ce paragraphe, il est supposé que la gaine est d'extension infinie. Les indices de réfraction sont tels que  $n_c > n_g$  (cf. figure 1.3.a).

### Notations

Un repère de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  est choisi de sorte que l'axe  $(0z)$  soit confondu avec l'axe du cylindre de la fibre. L'axe  $z$  est appelé *axe longitudinale*, le plan normal à cet axe est appelé *plan transverse*. Les composantes harmoniques du champ sont recherchées. Le système est invariant par translation selon l'axe  $z$ . La dépendance en  $z$  du champ électromagnétique de fréquence  $\omega$ , de vecteur d'onde  $\vec{k}$  existant dans la fibre à l'instant  $t$  peut donc s'écrire :

$$\exp\left(i\left(\vec{k} \cdot \vec{u}_z - \omega t\right)\right). \quad (1.1)$$

La projection du vecteur d'onde  $\vec{k}$  sur l'axe  $z$ , qui apparaît dans cette équation, est appelée *constante de propagation* et est notée  $\beta$ . Elle détermine la vitesse de phase  $v_z$  de l'onde dans la direction  $z$  suivant la relation :  $v_z = \omega/\beta$ . L'*indice effectif*  $n_{\text{eff}}$ , défini selon la relation (1.2) est une grandeur plus largement utilisée que la constante de propagation. Il correspond à l'indice « vu » par l'onde qui se propage dans la fibre dans la direction  $z$ , c'est à dire à l'indice qu'aurait un milieu homogène infini dans lequel l'onde se propagerait avec la vitesse :  $\omega/\beta$ .

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{(2\pi/\lambda)} \quad (1.2)$$

D'après les lois de la projection, l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  est toujours inférieur à l'indice  $n_i$  du milieu dans lequel l'onde se propage (cf. figure 1.2). Pour une tranche homogène d'indice de réfraction  $n_i$ , les valeurs de l'indice effectif contenues dans l'intervalle  $[0, n_i]$  sont appelées *valeurs autorisées* pour l'indice effectif, celles contenues dans l'intervalle  $]n_i, +\infty[$  sont appelées *valeurs interdites*. Il est intéressant de noter que, dans le cas théorique d'une tranche homogène qui présenterait un indice de réfraction indépendant de la longueur d'onde, l'intervalle des valeurs autorisées serait indépendant de la fréquence de l'onde<sup>1</sup>.

### Mécanisme de guidage et propriétés

Le champ se propageant dans la fibre peut être décrit par une base de *modes*, qui correspondent chacun à une répartition transverse particulière du champ électromagnétique invariante tout au long de la propagation. Les indices effectifs de chaque mode sont déterminés par résolution des équations de Maxwell. Dans l'intervalle  $[n_g, n_c]$ , cette résolution mène à un nombre fini de valeurs d'indice effectif pour

1. Ce cas de figure ne se présente jamais dans la réalité. En effet, tout matériau voit son indice de réfraction varier lorsque la longueur d'onde varie.

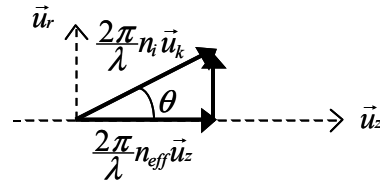


FIGURE 1.2 – Schéma explicatif des notations.

lesquelles un mode peut s'établir dans la fibre en respectant les conditions aux limites (convergence du champ en  $r = 0$  et  $r \rightarrow \infty$ ) ainsi que la condition de continuité des composantes tangentielles du champ à l'interface entre le cœur et la gaine [14, 15]. Ces modes sont appelés *modes guidés* de la fibre. Pour ces modes, l'indice effectif appartient aux valeurs autorisées du cœur et interdites de la gaine. Une onde injectée dans le cœur est donc réfléchiée à l'interface entre le cœur et la gaine et est donc confinée dans le cœur (cf. figure 1.3(b)). On parle alors de guidage par *réflexion totale interne* ou *guidage conventionnel*. Dans le cas d'une fibre idéale, les modes guidés peuvent se propager sur une distance infinie sans perte de puissance. En réalité, l'atténuation du matériau constituant la fibre ainsi que l'application de perturbations externes (telles que les courbures) engendrent des pertes.

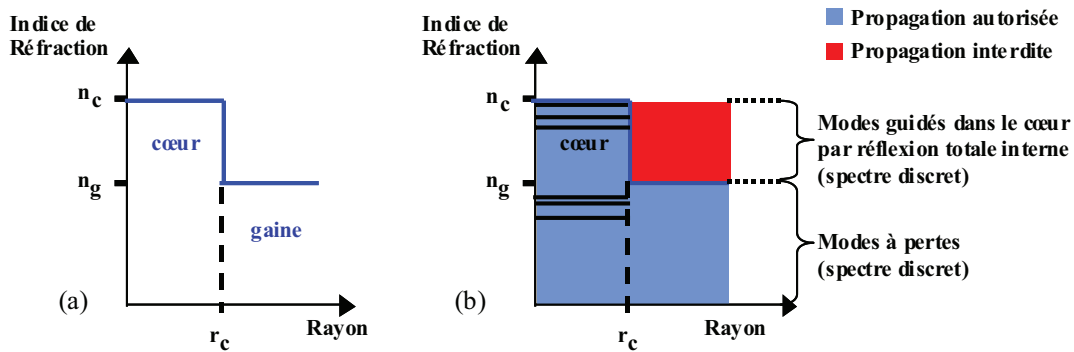


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'une fibre à saut d'indice : (a) profil d'indice de réfraction, (b) zones de propagation autorisée et interdite.

Dans le cas où la fibre présente de faibles contrastes d'indice, les modes guidés peuvent être décrits par la base des *modes linéairement polarisés*  $LP_{lm}$  (Linearly Polarized) [16] (cf. Annexe C). Dans cette notation,  $l$  est le nombre azimutal et  $m$  le nombre radial caractérisant la dépendance transverse du champ du mode. Le mode présentant le plus grand indice effectif est le mode  $LP_{01}$  et est appelé *mode fondamental*. Sa répartition transverse d'énergie est quasi-gaussienne circulaire. Les autres modes sont appelés *modes d'ordre supérieur*.

Les modes d'ordre supérieur admettent tous une *longueur d'onde de coupure*, c'est à dire une longueur d'onde au-dessus de laquelle, il n'existe pas de solution aux équations de Maxwell correspondant à un mode guidé. Pour un profil donné, le mode d'ordre supérieur présentant la plus grande longueur d'onde de coupure est le premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$ . Sa longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  est donnée par [16] :

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{u_{01}} r_c \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.3)$$

avec  $u_{01}$  la première racine de la fonction de Bessel  $J_0$  ( $u_{01} \approx 2.4048$ ).

Pour des longueurs d'onde supérieures à sa longueur d'onde de coupure, l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  d'un mode d'ordre supérieur est inférieur à l'indice de gaine<sup>2</sup>  $n_g$ . La propagation est donc autorisée dans le cœur et dans la gaine (cf. figure 1.3) et le champ des modes d'ordre supérieur ne converge pas vers zéro lorsque le rayon tend vers l'infini. Pour ces longueurs d'onde, les modes d'ordre supérieur subissent donc une perte d'énergie dans la direction radiale au cours de leur propagation et ce, même dans le cas d'une fibre idéale. On parle alors de *pertes de guidage (linéiques)* et les modes sont alors appelés *modes à pertes* (cf. Annexe A et section 2.1.3).

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice à faible contraste d'indice, pour des longueurs d'onde supérieures à sa longueur d'onde de coupure, les pertes de guidage linéiques d'un mode d'ordre supérieur sont très importantes (sauf au voisinage immédiat de la longueur d'onde de coupure). Il en résulte, qu'en pratique, au-dessus de sa longueur d'onde de coupure, un mode d'ordre supérieur injecté en entrée d'une fibre peut être considéré comme complètement atténué au bout d'une très courte longueur de fibre (cf. Annexe A). Pour le mode fondamental, en revanche, une solution correspondant à un mode guidé existe à toutes les longueurs d'onde. Il en résulte que pour des longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde de coupure indiquée en équation 1.3, seul le mode fondamental est guidé. Pour ces longueurs d'onde, on parle alors de *fibre monomode*.

### Procédés de fabrication

Divers procédés permettent de fabriquer des fibres à saut d'indice monomodes à faible contraste d'indice. Les matériaux constituant le cœur et la gaine sont en silice, leur indice de réfraction est modifié par incorporation de dopants dans la matrice de silice. Les dopants tels que le germanium (Ge), le phosphore (P) permettent d'augmenter l'indice de réfraction par rapport à celui de la silice, le fluor (F) et le bore (B) permettent de le diminuer. Ces dopants sont incorporés grâce à des techniques de dépôt en phase vapeur telles que : *Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD)*, *Vapor Axial Deposition (VAD)*, *Plasma-activated Chemical Vapor Deposition (PCVD)*, ou *Outside Vapor Deposition (OVD)* [17]. Notons que ces techniques sont également utilisées pour la fabrication d'autres fibres à guidage par réflexion totale interne ayant un profil à symétrie cylindrique plus compliqué. De plus, ces procédés de fabrication sont, aujourd'hui, des technologies matures qui permettent d'obtenir aisément des fibres réalisées avec des matériaux très purs présentant une faible absorption.

#### 1.1.3 Les fibres micro-structurées

Les développements des recherches ont fait émerger des fibres avec des types de cœur et de gaines diverses, comme par exemple les fibres micro-structurées, dont la gaine contient une micro-structuration d'indice. De par le fait que leur mécanisme de guidage est différent de celui des fibres usuellement utilisées dans les télécommunications, les fibres micro-structurées sont de bons candidats potentiels pour dépasser leurs performances pour un certain nombre d'applications. La figure 1.4 présente la coupe transversale de différentes fibres micro-structurées réalisées à l'IRCICA et à Draka.

Les fibres de Bragg sont un cas particulier de fibres micro-structurées. Elles sont à symétrie cylindrique et présentent une micro-structuration dans la direction radiale (cf. figure 1.4.(d)). Ce sont les seules fibres micro-structurées réalisables par les techniques standard de fabrication des fibres pour les télécommunications présentées ci-dessus. Elles offrent donc tous les avantages d'un mécanisme de guidage différent tout en étant d'une fabrication relativement aisée.

---

2. Notons que, pour ces longueurs d'onde, l'indice effectif est en fait complexe (cf. Annexe A et section 2.1.3), et qu'il s'agit en fait ici de la partie réelle de l'indice effectif.



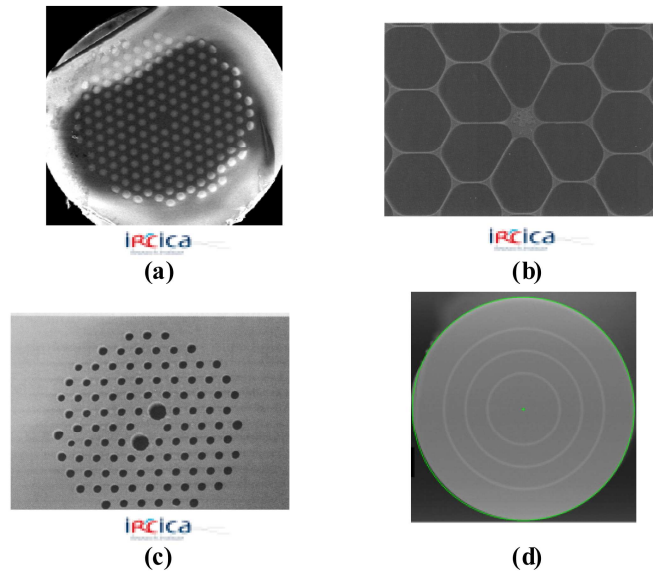


FIGURE 1.4 – Photographies, prises au microscope électronique à balayage, de la coupe transversale d’une fibre micro-structurée à faibles contrastes d’indice et inclusions cylindriques de haut indice (a), d’une fibre micro-structurée hautement non linéaire (b) et d’une fibre micro-structurée fortement biréfringente (c), réalisées à l’IRCICA, ainsi que d’une fibre de Bragg à grande aire effective réalisée à Draka (d). Les zones noires correspondent aux trous d’air.

## 1.2 Fibres de Bragg

Pour comprendre le mécanisme de guidage d’une fibre de Bragg, une approche simplifiée consiste à considérer qu’elle est constituée d’un miroir de Bragg enroulé autour d’un cœur. Après un examen des propriétés particulières que leurs confère leur mécanisme de guidage, une revue des applications potentielles proposées dans la littérature pour les fibres de Bragg est présentée. (Notons que l’état de l’art des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances sera présenté en section 1.3.4).

### 1.2.1 Réflecteurs de Bragg plan : des miroirs aux fibres

Les principales propriétés d’un réseau de Bragg plan qui, sous certaines conditions, peut se comporter comme un miroir sont présentées dans cette section. Une approche qualitative des phénomènes physiques mis en jeu dans ce dispositif est tout d’abord exposée, puis la notion de bande interdite photonique est définie grâce à une approche analytique exacte, enfin le cas des faibles contrastes d’indice est étudié.

#### Le réseau de Bragg plan : un cristal photonique particulier (approche qualitative)

La théorie des rayons permet d’appréhender qualitativement le comportement d’un réseau de Bragg plan et, en particulier, la sélectivité en longueur d’onde de sa capacité à réfléchir les ondes lumineuses. Cette sélectivité est due à la périodicité de sa micro-structuration qui lui vaut le nom de cristal photonique.

Un réseau de Bragg plan est constitué de couches diélectriques planes, d’indices de réfraction différents, agencées périodiquement (cf. figure 1.5). Chaque période est constituée d’un assemblage de deux couches d’indices de réfraction et d’épaisseurs notés respectivement :  $n_1, n_2$  et  $l_1, l_2$  (cf. figure 1.5). La largeur de la période est notée  $\Lambda$ . L’axe  $x$  d’un repère cartésien  $(x, y, z)$  est choisi comme étant normal au réseau de Bragg plan.

L’indice de réfraction dans la première période du système s’écrit :

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & \text{si } x < 0 \\ n_1, & \text{si } 0 < x < l_1, \\ n_2, & \text{si } l_1 < x < \Lambda \end{cases} \quad (1.4)$$

L'indice de réfraction dans les autres périodes s'écrit :

$$n(x + \Lambda) = n(x) . \quad (1.5)$$

Dans cette étude, l'indice  $n_1$  est fixé supérieur à  $n_2$ , et l'indice  $n_0$  est fixé inférieur à  $n_1$  et  $n_2$ .

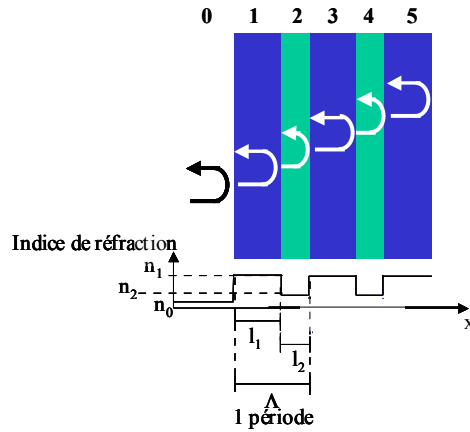


FIGURE 1.5 – Réflexion d’une onde électromagnétique dans un réseau de Bragg plan. (Pour des raisons de clarté, seule la première réflexion de l’onde à chaque interface est représentée).

La théorie des rayons est basée sur l’hypothèse d’une onde localement plane à l’intérieur du réseau. Les *rayons* sont définis comme étant les normales au plan d’onde [15]. Une compréhension intuitive du fonctionnement des réseaux de Bragg est possible grâce à cette théorie.

Dans toute la suite, une onde incidente se propageant dans le milieu d’indice  $n_0$ , dont le vecteur d’onde  $\vec{k}$  fait un angle  $\psi$  avec la normale au réseau est considérée (cf. figure 1.7). La projection du vecteur d’onde sur l’axe  $x$  dans le milieu d’indice de réfraction  $n_i$  :  $k_{ix}$ , est appelée *nombre d’onde transverse* et vérifie :

$$k_{ix} = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) \sqrt{n_i^2 - (\sin \psi)^2 n_0^2} ; i = 1, 2. \quad (1.6)$$

La réflexion d’une onde par une unique période est tout d’abord étudiée. La phase de l’onde incidente est considérée comme étant nulle en  $x = 0$ . Les matériaux étant choisis de sorte que  $n_0 < n_1$ , un déphasage de  $\pi$  est introduit à la réflexion de cette onde sur l’interface entre la tranche 0 et la tranche 1. La phase  $\phi_0$  de l’onde réfléchie à cette interface s’écrit donc :

$$\phi_0 = \pi. \quad (1.7)$$

Les phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  des ondes électromagnétiques qui sont réfléchies respectivement à la première et seconde interface de la période vérifient (cf. figure 1.6) :

$$\phi_1 = 2k_{1x}l_1, \quad (1.8)$$

et

$$\phi_2 = 2(k_{1x}l_1 + k_{2x}l_2) + \pi. \quad (1.9)$$

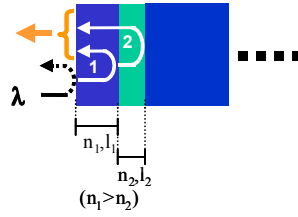


FIGURE 1.6 – Réflexion par une période.

Les interférences entre les trois ondes réfléchies sont constructives si :

$$\phi_1 - \phi_0 = (m + 1)\pi, \quad (1.10)$$

et

$$\phi_2 - \phi_1 = (p + 1)\pi. \quad (1.11)$$

où  $m$  et  $p$  sont des nombres impairs.

Ces conditions se ré-écrivent :

$$k_{1x}l_1 = \frac{m}{2}\pi, \quad (1.12)$$

et

$$k_{2x}l_2 = \frac{p}{2}\pi, \quad (1.13)$$

où  $m$  et  $p$  sont des nombres impairs.

Dans le cas d'une incidence normale, ces conditions se ré-écrivent :

$$n_1l_1 = m\frac{\lambda}{4}, \quad (1.14)$$

et

$$n_2l_2 = p\frac{\lambda}{4}, \quad (1.15)$$

où  $m$  et  $p$  sont des nombres impairs.

Par référence à ce cas particulier, la condition (1.12) et la condition (1.13) sont appelées *condition quart d'onde* (Quarter Wave Stack condition) pour le niveau 1 et 2 respectivement.

Dans le cas d'un plus grand nombre de périodes, l'écriture des phases des ondes réfléchies par chaque interface permet de montrer que les interférences entre toutes les ondes réfléchies par le réseau sont constructives si la condition quart d'onde est vérifiée par les deux niveaux du réseau.

Si un réseau de Bragg est conçu de sorte que la condition quart d'onde soit assurée pour les deux couches à la longueur d'onde  $\lambda_0$ , pour un angle d'incidence donné, alors cette condition ne sera assurée que pour un nombre discret de longueurs d'onde. Pour toutes les autres longueurs d'onde, les interférences entre les différentes ondes réfléchies ne sont pas toutes constructives et l'intensité réfléchie peut être

faible. Un tel système réfléchissant sélectivement la lumière en fonction de la longueur d'onde grâce à sa micro-structuration périodique est appelé cristal photonique [18–21]. Le réseau de Bragg plan est un cas particulier de cristal photonique à une dimension qui peut exister sous forme naturelle [22] ou artificielle, mais il existe d'autres cristaux photoniques naturels [23] ou artificiels, à deux et trois dimensions.

### Propagation dans un réseau de Bragg plan d'extension infinie : bandes interdites photoniques

Le réseau de Bragg plan est invariant par translation selon l'axe  $z$ . De la même manière que pour une onde se propageant suivant l'axe  $z$  dans une fibre, la dépendance en  $z$  du champ électromagnétique de vecteur d'onde  $\vec{k}$  et de constante de propagation  $\beta$  selon  $z$  existant dans ce réseau s'écrit (cf. figure 1.7) :

$$\exp\left(i\left(z\vec{k}\cdot\vec{u}_z - \omega t\right)\right) = \exp(i\beta z - \omega t). \quad (1.16)$$

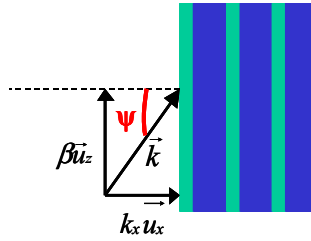


FIGURE 1.7 – Schéma explicatif des notations.

Du fait des symétries du système, le champ électromagnétique est totalement décrit par la base constituée des modes  $TE$  et  $TM$  [13, 24].

Dans un premier temps, le nombre de périodes du réseau de Bragg plan est supposé suffisamment grand pour pouvoir être considéré comme infini. Il s'ensuit que le champ électromagnétique vérifie le théorème de Floquet-Bloch [25]. Selon ce théorème, une onde se propageant dans la direction  $z$  dans un milieu périodique selon l'axe  $x$  est de la forme :

$$E(x, z) = E_K(x) \exp(iKx) \exp(i\beta z - \omega t) \text{ avec } E_K(x + \Lambda) = E_K(x), \quad (1.17)$$

où  $\Lambda$  est la largeur de la période et  $K$  est une constante appelée nombre d'onde de Bloch.

Le nombre d'onde de Bloch peut être déterminé, grâce à une méthode matricielle qui mène à l'équation [24] :

$$K = \frac{1}{\Lambda} \arccos(A), \quad (1.18)$$

$$A = \cos(k_{1x}l_1) \cos(k_{2x}l_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{d} \frac{k_{1x}}{k_{2x}} + d \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right) \sin(k_{1x}l_1) \sin(k_{2x}l_2), \quad (1.19)$$

avec

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

D'après (1.18), les régimes pour lesquels  $|A| < 1$  correspondent à des valeurs réelles du vecteur d'onde de Bloch  $K$ . Les ondes de Bloch sont alors oscillantes dans la direction  $x$  (cf. (1.17)) et pénètrent

donc dans le réseau, on parle de *régime propagatif* pour l'onde de Bloch. Les intervalles de longueur d'onde pour lesquels cette relation est vérifiée sont appelés *bandes autorisées* du réseau de Bragg plan. En revanche, dans les régimes pour lesquels  $|A| > 1$ , le vecteur d'onde de Bloch s'écrit  $K = m\pi/\Lambda + iK_i$  et l'onde de Bloch est donc évanescente dans la direction  $x$ . Le mode est rapidement atténué et ne s'établit pas dans le réseau. Les intervalles de longueurs d'onde pour lesquels  $|A| > 1$  sont appelés *bandes interdites photoniques* du réseau de Bragg plan.

Il en résulte qu'une onde incidente sur le réseau ayant un angle d'incidence  $\psi$  donné, ne pourra pas pénétrer dans le réseau et sera réfléchi si sa longueur d'onde appartient à une bande interdite du réseau. En revanche, pour une longueur d'onde située dans une bande autorisée, la lumière est transmise à travers la direction  $x$  dans le réseau et n'est que très partiellement réfléchi<sup>3</sup>.

Si les deux couches vérifient la condition quart d'onde (conditions (1.12) et (1.13) respectivement) à une longueur d'onde donnée et pour un angle d'incidence donnée, alors la relation (1.20) est vérifiée. Cette longueur d'onde et cet angle d'incidence se situent donc dans une bande interdite du réseau. Les résultats de l'étude qualitative sont donc en accord avec ceux de l'étude quantitative.

$$A = -\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{k_{2x}^2}{k_{1x}^2} \right) \leq -1 \quad (1.20)$$

### Réflexivité d'un réseau de Bragg plan d'extension finie

L'étude précédente se place dans le cas d'un nombre de périodes infini. Dans le cas d'un réseau constitué d'un nombre fini de périodes  $N$ , la réflexivité  $R$  est définie comme étant le carré du rapport entre l'amplitude de l'onde incidente sur le réseau et celle qui en est réfléchi et s'écrit [24] :

$$R = \frac{B}{B + (\sin K\Lambda / \sin NK\Lambda)^2}, \text{ si } K \text{ est un nombre réel,} \quad (1.21)$$

où

$$R = \frac{B}{B + (\sinh K_i\Lambda / \sinh NK_i\Lambda)^2}, \text{ si } K = m\pi/\Lambda + iK_i, \text{ } K_i \text{ partie imaginaire de } K, \quad (1.22)$$

avec

$$B = \frac{1}{4} \left( \frac{1}{d} \frac{k_{1x}}{k_{2x}} - d \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right)^2 \cdot (\sin(k_{2x}l_2))^2. \quad (1.23)$$

Lorsque le nombre de périodes devient grand, la relation (1.24) est vérifiée et la réflexivité est d'autant plus grande que le nombre de périodes est grand.

$$\left( \frac{\sinh K_i\Lambda}{\sinh NK_i\Lambda} \right)^2 \xrightarrow{N \rightarrow \infty} e^{-2(N-1)K_i\Lambda} \quad (1.24)$$

La figure 1.8.(a), présente l'évolution de la quantité  $A$  (définie en équation 1.19) en fonction de la longueur d'onde pour une onde  $TE$  en incidence normale sur un réseau de Bragg plan de caractéristiques :  $[n_1 = 2, n_2 = 1, l_1 = 0.194\mu\text{m}$  et  $l_2 = 0.388\mu\text{m}]$  (choisies de telle sorte que les deux couches vérifient la condition quart d'onde à  $1.55\mu\text{m}$ ), appelé *réseau 1*. Plusieurs bandes interdites de la gaine sont observées (zones grisées), elles sont, chacune, situées autour d'une longueur d'onde vérifiant la condition quart

3. Le coefficient de réflexion est alors égal à celui qui serait obtenu si le réseau de Bragg plan était remplacé par un milieu homogène d'indice de réfraction  $n_1$ .

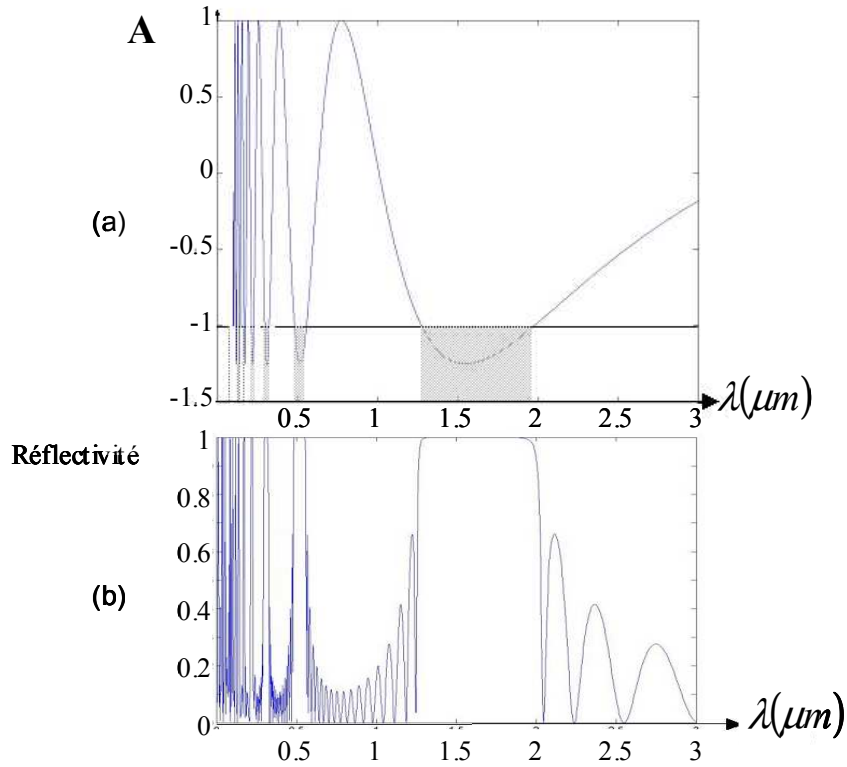


FIGURE 1.8 – Tracé de l'évolution de la quantité  $A$  de l'équation 1.19 (a) et de la réflectivité pour  $N = 9$  périodes (b), en fonction de la longueur d'onde, pour le réseau de Bragg 1 de caractéristiques :  $[n_1 = 2, n_2 = 1, l_1 = 0.194\mu\text{m}, l_2 = 0.388\mu\text{m}]$  dans le cas d'une onde  $TE$  en incidence normale. Une réflectivité proche de 1 est observée dans les bandes interdites photoniques du réseau (c'est - à - dire les intervalles de longueurs d'onde pour lesquels  $|A| > 1$ ).

d'onde. Le tracé de la réflectivité du même réseau constitué de 9 périodes (cf. figure 1.8.(b)) révèle que la réflectivité du réseau est très proche de 1 pour les longueurs d'onde situées dans une bande interdite.

La répartition en longueur d'onde des bandes interdites photoniques du réseau dépend de l'angle d'incidence  $\psi$  du vecteur d'onde de l'onde (cf. équations (1.12), (1.13) et (1.18)). La figure 1.8 a été tracée dans le cas d'une incidence normale, mais il peut être intéressant de connaître le spectre des bandes interdites photoniques pour les autres angles. L'indice effectif de l'onde  $n_{\text{eff}}$ , défini, tout comme pour les fibres, selon l'équation (1.2), peut être utilisé pour cette étude. L'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  est, en effet, relié à l'angle d'incidence  $\psi$  de l'onde suivant (cf. figure 1.7 et équation (1.2)) :

$$n_{\text{eff}} = n_0 \sin(\psi) \quad (1.25)$$

Le tracé de la répartition des bandes autorisées et interdites en fonction de la longueur d'onde et de l'indice effectif de l'onde incidente est appelé *diagramme de bande*. La figure 1.9.(a) présente le diagramme de bande du réseau 1 pour une onde  $TE$ . Les bandes interdites sont indiquées en gris. Les bandes interdites de la figure 1.8.(a) correspondant à l'incidence normale peuvent se déduire de la coupe du diagramme de bande de la figure 1.9 à l'indice effectif :  $n_{\text{eff}} = 0$ . La figure 1.9.(b) présente une coupe du diagramme de bande effectuée à la longueur d'onde  $\lambda = 0.5\mu\text{m}$  et révèle que, pour une longueur d'onde donnée, il existe un certain nombre d'intervalles d'indice effectif correspondant à des bandes interdites.

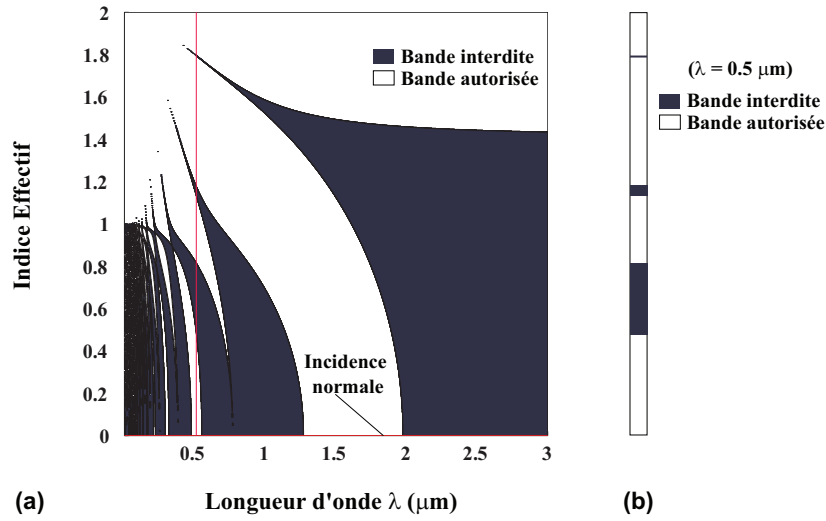


FIGURE 1.9 – (a) Diagramme de bande pour une onde  $TE$  se propageant dans le réseau de Bragg 1, (b) coupe du diagramme de bande à la longueur d'onde  $\lambda = 0.5\mu\text{m}$  mettant en évidence le fait que les bandes autorisées sont réparties par intervalles d'indice effectif.

#### Faibles contrastes d'indice et incidence rasante

Dans cette partie, la nécessité d'une incidence rasante pour obtenir une bonne réflectivité pour un réseau de Bragg plan à faible contraste d'indice est démontrée. Pour cela la réflectivité maximale atteignable à une longueur d'onde donnée est examinée. Par souci de simplicité, seul le cas particulier d'une onde incidente  $TE$  ( $d = 1$ ) se propageant dans l'air ( $n_0 = 1$ ) est étudié.

La réflectivité est maximale, à une longueur d'onde donnée, si les interférences entre toutes les ondes réfléchies par le réseau sont constructives, c'est à dire si la condition quart d'onde est vérifiée par les deux niveaux du réseau<sup>4</sup> [26]. D'après (1.20), (1.22) et (1.23), la réflectivité vaut alors :

$$R = \frac{1}{1 + 4e^{-2(N-1)K_i\Lambda} \left/ \left( \frac{k_{1x}}{k_{2x}} - \frac{k_{2x}}{k_{1x}} \right)^2 \right.}. \quad (1.26)$$

Or, à la condition quart d'onde, d'après [26] :

$$e^{-K_i\Lambda} = \frac{k_{1x}}{k_{2x}} = \sqrt{\frac{n_1^2 - (\cos \psi)^2}{n_2^2 - (\cos \psi)^2}}. \quad (1.27)$$

La réflectivité maximale atteignable à une longueur d'onde donnée est donc d'autant grande que le contraste d'indice est grand dans le réseau, le nombre de périodes grand, l'angle d'incidence quasi rasant [26].

La figure 1.10 présente la réflectivité d'un réseau ayant une différence d'indice  $n_1 - n_2$  de  $45 \times 10^{-3}$  pour différents angles d'incidence. Les caractéristiques de ce réseau, appelé *réseau 2*, sont :  $[n_1 = 1.495, n_2 = 1.45, l_1 = 0.194\mu\text{m}, l_2 = 0.388\mu\text{m}$  et  $N = 15]$ . Sur cette figure, conformément aux formules (1.12) et (1.13), les pics de haute réflectivité correspondant à la condition quart d'onde sont décalés en longueur d'onde lorsque l'angle d'incidence varie. Les résultats indiquent qu'une très faible réflectivité maximale

4. Une démonstration analytique de cette propriété est présentée en référence [26], p. 67.

( $R_{\max} \approx 0.2$ ) est obtenue pour une incidence normale ( $\psi = 0$ ) (cf. figure 1.10.(a)). Une réflectivité proche de 1 est par contre obtenue pour une incidence rasante ( $\psi = 80$ ) (cf. figure 1.10.(c)).

D'après (1.26) et (1.27) et la figure 1.10, on peut donc conclure qu'une incidence rasante est nécessaire pour obtenir une réflectivité proche de 1 avec un réseau de Bragg à faible contraste d'indice (c'est-à-dire dont le contraste d'indice  $n_1 - n_2$  est inférieur à  $45 \times 10^{-3}$ ).

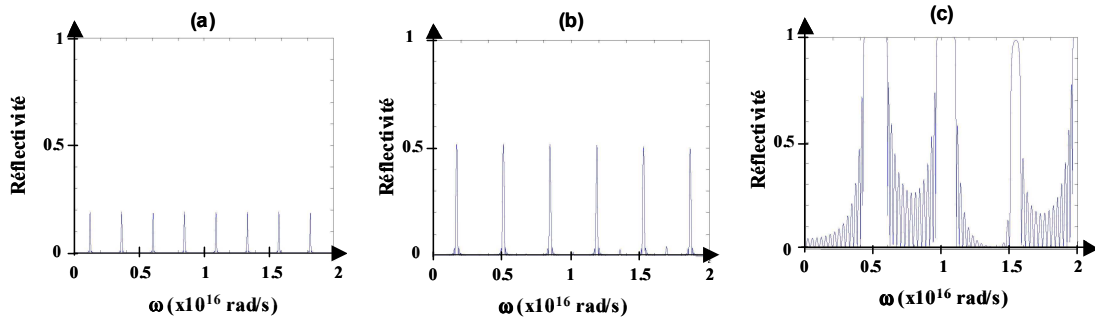


FIGURE 1.10 – Réflectivité du réseau de Bragg 2 à faible contraste d'indice ( $45 \times 10^{-3}$ ) pour un angle d'incidence : (a)  $\psi = 0^\circ$  ; (b)  $\psi = 45^\circ$  ; (c)  $\psi = 80^\circ$ .

## Conclusion

Les réseaux de Bragg plan sont des cristaux photoniques unidimensionnels. Bien conçus, ces réseaux se comportent comme un miroir pour des ondes présentant certaines longueurs d'onde particulières et certains angles particuliers d'incidence. Pour ces ondes, la réflectivité maximale du réseau est d'autant plus grande que le nombre de périodes est grand, le contraste d'indice grand et l'angle d'incidence grand. Une réflectivité proche de 1 est atteignable avec des miroirs présentant de faibles contrastes d'indice, pour les ondes ayant une incidence rasante sur le réseau. Les propriétés de ces réseaux permettent d'appréhender qualitativement le mécanisme de guidage des fibres de Bragg présenté en section suivante.

### 1.2.2 Fibres de Bragg : mécanisme de guidage et propriétés

Une fibre de Bragg est constituée d'un cœur entouré de couches concentriques d'indices de réfraction différents, agencées périodiquement (cf. figure 1.11.(a) et 1.12.(a)). L'indice de réfraction du cœur  $n_c$  est, le plus souvent, inférieur aux indices de réfraction des niveaux de la gaine. Pour tout mode se propageant dans le cœur (c'est à dire d'indice effectif  $n_{\text{eff}} < n_c$ ), la propagation serait donc autorisée dans chaque niveau de la gaine, s'il était pris séparément. Dans la réalité, la présence de la micro-structuration induit un phénomène de bande interdite photonique (cf. figure 1.12.(b)).

À la différence du cas du réseau de Bragg plan à symétrie planaire, il est difficile d'utiliser le théorème de Bloch pour modéliser les propriétés de la gaine d'une fibre de Bragg à cause de sa symétrie cylindrique. Une telle étude a été réalisée pour la première fois en 2009 [27], mais son exposé reste assez complexe. Une approche simplifiée consiste à considérer qu'une fibre de Bragg est constituée d'un réseau de Bragg plan enroulé autour d'un cœur (cf. figure 1.12). Les propriétés de la gaine cylindrique sont alors assimilées à celles du Bragg plan [28]. Les ondes présentant un indice effectif et une longueur d'onde situés dans une bande autorisée de la gaine, traversent le réseau et sont très faiblement réfléchies à l'interface entre le cœur et la gaine. En revanche, les ondes dont l'indice effectif et la longueur d'onde sont situés dans une bande interdite du réseau de la gaine ne peuvent se propager dans le réseau et sont donc confinées dans le cœur (cf. figures 1.11.(b) et 1.12.(b)).



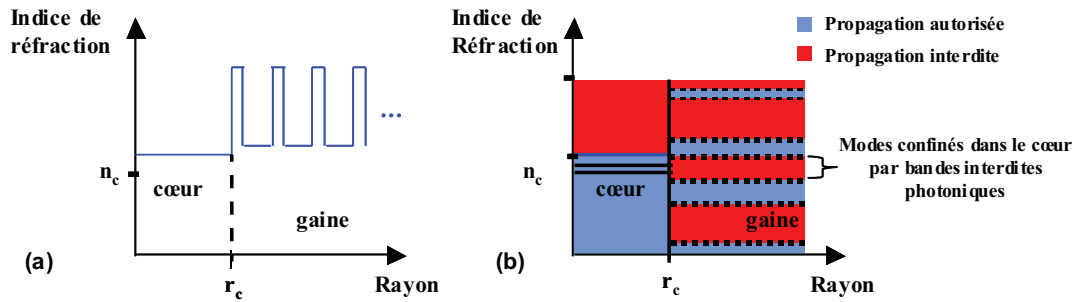


FIGURE 1.11 – Schéma de principe d'une fibre de Bragg : (a) profil d'indice de réfraction, (b) zones de propagation autorisées et interdites.

Du fait du nombre fini de périodes, la réflectivité de la gaine est toujours inférieure à 1, cela signifie que de l'énergie est perdue dans la direction radiale au cours de la propagation dans le cœur de la fibre, même pour une onde située dans une bande interdite. Les modes de cœur d'une fibre de Bragg admettent donc tous des pertes de guidage, et ce, à toutes les longueurs d'onde. Dans une fibre de Bragg, le spectre de pertes de guidage d'un mode donné est constitué d'une concaténation d'intervalles de longueurs d'onde de faibles pertes (appelés fenêtre des transmission). La figure 1.13 présente un exemple expérimental de mesure d'une telle fenêtre [29].

L'approximation utilisée dans cette section permet d'obtenir une image simple du mécanisme de guidage des fibres de Bragg mais suscite de nombreuses questions, et sa validité sera examinée en détail au chapitre 4.

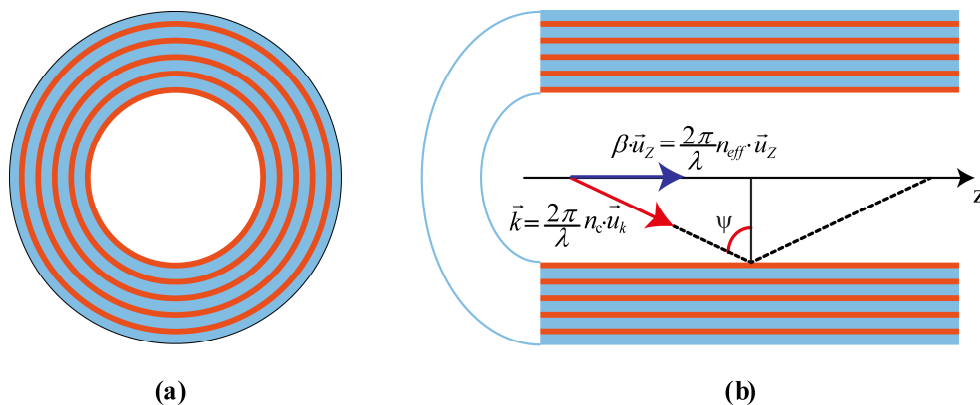


FIGURE 1.12 – Coupe transversale (a) et longitudinale (b) d'une fibre de Bragg.

### 1.2.3 Applications potentielles

Grâce à leur mécanisme de guidage particulier, les fibres de Bragg permettent le guidage de la lumière dans un cœur d'air. Toutes les applications potentielles des fibres à cœur creux (guidage dans un milieu gazeux, guidage de fortes puissances...) leur sont donc accessibles. D'autre part, lorsqu'elles ont un cœur solide et sont à faibles contrastes d'indice, elles constituent un bon candidat pour dépasser les limitations actuelles des fibres à guidage par réflexion totale interne pour certaines applications tout en étant d'une fabrication (presque) aussi aisée. L'état de l'art des fibres de Bragg à cœur creux est tout d'abord exposé, puis celui des fibres de Bragg à grands contrastes d'indice à cœur solide, puis celui des fibres à faibles contrastes d'indice.

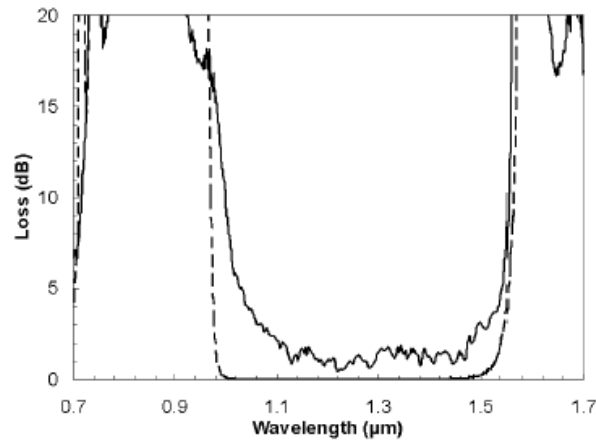


FIGURE 1.13 – Spectre de pertes mesuré sur une longueur de  $20\text{mm}$  (trait plein), et calculé (traits pointillés) d'une fibre de Bragg à grands contrastes d'indice, d'après [29]. La fenêtre de transmission correspond approximativement à l'intervalle  $1.0\mu\text{m}-1.5\mu\text{m}$ .

### Fibres de Bragg à cœur creux

La première réalisation de fibre de Bragg à cœur creux a été précédée par la fabrication de structures cylindriques plus ou moins flexibles de diamètre externe plus ou moins important, détaillées ci-dessous. La première démonstration expérimentale de guidage dans l'air grâce à une structure à symétrie cylindrique a été rapportée dès 1968, date de la première proposition du principe de guidage des fibres de Bragg [2]. La structure utilisée, dont la gaine était constituée d'une alternance de deux couches de téflon et d'air, d'une longueur de  $92\text{mm}$ , et d'un diamètre de  $192\text{mm}$  se présentait sous la forme d'un tube et non d'une fibre.

Plus de trente ans après (en 1999), une structure cylindrique à guidage de type Bragg a été rapportée [4]. Sa longueur était de  $10\text{cm}$ , son diamètre de  $1.92\text{mm}$  et sa gaine, qui était constituée d'une alternance de polyuréthane et Tellure, contenait neuf couches au total. Cette structure, d'un diamètre encore trop important et d'une longueur encore trop faible pour être une fibre, pouvait être courbée à un angle de  $90^\circ$  et constituait ainsi une avancée dans la flexibilité des structures à guidage de type Bragg.

Trois années plus tard (en 2002), la fabrication de la première fibre de Bragg à cœur d'air a été rapportée [30] et concernait des échantillons d'une longueur de  $10\text{m}$ . Puis, en 2004, la réalisation de fibres de Bragg à cœur d'air et gaine Air-Silice a été rapportée [5, 31]. Ces fibres présentaient un diamètre situé entre  $80\mu\text{m}$  et  $120\mu\text{m}$ , une longueur de  $120\text{m}$ . Elles étaient constituées de tranches de silice concentriques entourées d'air, qui étaient maintenues grâce à des ponts de silice d'épaisseur nanométrique (cf. figure 1.14). Les pertes encourues par les modes au cours de leur propagation dans une telle structure étaient relativement élevées et la transmission d'un signal n'a été démontrée que pour une longueur de  $50\text{cm}$ .

Bien qu'étant d'une fabrication difficile, les fibres de Bragg à cœur creux présentent de nombreuses applications potentielles. À la différence des fibres à cœur solide dans lesquelles le guidage de la lumière est limité en longueur d'onde par les propriétés du matériau constituant le cœur, elles permettent, en théorie, d'accéder au guidage de toute longueur d'onde. Ainsi des transmissions de lumière du proche infrarouge (jusqu'à  $2.28\mu\text{m}$ ) [32], et de lumière de longueur d'onde  $10.6\mu\text{m}$  (correspondant à la longueur d'onde des lasers  $\text{CO}_2$  [30]), inaccessibles avec les fibres en silice, ont été démontrées.

D'autre part, grâce au caractère négligeable des effets non linéaires et à leurs propriétés dispersives particulières, elles sont particulièrement intéressantes pour les télécommunications [33–36]. Rappelons que la dispersion chromatique  $D$  d'un mode d'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  à la longueur d'onde  $\lambda$  est déterminée par la formule (1.28) :

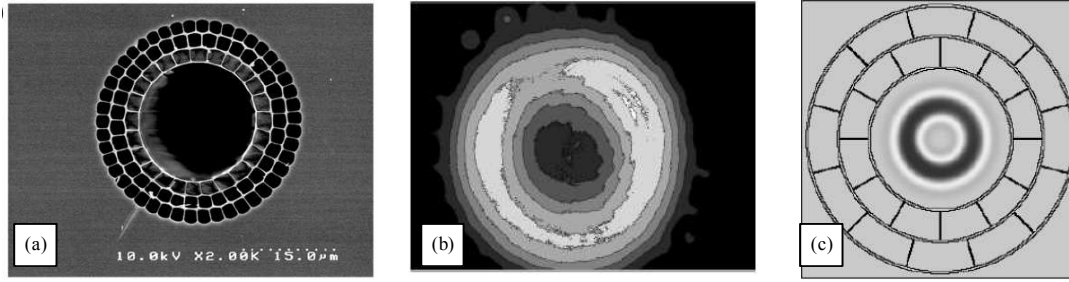


FIGURE 1.14 – (a) Photographie de la coupe transversale d'une fibre de Bragg air-silice à cœur d'air composée d'anneaux de silice concentriques séparés par des ponts de silice d'épaisseur nanométrique. (b) Profil d'intensité du mode  $TE_{01}$  mesuré à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  à la sortie d'un tronçon de  $1\text{m}$  de longueur de la fibre de Bragg. (c) Modélisation du profil d'intensité du mode  $TE_{01}$ . (Figures extraites de [5]).

$$D = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}. \quad (1.28)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide. Cette dispersion caractérise la différence entre les temps d'arrivée de deux longueurs d'onde voisines d'une impulsion donnée. Elle est la somme de deux contributions, la dispersion due au matériau dans lequel l'onde se propage et la dispersion due au guide (reliée au profil d'indice de la fibre). Dans le cas de fibres de Bragg à cœur creux, la dispersion due au matériau est négligeable. Des fibres présentant des dispersions proches de zéro (entre  $0.09\text{ps}/(\text{nm.km})$  et  $0.23\text{ps}/(\text{nm.km})$ ) aux longueurs d'onde télécoms (bande C et L), et donc particulièrement intéressantes pour les transmissions sur de longues distances ont été numériquement proposées [33, 35, 36]. Des profils de fibres présentant des dispersions très négatives (inférieures à  $-10\,000\text{ps}/(\text{nm.km})$ ) particulièrement intéressants pour la compensation de dispersion ont également été numériquement obtenus, ainsi que des profils de fibres adaptés à la compensation de la dispersion induite par les fibres couramment utilisées dans les applications télécoms [35]. Mais il n'y a, à notre connaissance, aucune réalisation de ces fibres pour les applications télécommunications. En effet, de telles fibres présentent un problème pratique d'insertion dans un réseau de télécommunications à cause de leur cœur d'air et à la forme particulière de leur mode à plus faibles pertes (mode  $TE_{01}$  présenté en figure 1.14.b) très éloignée de celle du mode  $LP_{01}$  des fibres monomodes standard.

### Fibres de Bragg à cœur solide à grands contrastes d'indice

La fabrication des premières fibres de Bragg à cœur solide à grands contrastes d'indice a précédé de quelques mois celle de la première fibre de Bragg à cœur creux [6]. Ces fibres présentaient un cœur en polymère, une longueur supérieure à  $100\text{m}$  et un diamètre de  $200\mu\text{m}$  ou  $400\mu\text{m}$ , et avaient été réalisées en utilisant des verres et de polymères de différents indices de réfraction et de même propriétés thermo-mécaniques. Les applications principales de ce type de fibres sont la fabrication de tissus protecteurs de rayonnements ou la fabrication de tissus à couleur variable [37].

### Fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice

Les fibres de Bragg toutes solides à faibles contrastes d'indice (inférieurs à  $50 \times 10^{-3}$ ) sont les seules fibres micro-structurées réalisables par les techniques de fabrication standard des fibres pour les télécommunications et sont donc particulièrement intéressantes. Elles présentent, en effet, un mécanisme de guidage particulier, tout en étant de fabrication aisée. Réalisées par de telles techniques, elles présentent

alors de faibles contrastes d'indice et offrent une faible atténuation due au matériau. De plus, dans le cas général, le mode à plus faibles pertes de guidage est le mode  $LP_{01}$  et est donc identique à celui des fibres monomodes standard pour les télécommunications.

Le potentiel de ces fibres a été exploré numériquement et expérimentalement par de nombreuses études. La première réalisation de fibres de Bragg en silice à faibles contrastes d'indice a été rapportée en 2000 par le laboratoire Xlim (France) (cf. figure 1.15) [7]. Le procédé utilisé était le MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition). Les applications visées, à l'époque, étaient l'amplification paramétrique grâce à la possibilité d'assurer une dispersion nulle aux faibles longueurs d'onde, ou le filtrage de longueur d'onde. Par la suite, des fibres de Bragg à grande aire effective offrant des propriétés intéressantes pour le transport de fortes puissances ont été réalisées [11, 38, 39]. Les avantages de ces fibres ainsi que leur positionnement par rapport à la littérature traitant du transport de fortes puissances seront examinés, en détail, en section 1.3.4. Une fibre à grande aire effective et à maintien de polarisation a également été fabriquée [40]. De plus, les fibres de Bragg dont le cœur est dopé Ytterbium (ion terre rare permettant l'amplification) ont été proposées comme une solution intéressante pour les lasers fibrés que ce soit en régime continu [41, 42] ou femtoseconde [43, 43, 44]. Une puissance de 100W a été extraite d'une fibre de Bragg « air-clad » en 2010. C'est la première fois qu'une aussi grande puissance était extraite d'une fibre à guidage par bande interdite photonique.

D'autre part, des dispersions records ont été expérimentalement démontrées pour le mode fondamental de cœur :  $-1480\text{ps}/(\text{nm.km}^2)$  et  $920\text{ps}/(\text{nm.km}^2)$  mais au prix d'une grande atténuation (supérieure à  $50\text{dB/km}$ ) [45]. Les fibres de Bragg ont également été envisagées comme filtre spectral [46].

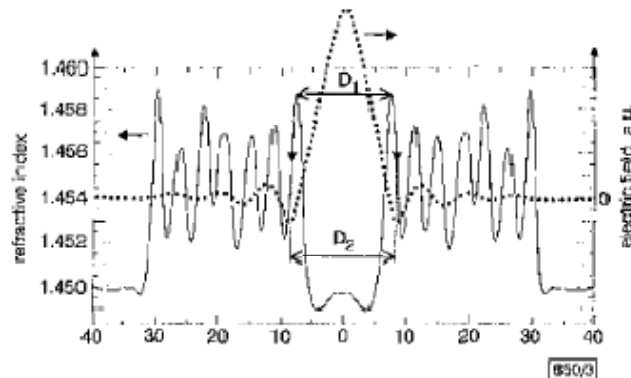


FIGURE 1.15 – Profil d'indice mesuré de la première fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice, et profil d'intensité du mode fondamental de cœur, d'après [7].

Enfin, pressenti dès leur première réalisation [7], le potentiel des fibre de Bragg à faible contraste d'indice pour les applications non linéaires a été exploré numériquement par des études ultérieures [47, 48]. La génération d'un élargissement spectral [49] et d'un supercontinuum [50] ont ensuite été expérimentalement démontrées en 2009.

#### 1.2.4 Conclusion

Les modes de cœur d'une fibre de Bragg sont confinés par un phénomène de bandes interdites photoniques. Ils admettent tous des pertes de guidage dues à l'extension finie de la gaine de Bragg. De multiples applications potentielles des fibres de Bragg ont été explorées numériquement ou expérimentalement. De nombreuses réalisations expérimentales concernent les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice, qui sont d'une relative facilité de fabrication. Actuellement, ces fibres à faibles contrastes d'indice trouvent

leur application la plus prometteuse dans le contexte des lasers à fibres. Sous forme active (dopées Ytterbium), elles ont permis, en 2010, l'extraction de la plus grande puissance (100W) jamais extraite dans une fibre à guidage par bande interdite photonique [51]. Dans le même contexte, sous forme passive elles pourraient permettre l'acheminement flexible et sécurisé de fortes puissances sur des distances plus ou moins longues. Cette dernière application est détaillée en section suivante.

### 1.3 Transport de fortes puissances à travers une fibre optique

Le traitement de matériaux par laser est une application particulièrement importante d'un point de vue économique (son marché est évalué à 1.6 milliards de dollars pour 2010 [52]) et est l'objet, aujourd'hui, d'un très grand nombre de recherches. Il s'agit de fournir des faisceaux lasers de fortes puissances (20 à 100W) continus (régime CW : « Continuous Wave ») ou pulsés, concentrés sur des zones de quelques micromètres, qui permettent la découpe, la soudure, la gravure ou le marquage de matériaux ainsi que l'usinage de précision [52]. Dans ce contexte, l'utilisation de fibres optiques, est d'un grand intérêt. Par rapport à un dispositif de miroirs et de lentilles, leurs avantages principaux sont leur flexibilité, leur robustesse, leur sécurité d'utilisation, leur légèreté, et leur moindre coût. Cependant, les fibres présentent encore un certain nombre de limitations. En effet, leur design consiste, nécessairement, à effectuer un compromis entre la puissance maximale qu'elles peuvent transporter, leur longueur maximale utilisable et leur capacité à supporter des perturbations (courbures, micro-courbures), tout en assurant une bonne qualité et stabilité de faisceau de sortie.

Notons que, dans le contexte du traitement des matériaux, les lasers à fibres, qui contiennent des fibres dont le cœur est dopé aux ions terres rares (pour permettre l'amplification) sont, aujourd'hui, un autre sujet de recherche très dynamique. Les problématiques de design des fibres actives (c'est à dire dopées aux ions terre rare) sont proches, mais différentes, de celles des fibres passives destinées au transport de fortes puissances. Notre étude se concentre sur les fibres passives.

Tout d'abord la problématique du transport de fortes puissances à travers les fibres est présentée, puis les limitations de la solution saut d'indice sont examinées. Après avoir exposé les autres solutions existantes, la solution fibre de Bragg est détaillée et les questions non résolues sont mises en évidence.

#### 1.3.1 Problématique du transport de fortes puissances dans les fibres

Les fibres pour le transport de fortes puissances, doivent assurer une sortie monomode et une grande aire effective. L'importance de la composition unimodale du faisceau de fortes puissances est d'abord expliquée. Puis la limitation de la puissance transportable dans une fibre en relation avec son aire effective est examinée.

##### 1.3.1.1 Monomodalité pour une bonne qualité et stabilité de faisceau

Dans la plupart des applications, une bonne qualité de faisceau de sortie de la fibre est nécessaire. Cette qualité caractérise la capacité du faisceau à être focalisé en un spot de faible largeur, pour un angle de divergence en champ lointain donné. Une définition générique de la largeur de spot est difficile à établir [53]. La définition la plus couramment utilisée est l'écart type transverse de l'intensité. En notant  $z$  la direction de propagation de l'onde,  $I(x,y)$  la répartition de son intensité transverse,  $x_0$  l'abscisse de son centre de gravité, la largeur de faisceau suivant la direction  $x$  est définie par :

$$w_x = \sqrt{\frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} (x-x_0)^2 I(x,y) dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} I(x,y) dx dy}}. \quad (1.29)$$

La largeur de faisceau selon toute autre direction transverse peut être définie d'une manière analogue. Avec cette définition, la largeur est minimale dans le plan focal (défini comme étant l'unique plan dans lequel l'onde est plane). Cette largeur minimale est appelée *waist* :  $w_x^0$ . Lorsque qu'elle s'éloigne du plan focal, la surface d'onde se courbe peu à peu pour devenir sphérique en champ lointain (cf. figure 1.16). En champ lointain, le faisceau a ainsi un angle de divergence constant noté  $\Theta_x$ . Pour tout faisceau laser le produit entre l'angle de divergence en champ lointain et le « waist » est constant (cf. équation (1.30)). Ce produit est souvent noté BPP (« Beam Parameter Product ») [54]. Il quantifie la divergence du faisceau pour une taille de waist donnée. Pour un faisceau donné, plus le waist est faible plus la divergence en champ lointain est grande.

$$BPP = w_x^0 \Theta_x \quad (1.30)$$

La propagation des faisceaux en espace libre est décrite par la base des modes ( $TEM_{xy}$ ). Pour le faisceau gaussien idéal  $TEM_{00}$  de longueur d'onde  $\lambda$ , le paramètre BPP est minimal et est égal à  $\lambda/\pi$  [53]. Cela signifie que pour un waist donné, ce faisceau présente la divergence minimale. Il arrive cependant fréquemment qu'un faisceau contenant plusieurs modes  $TEM_{xy}$  ait une forme presque gaussienne. Le faisceau gardera alors sa forme presque gaussienne tout au long de la propagation mais sa divergence sera plus grande pour un waist donné que dans le cas d'un faisceau contenant uniquement le mode  $TEM_{00}$ . Un faisceau quelconque est caractérisé par référence au mode  $TEM_{00}$  à l'aide du paramètre  $M^2$  défini comme le rapport des paramètres BPP pour le faisceau étudié et le faisceau gaussien idéal  $TEM_{00}$ . Évalué suivant la direction  $x$ , ce paramètre s'écrit :

$$(M^2)_x = \frac{w_x^0 \Theta_x}{\lambda/\pi} \quad (1.31)$$

Le paramètre  $M^2$  est égal à 1 dans le cas du mode idéal  $TEM_{00}$  et est toujours supérieur à 1 pour les autres faisceaux. Plus ce paramètre est proche de 1, moins le faisceau est divergent pour un waist donné, et donc meilleure est la qualité du faisceau.

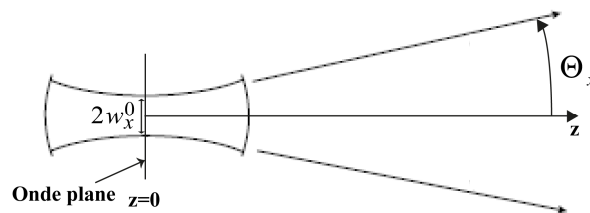


FIGURE 1.16 – Schéma de la propagation d'un faisceau gaussien (adapté de [55]).

Dans le cas de fibres optiques, le mode fondamental  $LP_{01}$  des fibres à faible contraste d'indice est très proche du mode  $TEM_{00}$ . Les fibres monomodes pour ce mode sont donc particulièrement intéressantes pour les applications requérant une bonne qualité de faisceau.

Une bonne qualité de faisceau peut même être mesurée pour des fibres présentant une sortie multimode. Un paramètre  $M^2$  inférieur à 1.1 en sortie de fibre, pour un faisceau composé à plus de 30% de modes d'ordre supérieur a ainsi été démontré [56]. Dans ce cas, le faisceau total dépend de la phase relative des différents modes. Ces phases étant reliées à des paramètres de l'environnement externe à la fibre (température, etc.), des changements incontrôlés du paramètre  $M^2$ , de l'intensité maximale du faisceau et de sa

direction de pointage peuvent alors se produire. Il s'ensuit qu'une composition unimodale du faisceau est donc indispensable à sa stabilité.

En conclusion, une composition monomodale du faisceau en sortie de fibre est nécessaire à sa bonne qualité et stabilité. Cette composition peut être caractérisée de manière précise, par exemple, par mesure de la dérive temporelle du faisceau [42] ou par mesure des différences entre les vitesses de groupe des différents modes [57]. La monomodalité d'une fibre peut être vérifiée en observant la stabilité du faisceau lorsque les conditions d'injection sont modifiées ou lorsque des perturbations sont introduites sur la fibre (twist, macro- et micro-courbures) [58].

### 1.3.1.2 Propriétés physico-chimiques et grande aire effective

Dans ce paragraphe, sont présentées les limitations de la montée en puissance d'un faisceau gaussien dues aux propriétés physico-chimiques de la fibre. Le seuil de dommage de la silice est tout d'abord examiné, puis celui de l'apparition des effets non linéaires élastiques et inélastiques.

#### A) Seuil de dommage de la silice

Au delà d'un certain flux surfacique de puissance, le matériau à travers lequel se propage la puissance optique est endommagé. Sa surface est également endommagée au delà d'une certaine densité surfacique de puissance. Pour la silice fondue, les données expérimentales du seuil de dommage varient de plusieurs ordres de grandeur d'une publication à une autre [59–61]. Cela s'explique par le fait que ce seuil dépend de plusieurs paramètres : longueur d'onde, durée d'impulsion, durée d'exposition, forme du mode propagé, procédé de fabrication, qualité de surface et présence d'imperfections dans le matériau. Les cinq premiers paramètres peuvent être facilement contrôlés mais varient fortement d'une publication à une autre. Les trois paramètres suivants sont, en revanche, difficilement contrôlables, et varient également d'une publication à une autre.

Il a été démontré que le seuil de dommage en surface est identique au seuil de dommage interne si la qualité de la surface est bien contrôlée pour des impulsions d'une durée inférieure à 10ns [61]. Pour l'évaluation de ce seuil  $I_{\text{dommage}}$ , Ramachandran et al. ont proposé la formule (1.32) qui tient compte de la durée des impulsions ( $\tau$ ) et constitue une moyenne des données disponibles dans la littérature pour une longueur d'onde située autour de 1.53 $\mu\text{m}$  [62].

$$I_{\text{dommage}} = \frac{300 \text{ GW/cm}^2}{\sqrt{\tau(\text{ns})}} \quad (1.32)$$

Bien qu'elle ait été dépassée, à la longueur d'onde de 1.064 $\mu\text{m}$  [61], c'est cette limite qui sera retenue dans la suite du manuscrit pour toutes les longueurs d'onde (afin de laisser une marge d'erreur).

Pour un mode donné, le flux surfacique de puissance est d'autant plus faible que son aire effective est grande. Rappelons que l'aire effective d'un mode  $A_{\text{eff}}$  est définie à partir de son champ électrique transverse  $\Psi(x,y)$  suivant l'équation<sup>5</sup> (1.33) :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x,y)|^4 dx dy} \quad (1.33)$$

5. Notons que la définition de l'aire effective provient de l'étude des effets non linéaires qui sont présentés ci-après.

Une augmentation de l'aire effective pour un mode donné permet donc d'augmenter le seuil de puissance en dessous duquel la fibre n'est pas endommagée.

Le seuil de dommage ne permet pas, à lui seul, de déduire directement la puissance maximum transportable dans une fibre optique avec une aire effective donnée, à cause de la présence d'effets non linéaires présentés en section suivante.

### B) Effets non linéaires élastiques

Les effets non linéaires apparaissent dans un milieu diélectrique lorsque le champ électromagnétique est intense. Ces effets non linéaires sont qualifiés d'élastiques lorsqu'il n'y a pas d'énergie échangée entre le milieu diélectrique et l'onde électromagnétique. Dans les fibres destinées au transport de fortes puissances, les effets non linéaires élastiques qui peuvent apparaître sont dus à l'effet Kerr optique [62, 63]. L'indice de réfraction d'un milieu sujet à l'effet Kerr optique dépend de l'intensité  $I$  de l'onde qui s'y propage via l'indice non linéaire  $n_{NL}$  et est défini par :

$$n(\lambda, I) = n_0(\lambda) + n_{NL}I \quad (1.34)$$

Dans cette équation  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire. Pour la silice fondue constituant une fibre optique, l'indice de réfraction non linéaire  $n_{NL}$  dépend de la concentration des dopants et prend des valeurs situées entre  $2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  et  $3.4 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [63]. La dépendance de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité lumineuse est à l'origine de quatre effets non linéaires : l'auto-focalisation, l'auto-modulation de phase (Self-Phase Modulation SPM), la modulation de phase croisée (Cross Phase Modulation XPM) et le mélange à quatre ondes. L'auto-focalisation peut être vue comme un effet de lentille induite par l'effet Kerr optique. Pour un faisceau gaussien, la puissance est plus importante au centre du faisceau que vers l'extérieur. Dans le cas de la silice,  $n_{NL}$  est positif, et l'indice de réfraction non linéaire et donc l'indice de réfraction total est alors plus grand au centre du faisceau qu'au bord (1.33). Le gradient d'indice radial ainsi induit provoque une focalisation du faisceau en son centre. Si la puissance du faisceau est au seuil d'auto-focalisation, alors son waist est réduit (et donc son aire effective également). Au delà d'une puissance critique  $P_{AF}$ , la propagation se termine, en principe, en un effondrement (« collapse ») du faisceau au bout d'une certaine longueur où l'intensité devient théoriquement infinie et la silice est endommagée. Ce seuil d'auto-focalisation dépend uniquement de la longueur d'onde et des propriétés physico-chimiques de la fibre. Pour une longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$ , la puissance d'auto-focalisation critique dans la silice est souvent considérée comme égale à  $P_{AF} \approx 4 \text{ MW}$  [61, 64].

Les trois autres effets non linéaires élastiques (SPM), (XPM) et mélange à quatre ondes, génèrent un transfert de puissance des longueurs d'onde incidentes vers d'autres longueurs d'onde et donc une perte d'énergie pour le signal initial [63]. Dans le cas général de fibres destinées au transport de fortes puissances (c'est à dire où l'impact de la dispersion sur la propagation des impulsions peut être négligé devant l'impact de l'effet Kerr), et pour le mode fondamental  $LP_{01}$ , ces effets apparaissent après que le signal se soit propagé sur une certaine longueur de fibre  $L_{NL}$  qui est définie par [62, 63, 65] :

$$L_{NL} = \frac{\lambda A_{\text{eff}}}{2\pi n_{NL} P_0} \quad (1.35)$$

Dans cette équation  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion,  $\lambda$  la longueur d'onde du signal propagé.



### C) Effets non linéaires inélastiques : diffusion Raman et Brillouin

Outre les effets non linéaires élastiques présentés ci-dessus, il existent également des effets non linéaires inélastiques. Ces effets résultent du transfert d'une partie de l'énergie de l'onde électromagnétique au milieu diélectrique, qui joue alors un rôle actif. Deux effets non linéaires inélastiques peuvent être rencontrés dans le cas de fibres destinées au transport de fortes puissances : la diffusion Raman et la diffusion Brillouin. Ces effets non linéaires correspondent à l'excitation résonnante, par l'application d'un champ lumineux intense, de niveaux de vibrations moléculaires pour la diffusion Raman (phonons optiques) et hypersonores pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques). Ces effets non linéaires impliquent le transfert d'énergie vers d'autres fréquences optiques que celles du signal initial. Dans le cas de la diffusion Raman l'inconvénient est la perte de puissance pour les longueurs d'onde du signal initial due à ce transfert d'énergie. Dans le cas de la diffusion Brillouin, on observe principalement la création d'une onde se propageant dans la direction inverse du signal initial. La puissance en sortie de fibre ne varie plus linéairement avec la puissance incidente, mais atteint un seuil au-delà duquel l'excès est entièrement réfléchi.

Dans le cas du mode fondamental  $LP_{01}$  qui est quasi-gaussien, les puissances de seuil d'apparition des effets Brillouin et Raman sont différentes mais sont toutes deux proportionnelles au ratio  $\frac{A_{\text{eff}}}{L}$  de l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  sur la longueur de fibre parcourue  $L$ .

Des travaux ont démontré que, dans certains cas, le seuil Brillouin était en fait gouverné par un autre paramètre appelé aire effective Acoustique [66, 67] qui dépend également du type de dopants insérés dans la silice [68]. Mais, en général, l'aire effective optique de la définition (1.33) reste un bon paramètre pour l'évaluation du seuil Brillouin et sera utilisée dans la suite de ce manuscrit.

Plusieurs effets liés aux propriétés physico-chimiques de la fibre peuvent donc limiter la puissance maximum transportable à travers le mode fondamental  $LP_{01}$  (qui est presque gaussien) dans une fibre optique. L'ordre dans lequel ces effets apparaissent, lorsque la puissance est augmentée, dépend de la longueur de fibre utilisée, de l'aire effective du mode propagé ainsi que du régime de puissance (continu ou pulsé et durée des impulsions) [64]. L'auto-focalisation, dont le seuil est très élevé, est le seul effet non linéaire dont l'apparition ne peut être évitée par l'augmentation de l'aire effective du mode propagé. Tous les autres effets non linéaires peuvent être évités par une diminution de la longueur de fibre  $L$  sur laquelle le signal se propage ou par une augmentation de l'aire effective du mode. L'augmentation de l'aire effective permet également d'éviter l'endommagement du matériau dans lequel le signal se propage.

#### 1.3.1.3 Conclusion : fibres pour le transport de fortes puissances

En conclusion, la plupart des applications fortes puissances requièrent une bonne qualité et une bonne stabilité du faisceau de sortie de fibre. Ces bonnes qualité et stabilité ne peuvent être assurées que par un faisceau de sortie monomode pour le mode fondamental  $LP_{01}$ . D'autre part, l'augmentation de la puissance maximum transportable dans une fibre de longueur donnée en évitant les effets non linéaires et sans l'endommager nécessite une augmentation de l'aire effective du mode  $LP_{01}$ . L'augmentation de l'aire effective du mode  $LP_{01}$ , tout en assurant une sortie monomode, est donc une problématique clef pour la conception de fibres adaptées au transport de fortes puissances [69]. Cette problématique et les différentes solutions existantes sont présentées dans les sections suivantes.

### 1.3.2 Limitations des fibres à saut d'indice

Les performances des fibres à profil saut d'indice sont présentées dans cette section. Trois types de fibres à profil saut d'indice existent pour le transport de fortes puissances : les fibres théoriquement monomodes, les fibres légèrement multimodes et les fibres multimodes. Pour le deuxième type, un faisceau

de sortie monomode est assuré pour le mode fondamental  $LP_{01}$  grâce à l'application d'une courbure qui permet de filtrer les modes d'ordre supérieur. Pour le troisième type, une injection bien contrôlée [70] permet d'exciter quasi-exclusivement le mode fondamental de cœur. Les différentes contraintes limitant l'aire effective maximum atteignable dans ces fibres sont présentées ci-dessous.

### Contraintes technologiques

Dans le cas de fibres à saut d'indice, une grande aire effective  $A_{\text{eff}}$  pour le mode fondamental  $LP_{01}$  peut être assurée grâce à un grand rayon de cœur. Pour assurer une propagation monomode pour le mode  $LP_{01}$ , il est alors nécessaire de choisir un contraste d'indice cœur-gaine suffisamment faible (cf. équation (1.3)). L'augmentation de la taille de cœur est alors sujette à plusieurs limitations, l'une technologique, les autres pratiques. La limite technologique provient de la fabrication des fibres qui impose un contraste d'indice minimal atteignable avec une bonne précision. La valeur la plus fréquemment retenue dans la littérature pour ce contraste minimum atteignable avec les méthodes standard de fabrication des fibres est  $\sim 1.3 \times 10^{-3}$  correspondant à une ouverture numérique de 0.06 à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  [71, 72]. Notons, cependant, qu'un procédé spécial de fabrication, utilisant deux verres de types différents engendrant un stress thermique, permet d'atteindre un contraste d'indice aussi faible que  $6 \times 10^{-5}$  menant à des Aires Effectives autour de  $3600\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$  pour des fibres monomodes [72].

Outre la limite technologique à l'augmentation de l'aire effective, des limitations importantes à l'utilisation pratique des fibres à saut d'indice monomodes adaptées au transport de fortes puissances, proviennent de leur grande sensibilité aux macro-courbures et micro-courbures.

### Impact des macro-courbures

Tout d'abord, l'impact de macro-courbures est présenté. Les macro-courbures sont des courbures dont le rayon est grand devant les dimensions transverses de la fibre (cf. figure 1.17.(a)). Le problème à trois dimensions de la modélisation d'une fibre courbée peut être réduit à un problème à deux dimensions grâce à des transformations conformes [73, 74]. La fibre courbée est alors modélisée par une fibre droite dont l'indice de réfraction est modifié en fonction de la courbure (indice équivalent). Dans le modèle de Marcuse, cet indice  $n_{\text{eq}}$  est donné par [74] :

$$n_{\text{eq}}^2(r, \theta) = n^2(r) \cdot \left( 1 + 2 \frac{r}{\rho R} \cos \theta \right), \quad (1.36)$$

avec  $n(r)$  le profil d'indice de la fibre non courbée,  $R$  le rayon de courbure,  $\theta$  l'angle azimutal et  $\rho$  (ici fixé à 1.25) une correction due à l'effet elasto-optique [24]. Dans ce modèle, l'application d'une courbure :

- ne change pas l'indice de réfraction au centre de la fibre et dans tout le plan défini par ( $r = 0$ ) ;
- augmente l'indice de réfraction des points situés vers l'extérieur de la courbure ( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ) ;
- diminue l'indice de réfraction des points situés vers l'intérieur de la courbure ( $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ ).

Les plans d'onde sont normaux à l'axe de la fibre courbée, ainsi un point lumineux donné de la coupe transverse de la fibre situé vers l'extérieur (respectivement intérieur) de la courbure se propage sur une plus grande (respectivement plus petite) distance qu'un point lumineux situé sur la ligne  $r = 0$ , et parcourt donc un plus grand (respectivement plus petit) chemin optique. Cette augmentation (respectivement diminution) de la longueur du chemin optique se traduit par une augmentation (respectivement diminution) de l'indice de réfraction (cf. figure 1.17). Pour tout mode, il existe alors un point – appelé *point tournant* – situé à l'extérieur de la courbure pour lequel l'indice de réfraction de la gaine devient supérieur à son indice

effectif. Il en résulte des pertes optiques appelées *pertes par courbure*.

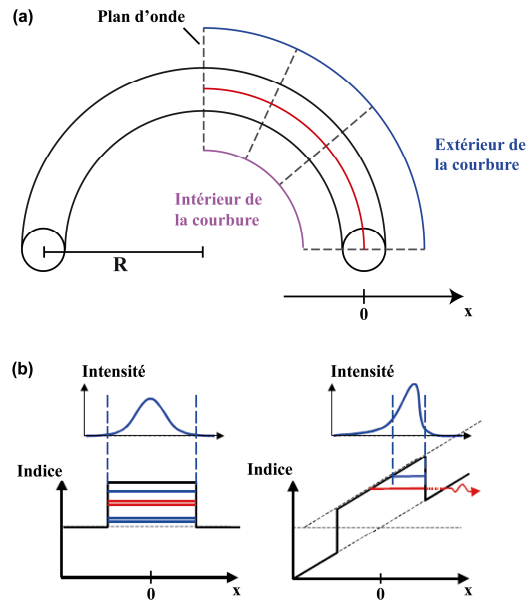


FIGURE 1.17 – (a) Schéma d'une fibre soumise à une macro-courbure de rayon  $R$ . (b) Schéma de l'indice équivalent obtenu avec le modèle de Marcuse (formule 1.36) et distorsion du champ résultante dans le cas d'une fibre multimode (d'après [75]).

Ces pertes par courbure sont d'autant plus grandes que le diamètre de cœur d'une fibre monomode saut d'indice est grand. Dans le cas de fibres à saut d'indice monomodes, l'aire effective maximum atteignable permettant d'assurer des pertes par courbure inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  a été évaluée, dans la littérature, à  $373\mu\text{m}^2$  pour la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  [71]<sup>6</sup>. Pour tenter de dépasser cette limitation, des fibres légèrement multimodes peuvent être envisagées [76]. Pour un rayon de courbure donné, les pertes par courbure des premiers modes d'ordre supérieur étant plus grandes que celles du mode fondamental, il est possible d'obtenir une sortie monomode en courbant la fibre à un rayon suffisamment faible. Cette courbure implique une diminution de l'aire effective du mode fondamental. En effet, lorsque la fibre est courbée, l'énergie du mode « est poussée » vers les zones de plus grand indice de réfraction. De plus, une zone dans le cœur, dans laquelle l'indice est inférieur à l'indice effectif du mode, apparaît et la lumière ne peut s'y propager (cf. figure 1.17.(b)) [75]. Dans le cas de fibres légèrement multimodes, assurant des pertes par courbure supérieures à  $10\text{dB}/\text{m}$  pour les modes d'ordre supérieur, l'aire effective maximum atteignable, dans une fibre courbée à un rayon de  $20\text{cm}$ , permettant d'assurer un faisceau de sortie monomode a été évaluée à  $362\mu\text{m}^2$  pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Si l'on tient compte de la diminution de l'aire effective due aux courbures, les deux solutions - fibre monomode et fibre légèrement multimode - ont donc des performances équivalentes.

### Impact des micro-courbures et des micro-déformations longitudinales

Les micro-courbures résultent de l'application de contraintes mécaniques sur la fibre qui impliquent des micro-déformations de la fibre. Ce sont un ensemble de courbures dont le rayon de courbure est du même ordre de grandeur que les dimensions transverses de la fibre. L'application de micro-courbures sur une fibre dans laquelle se propage un faisceau monomode implique des couplages vers les autres modes de la fibre. Suivant les modes ainsi excités (guidés, rayonnants ou à pertes), ces couplages se traduisent

6. Notons que les résultats de la référence [71] sont adaptés, dans ce texte, au cas d'un coefficient elasto-optique de 1.25.

en pertes ou en détérioration de la composition monomodale du faisceau de la fibre. Dans le cas de fibres monomodes, les micro-courbures se traduisent en pertes de puissance et cette perte est d'autant plus grande que l'aire effective est grande [77].

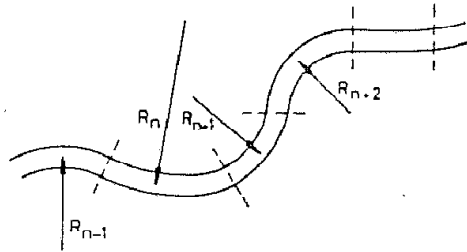


FIGURE 1.18 – Schéma de l'application de micro-courbures sur une fibre (d'après [77]).

Dans le cas de fibres légèrement multimodes, les micro-courbures provoquent des pertes supplémentaires ainsi qu'un couplage du mode fondamental (d'indice effectif  $n_{\text{eff}}^{01}$ ) vers les autres modes guidés. Pour des raisons de symétrie, le mode vers lequel l'énergie est principalement couplée est le premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$  (d'indice effectif  $n_{\text{eff}}^{11}$ ) [13, 65]. Ce couplage est d'autant plus fort que la différence des indices effectifs des deux modes est faible  $\delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^{01} - n_{\text{eff}}^{11}$  [13]. Dans le cas de fibres à saut d'indice multimodes,  $\delta n_{\text{eff}}$  est d'autant plus faible que le rayon de cœur est grand [65]. La sensibilité aux micro-courbures augmente donc lorsque le rayon de cœur augmente. Notons que cette sensibilité peut être réduite par augmentation du rapport entre le diamètre externe et le diamètre de cœur de la fibre [70], ainsi qu'en adaptant la gaine polymère externe [78].

Les micro-déformations longitudinales du profil d'indice dues aux conditions de fabrication de la fibre peuvent engendrer des couplages entre les modes, même lorsqu'aucune perturbation n'est appliquée sur la fibre [15, 79]. Ces imperfections peuvent être réduites, par contrôle des processus de fabrication. Dans le cas de fibres multimodes, la valeur minimale de la différence  $\delta n_{\text{eff}}$  permettant d'éviter les couplages inter-modaux dus à ces imperfections est de  $10^{-4}$  à la longueur d'onde de  $1.56\mu\text{m}$  conduisant à une aire effective maximale de  $800\mu\text{m}^2$  [15]. Une propagation sur  $20\text{m}$  de fibre et une sortie monomode avec une aire effective de  $800\mu\text{m}^2$  ont, en effet, été démontrées dans le cas d'une fibre à saut d'indice multimode dont l'injection et le conditionnement sont parfaitement contrôlés à  $1.56\mu\text{m}$  [70, 80]. Notons cependant que la diminution induite par la courbure sur l'aire effective n'est pas prise en compte dans ces références, l'aire effective réelle de la fibre courbée pourrait donc être inférieure.

## Conclusion

En conclusion, dans une fibre à saut d'indice, l'aire effective maximale atteignable est sensiblement la même pour une fibre monomode ou légèrement multimode (conçue de sorte à assurer une propagation monomode) et est de  $\sim 350\mu\text{m}^2$  [71]. Dans le cas d'une fibre monomode, l'augmentation de l'aire effective est limitée par les fortes pertes par courbure. Dans le cas d'une fibre légèrement multimode, l'augmentation de l'aire effective est limitée par la technique de filtrage modale employée. En effet, dans ce type de fibres, les modes d'ordre supérieur sont supprimés grâce à l'application d'une courbure. De plus grands cœurs, nécessitent des courbures plus fortes, ce qui diminue l'aire effective maximale atteignable avec un faible niveau de pertes. L'utilisation de fibres multimodes pour lesquelles l'injection et le conditionnement sont contrôlés afin d'assurer une propagation monomode mène à une aire effective maximale de  $800\mu\text{m}^2$ . Dans ce cas, l'augmentation de l'aire effective est limitée par les couplages intermodaux dus aux micro-

déformations longitudinales inhérentes à leur fabrication.

### 1.3.3 Autres solutions : état de l'art

Des solutions alternatives ont été développées afin de dépasser les limitations des fibres à saut d'indice pour le transport de fortes puissances et sont présentées ci-dessous.

#### Fibres à cristaux photoniques dites PCF (« Photonic Crystal Fibers »)

Proposées pour la première fois en 1996, les fibres à cristaux photoniques sont des fibres fabriquées en silice non dopée à cœur solide dont la gaine contient un arrangement périodique de trous [81] (cf. figure 1.19). Le guidage dans le cœur, assuré grâce à la micro-structuration de la gaine [82], est dit *guidage par réflexion totale interne modifiée*. Grâce à ce mécanisme de guidage, il n'y a pas de limites théoriques et technologiques à l'augmentation de l'aire effective dans une fibre monomode [58]. Dans la pratique, l'aire effective maximum atteignable avec cette structure est limitée par les pertes par macro- et micro-courbures, ainsi que par les pertes dues aux micro-déformations longitudinales. Limpert et al. ont proposé une nouvelle classe de guides constitués de tubes de verre de quelques millimètres de diamètre (« rod-type ») pour lesquels l'impact des courbures des deux types est réduit (voire supprimé si le dispositif résultant est rigide) [83]. L'aire effective maximale rapportée pour une sortie monomode est de  $2000\mu\text{m}^2$  [83] (voire même  $14000\mu\text{m}^2$  [84]<sup>7</sup>).



FIGURE 1.19 – Image MEB d'une fibre PCF à grande aire effective (extraite de [85]).

Mais avec cette solution, de nombreux avantages des fibres pour le transport de fortes puissances sont perdus. Pour les fibres flexibles, une propagation monomode, une aire effective de  $600\mu\text{m}^2$  et des pertes inférieures à  $5\text{dB/km}$  pour un rayon de courbure de  $16\text{cm}$  ont été expérimentalement démontrées pour le mode fondamental [86]. Tout comme pour les fibres à saut d'indice, cette aire effective peut être augmentée en considérant des fibres légèrement multimodes, une aire effective de  $1400\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  a ainsi été mesurée avec un faisceau de sortie monomode et une atténuation inférieure à  $0.1\text{dB/m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  pour le mode fondamental de cœur [87]. Cependant, la fibre ainsi rapportée, supportant des modes d'ordre supérieur à faibles pertes (inférieures à  $1\text{dB/m}$ ), nécessite le recours à une technique de filtrage modal : une courbure sur  $4\text{m}$  à un rayon de courbure de  $5\text{cm}$ , dont l'impact sur l'aire effective du mode fondamental n'est pas pris en compte. La comparaison expérimentale des performances de fibres PCF, théoriquement monomodes, et de fibres à guidage par réflexion totale interne a révélé qu'à aire effective égale, ces fibres présentaient le même niveau de pertes par courbure à  $1550\text{nm}$

7. Notons que le guide présenté en référence [84], a un diamètre de  $0.5\text{mm}$  et est donc plus proche d'une fibre que d'un « rod-type », mais pour ce guide toute courbure de rayon inférieur à  $1\text{m}$  génère une atténuation très importante pour le mode fondamental, et nous l'avons classé dans la catégorie « rod-type ».

[88]. Cependant, certaines fibres PCF ainsi étudiées étaient, en fait, expérimentalement multimodes. D'une manière générale, à la lecture de la littérature, il est difficile de statuer sur les avantages et les inconvénients des fibres PCF par rapport aux fibres guidant par réflexion totale interne à cause de la diversité des critères utilisés pour qualifier une fibre de monomode (niveau de pertes des modes d'ordre supérieur).

### Autres solutions pour un mode fondamental guidé par réflexion totale interne

Deux types de fibres présentant un guidage par réflexion totale interne ont été proposées pour améliorer les performances du profil saut d'indice. La première solution présente un cœur en forme d'anneau et un anneau de haut indice concentriques et permet de diminuer les pertes par courbure à une longueur d'onde donnée pour une aire effective donnée [69]. Cette solution s'inscrit dans le cadre des fibres actives (c'est à dire dopées aux ions terres rares pour assurer une amplification). La fibre ainsi proposée est multimode et le mode fondamental est préférentiellement excité et amplifié afin d'assurer une sortie monomode. La deuxième solution présente un cœur de profil d'indice de réfraction parabolique. Cette solution permet de diminuer les pertes par courbure et d'éviter la diminution de l'aire effective induite par la courbure par rapport aux autres types de fibre (saut d'indice, PCF) [75]. En effet, le profil d'indice équivalent d'une fibre à profil parabolique courbée est très proche de celui obtenu en l'absence de courbures, (cf. figure 1.20). A l'heure actuelle, il n'y a pas de réalisation correspondant à ce type de profil pour le transport de fortes puissances.

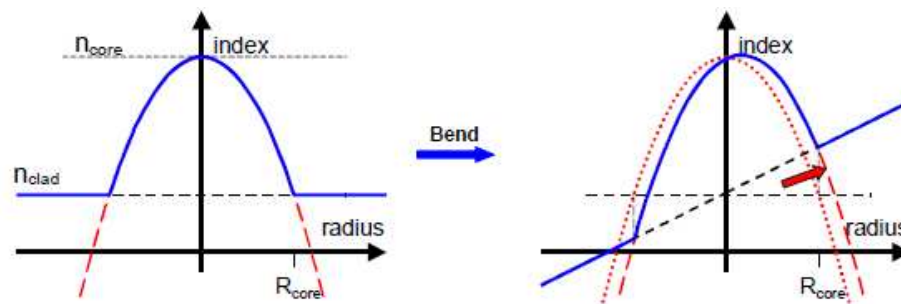


FIGURE 1.20 – Schéma de la modification d'indice due à une courbure dans le cas d'un profil parabolique (d'après [75]).

### Fibres à cœur creux

L'air est un milieu présentant un coefficient de non linéarité bien moins élevé que celui de la silice. Un des moyens d'éviter les effets non linéaires est de remplacer la silice du cœur par de l'air. Dans l'air, les seuils des effets non linéaires et de dommage sont ainsi beaucoup plus élevés, et de fortes puissances peuvent être transportées avec des Aires Effectives relativement faibles. Cette solution a été imaginée dès le début des années 1960 avec la proposition d'un tube creux de silice pour guider de fortes puissances [89]. Dotées d'une micro-structuration dans leur gaine, les fibres à cristaux photoniques à cœur d'air dépassent aujourd'hui les performances des fibres à cœur solide pour le transport de fortes puissances pulsées nanosecondes [90], mais sont d'une fabrication plus difficile. De plus, leur cœur d'air implique un certain nombre de difficultés dans leur utilisation pratique (soudure<sup>8</sup>, injection, ...).

8. La soudure est un procédé de jonction permanente de deux tronçons de fibre optique. Pour les fibres en silice, elle s'effectue, en général, par fusion des deux extrémités des fibres.

### Fibres HOM (Higher Order Mode)

Une autre solution consiste à propager l'énergie dans un mode d'ordre supérieur (HOM) judicieusement choisi ( $LP_{04}$ ,  $LP_{05}$ ,  $LP_{06}$  ou  $LP_{07}$ ) d'une fibre à profil saut d'indice [80]. Ces modes d'ordre supérieur présentent une plus grande aire effective que le mode fondamental. Une propagation sur l'un de ces modes est moins sensible aux courbures, que ce soit en ce qui concerne les pertes encourues ou en ce qui concerne la diminution de l'aire effective. Une telle propagation est, de plus, à aire effective égale, moins sensible aux micro-courbures et imperfections de fabrication de la fibre que dans le cas d'une propagation sur le mode fondamental<sup>9</sup>. De plus, la dispersion pouvant être réglée avec une plus grande liberté que dans le cas d'une propagation sur le mode fondamental, cette solution est également intéressante pour le traitement des impulsions [62]. Le profil non gaussien des modes d'ordre supérieur implique des seuils différents pour les effets non linéaires qui ne sont pas encore tous complètement compris [62, 64]. Une propagation très stable avec une aire effective : de  $1750\mu\text{m}^2$  à  $1083\text{nm}$  pour  $50\text{m}$  de fibre a été expérimentalement démontrée ; de  $2400\mu\text{m}^2$  à  $1550\text{nm}$  pour  $5\text{m}$  de fibre ; de  $3166\mu\text{m}^2$  pour  $2\text{m}$  de fibre [80, 80].

D'autre part, dans le cas de signaux pulsés femtosecondes, une autre solution basée sur la propagation dans un mode d'ordre supérieur consiste à propager le signal dans un mode présentant une très grande dispersion et une aire effective relativement faible ( $18\mu\text{m}^2$ ) [91]. Un dispositif de compensation de dispersion en sortie de fibre est alors nécessaire. Notons que cette solution perd en efficacité lorsque la durée des impulsions augmente et ne peut être retenue pour un signal continu.

La propagation de l'énergie par un mode d'ordre supérieur nécessite en entrée et en sortie de fibre, l'emploi de convertisseurs de modes. Ces convertisseurs sont, la plupart du temps, réalisés à l'aide de réseaux de Bragg à grande période photo-inscrits (UV-induced long period grating). La conversion totale du signal n'est pas assurée, (le meilleur taux de conversion rapporté dans la littérature est supérieur à 99% pour une bande de  $94\text{nm}$  avec un pic de conversion à 99.9% [80]). En entrée de fibre, une perte de puissance est générée. En sortie de fibre, un signal est réfléchi dans le sens contraire à la propagation initiale dans les autres modes de la fibre (l'amplitude de la réflexion est inférieure à  $-60\text{dB}$ ). De plus, même si les couplages entre les modes sont défavorisés, l'impossibilité de supprimer un mode parasite, s'il est excité, rend ces fibres difficiles à utiliser dans des applications requérant une bonne tolérance aux conditions d'utilisation. Elles sont ainsi plus adaptées à la génération de fortes puissances qu'au transport passif, qui nous intéresse ici.

### Fibres multi-cœur et traitement des fibres

Au lieu d'utiliser une fibre unique possédant un cœur unique, la combinaison du faisceau de sortie de plusieurs cœurs permet d'atteindre une aire effective totale aussi grande que  $4200\mu\text{m}^2$  [92]. Une telle structure est multimode, une technique de filtrage modal est nécessaire pour assurer un profil quasi-gaussien en champ lointain. Plus récemment, une aire effective de  $465\mu\text{m}^2$  a été démontrée dans une fibre multi-cœur monomode (ne requérant pas de filtrage modal) présentant des pertes par courbure plus faibles qu'une fibre à saut d'indice équivalente [93, 94]. Ces fibres requièrent un très bon contrôle des paramètres opto-géométrique lors de leur fabrication [93]. Enfin, une autre méthode consiste à utiliser des fibres multimodes, et à reformer la forme du faisceau en sortie par un traitement holographique [95].

---

9. En effet, en première approximation, la sensibilité aux micro-courbures et imperfections de fabrication d'une propagation sur un mode donné est reliée à la différence entre les indices effectifs du mode sur lequel la lumière se propage et du (ou des) mode(s) vers lequel (ou lesquels) la lumière est principalement couplée lors de l'application de la perturbation. Plus cette différence est grande, moins la propagation est sensible à ces perturbations. À aire effective égale, la différence minimale entre les indices effectifs d'un mode d'ordre supérieur et d'un mode vers lequel il est susceptible de se coupler est plus grande que celle observée entre les indices effectifs du mode fondamental de cœur et le premier mode d'ordre supérieur. Il s'ensuit qu'une propagation sur un mode d'ordre supérieur est moins sensible aux micro-courbures et imperfections de fabrication dans le cas d'une propagation sur un mode d'ordre supérieur que dans le cas d'une propagation sur un mode fondamental.

## Conclusion

En conclusion, plusieurs solutions ont été proposées pour dépasser les limites des fibres à saut d'indice pour le transport de fortes puissances, mais leurs avantages par rapport à ces fibres ne peuvent être clairement déterminés à la lecture de la littérature, à cause de la diversité des critères utilisés pour qualifier une fibre comme adaptée au transport de fortes puissances. Le paragraphe suivant présente la solution correspondant aux fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice.

### 1.3.4 Discussion : fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances ?

Dans cette section, les avantages et inconvénients des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances, tels qu'ils apparaissent à la lecture de la littérature, sont présentés et discutés. La discussion débute par l'analyse des performances des fibres de Bragg par rapport aux autres solutions. Puis, un inconvénient majeur et spécifique aux fibres de Bragg : la présence de nombreuses longueurs d'onde de couplage entre le mode fondamental de cœur et les modes d'anneaux est présenté. Enfin, la très grande sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg est soulignée.

#### État de l'art

Les fibres de Bragg à faible contraste d'indice, fabriquées avec le procédé MCVD, ont été proposées comme un bon candidat pour dépasser les limitations des autres fibres pour le transport de fortes puissances à travers le mode fondamental  $LP_{01}$  [11, 38, 39]. Les caractéristiques principales des fibres de Bragg à grande aire effective réalisées avec ce procédé sont présentées en table 1.1. L'aire effective maximale expérimentalement observée pour une sortie monomode est de  $\sim 500\mu\text{m}^2$ , à la longueur d'onde de  $866\text{nm}$ , ainsi qu'à la longueur d'onde de  $1550\text{nm}$  [11, 39].

| Référence | $\lambda$ (nm) | Atténuation (dB/km)  | Aire effective ( $\mu\text{m}^2$ ) |
|-----------|----------------|--|------------------------------------|
| [38]      | 1064           | 10 (fibre droite) , 14 ( $R_{\text{courbure}} = 20\text{cm}$ )   | 270                                |
| [39]      | 866            | 270 (fibre droite) , 770 ( $R_{\text{courbure}} = 20\text{cm}$ ) | 530                                |
| [11]      | 1550           | 400 (fibre droite)   | 517                                |

TABLE 1.1 – Caractéristiques (mesurées) des fibres de Bragg passives à grande aire effective.

#### Analyse des performances

Si des résultats prometteurs ont été obtenus pour les fibres de Bragg destinées au transport de fortes puissances, la question de leurs avantages et inconvénients par rapport aux autres solutions de l'état de l'art reste encore ouverte. En particulier, l'aire effective maximale obtenue dans les fibres de Bragg existantes est inférieure à l'aire effective maximale obtenue avec une fibre à saut d'indice présentant une sortie monomode pour le mode fondamental (qui est de  $800\mu\text{m}^2$  à  $1.56\mu\text{m}$  [70], cf. section 1.3.2).

D'autre part, bien que des études prospectives existent sur la comparaison des pertes par courbure des fibres de Bragg à grande aire effective par rapport aux autres solutions [96], [97], il est difficile de statuer sur leurs avantages, à la lecture de la littérature, à cause de la diversité des définitions employées pour qualifier une fibre de monomode et à faibles pertes. De plus, dans chaque publication traitant de fibres à grande aire effective, les différentes solutions sont évaluées par rapport à l'amélioration d'un ou plusieurs critères donnés (pertes par courbure et aire effective par exemple) aux dépens d'autres (résistance au micro-courbures, qualité de faisceau), qui varient d'une publication à une autre, empêchant toute comparaison



quantitative entre les différentes solutions. Pour déterminer les éventuels avantages des fibres de Bragg par rapport aux autres solutions de la littérature, il est nécessaire de fixer un critère de monomodalité, d'évaluer le potentiel des autres solutions suivant ce critère, puis celui des fibres de Bragg suivant ce même critère.

Dans nos travaux, nous avons choisi de nous référer au profil de fibre le plus simple : le profil saut d'indice. Le choix de critères d'évaluation des fibres pour le transport de fortes puissances et l'examen du potentiel des fibres à profil saut d'indice est présentée au chapitre 3. L'évaluation des performances des fibres de Bragg par rapport à cette référence est présentée en chapitre 5 pour une fibre de Bragg maintenue exempte de toute perturbation et en chapitre 6 pour une fibre de Bragg courbée.

### Fenêtre de transmission

L'un des principaux inconvénients des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice à grande aire effective réalisée en MCVD est la présence de nombreuses (et faiblement espacées) longueurs d'onde de couplage entre le mode fondamental de cœur et des modes se propageant dans les anneaux d'indice de réfraction supérieur à celui du cœur (cf. figure 1.21) [98].

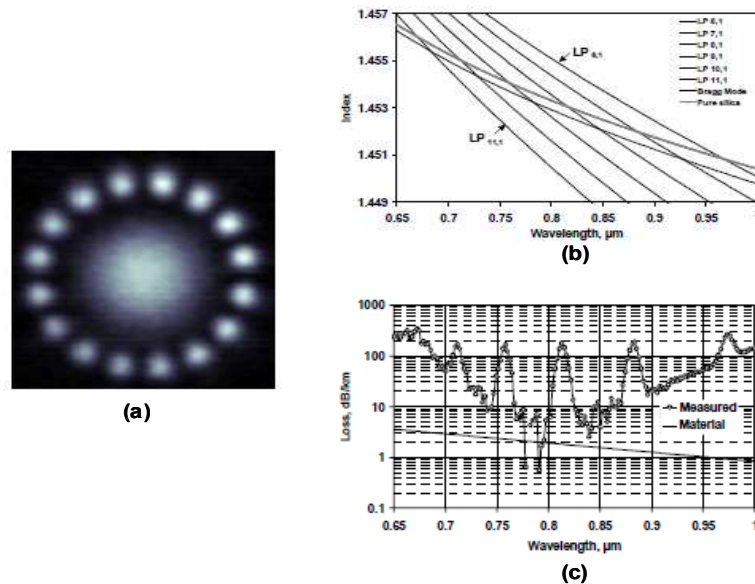


FIGURE 1.21 – (a) Mesure du champ proche d'une fibre de Bragg à la longueur d'onde de couplage entre le mode fondamental de cœur et le mode  $LP_{8,1}$  du premier anneau de haut indice. (b) Évolution de l'indice effectif du mode fondamental de cœur et des modes du premier anneau de haut indice en fonction de la longueur d'onde. (c) Atténuation de la fibre de Bragg mesurée pour une longueur de 30m. Les pertes matérielles sont également indiquées. (Figure extraite de [98]).

Le tracé de l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde (appelé *courbe de dispersion*) de certains modes d'anneaux de haut indice à grand nombre azimutal révèle des croisements avec la courbe de dispersion du mode fondamental de cœur (figure 1.21.(b)). Pour des raisons de symétrie, ces modes d'anneaux de haut indice ne se couplent pas, en théorie avec le mode fondamental et n'ont pas d'influence sur son spectre de pertes de guidage. Cependant les imperfections de fabrication des fibres provoquent des couplages entre ces modes et le mode fondamental. Un pic de fortes pertes pour le mode fondamental est alors observé aux longueurs d'onde de croisement (cf. figure 1.21.(c)) [98]. De plus, la qualité du faisceau de sortie est détériorée à cause de la présence d'énergie dans l'anneau (cf. figure 1.21.(a)). La présence de ces pics de fortes pertes, ainsi que leur faible espacement rend difficile la fabrication d'une fibre assurant de faibles pertes à une longueur d'onde donnée.

La présence de modes d'anneaux à l'intérieur de la fenêtre de transmission est en contradiction avec l'approximation selon laquelle les fenêtres de transmission correspondent aux bandes interdites d'un miroir de Bragg plan (cf. section 1.1.3). Cette contradiction n'a, à notre connaissance jamais été élucidée, et sera explicitée et élucidée au chapitre 4.

### Sensibilité aux micro-courbures

Enfin, une grande sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg à grande aire effective a été expérimentalement observée [12], menant à une détérioration de la qualité de faisceau et à des pertes supplémentaires. L'origine de cette sensibilité est, aujourd'hui encore, mal comprise. Une première étude exploratoire de l'origine de cette sensibilité est présentée au chapitre 7.

## 1.4 Conclusion

Une approche simplifiée consiste à considérer que les fibres de Bragg sont constituées d'un miroir de Bragg enroulé autour d'un cœur. L'onde est confinée dans le cœur pour les longueurs d'onde correspondant au bandgap de la gaine. Grâce à leur mécanisme de guidage particulier, leurs applications potentielles sont multiples. Les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice sont particulièrement attrayantes car elles sont d'une relative facilité de fabrication. Les fibres de Bragg à grande aire effective et faibles contrastes d'indice ont été proposées dès 2003, comme un candidat potentiel pour dépasser les limitations des autres fibres à grande aire effective. Des résultats très prometteurs ont été récemment obtenus dans le contexte de fibres actives dont le cœur est dopé à l'Ytterbium [42–44, 51, 99]. Sous forme de fibres passives pour le transport de fortes puissances, leurs avantages et inconvénients par rapport aux autres solutions ne sont pas encore complètement déterminés. Les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice, décrites dans la littérature, qui ont été réalisées par le procédé MCVD, présentent, à de nombreuses longueurs d'onde, des pics de fortes pertes. Pour leur utilisation, il est donc nécessaire de viser une longueur d'onde d'opération située entre les pics de pertes. Un contrôle très fin de leur fabrication est donc requis. D'autre part, leur sensibilité aux macro-courbures n'a pas été quantitativement comparée à celles des autres solutions pour la vérification d'un même critère de monomodalité. Enfin, ces fibres présentent une très grande sensibilité aux micro-courbures, comme toutes les autres solutions de fibres à grande aire effective. Les mécanismes mis en jeu lors de l'application de micro-courbures ne sont pas encore totalement compris dans le cas de fibres de Bragg, rendant difficile toute comparaison avec les autres solutions.

Dans nos travaux nous nous sommes concentrés sur l'examen de trois questions principales concernant les fibres de Bragg passives :

1. Pourquoi des modes d'anneaux de haut indice sont-ils présents à l'intérieur de la fenêtre de transmission d'une fibre de Bragg ? (présence qui est en apparence contradiction avec l'hypothèse d'une bande interdite photonique (« bandgap ») de la gaine).
2. Quels sont les modes vers lesquels l'énergie du mode fondamental est préférentiellement transférée lors de l'application de micro-courbures ? Les fibres de Bragg sont-elles plus ou moins sensibles aux micro-courbures que les fibres à profil saut d'indice ?
3. Quels sont les avantages quantitatifs des fibres de Bragg par rapport à la solution saut d'indice en l'absence et en présence de courbures (évalués en termes de compromis entre l'obtention d'une grande aire effective, d'une propagation monomode et, le cas échéant, de faibles pertes par courbure) ?

Pour répondre à ces questions, un modèle numérique adapté à la modélisation des fibres de Bragg (basé sur une adaptation de modèles existants) a tout d'abord été développé et est présenté au chapitre 2. Puis, en chapitre 3, un critère d'éligibilité d'une fibre pour le transport de fortes puissances a été choisi et le potentiel théorique des fibres à saut d'indice a été évalué. Le chapitre 4 a pour objectif de répondre à la première question. Le chapitre 5, qui présente un modèle analytique original et son application au design de fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances a pour but de répondre à la troisième question dans le cas particulier où les fibres sont considérées être exemptes de toute perturbation. Le chapitre 6 vise à répondre à la troisième question dans le cas de la présence de courbures. Le chapitre 7 s'attache à répondre à la deuxième question.

Nos études théoriques et numériques s'appuient sur des résultats expérimentaux obtenus à l'aide de fibres de Bragg réalisées avec le procédé PCVD. Une présentation succincte de la fabrication des échantillons et des dispositifs expérimentaux utilisés pour les mesures est exposée au chapitre 2.



## Chapitre 2

# Outils numériques et expérimentaux

L'objectif de ce chapitre est de présenter les outils numériques et expérimentaux utilisés pendant l'étude. Les outils numériques sont tout d'abord présentés, puis la fabrication des échantillons de fibre, puis les protocoles expérimentaux ayant servi à leur caractérisation.

### 2.1 Outils numériques

Les outils numériques sont tout d'abord détaillés. Toutes les caractéristiques de propagation d'un mode d'une fibre optique particulière (aire effective, dispersion, ...) peuvent être déterminées grâce à son indice effectif et à l'indication du profil d'indice de la fibre (cf. Annexes A et B). Deux méthodes numériques ont été utilisées pour déterminer l'indice effectif des modes pouvant se propager dans une fibre donnée. La première, la méthode des éléments finis, a été mise en œuvre grâce à un logiciel disponible à Draka et au laboratoire PhLAM. Son avantage principal est la prise en compte de l'impact des courbures, mais elle nécessite de grands temps de calcul, en général, sauf si une indication a priori de l'indice effectif du mode recherché est disponible. La deuxième est basée sur une adaptation des méthodes matricielles, que nous avons développée au cours de nos travaux. Cette deuxième méthode permet de traiter uniquement le cas de fibres non courbées, mais présente de faibles temps de calculs, en général, même sans indication a priori de l'indice effectif du mode recherché.

#### 2.1.1 Pertes de guidage et pertes par courbure

Rappelons tout d'abord, les notions de *perles de guidage* et de *perles par courbure*. Les *perles de guidage* interviennent dans le cas de fibres non courbées et concernent les *modes à pertes* (cf. section 1.1.2). Une définition mathématique précise de ces modes sera présentée en section 2.1.3. A ce stade, retenons uniquement, qu'à la différence des modes guidés, ces modes subissent des pertes d'énergie dans la direction radiale même lorsqu'ils se propagent dans une fibre idéale.

Les *perles par courbure* interviennent dans le cas de fibres courbées. Tous les modes d'une fibre courbée subissent des pertes d'énergie dans la direction radiale et ce même si ces modes n'admettent pas de pertes de guidage lorsque la fibre est non courbée (cf. section 1.3.2). Le terme *perles par courbure* caractérise l'ensemble de l'énergie perdue dans la direction radiale en présence de courbures.

### 2.1.2 Éléments finis et modélisation des fibres courbées

La modélisation par la méthode des éléments finis, a été réalisée grâce à un outil disponible à Draka, basé sur une utilisation du logiciel commercial COMSOL Multiphysics. Cette méthode permet la modélisation des fibres droites ou courbées.

Dans ce manuscrit, les éventuelles courbures ont été prises en compte par l'intermédiaire du modèle de la fibre équivalente de Marcuse (cf. section 1.3.2). Le problème à trois dimensions de la fibre courbée a ainsi été réduit à un problème à deux dimensions d'une fibre au profil d'indice équivalent. Ce qui permet de diminuer le temps de calculs. La valeur du coefficient tenant compte de l'effet elasto-optique (noté  $p$  dans l'équation 1.36) a été choisi à 1.25 pour tous les calculs effectués<sup>1</sup>.

La méthode des éléments finis repose sur une décomposition en sous domaines  $\Omega_i$  de la section transverse  $\Omega$  de la fibre modélisée. On parle alors de maillage du domaine (cf. figure 2.1). Chaque sous domaine est défini par un nombre arbitraire de points (nœuds) et d'arêtes. Le champ dans chaque sous domaine  $\Omega_i$  est défini en chaque nœud pour sa composante longitudinale et en chaque arête pour ses composantes transverses (« éléments de Whitney ») [100]. Le champ local est une interpolation entre les valeurs aux nœuds ou aux arêtes. Le sous-domaine muni de son interpolation est appelé élément [101].

La solution se basant sur des interpolations à l'intérieur des mailles, une augmentation du nombre de mailles utilisées implique une augmentation de la précision du résultat obtenu. En pratique, nous avons déterminé une certaine précision a priori pour l'indice effectif, et le nombre de mailles (c'est à dire d'éléments) a été augmenté jusqu'à ce que la variation de la valeur de l'indice effectif obtenue par deux calculs successifs corresponde à la précision choisie. Le nombre d'éléments peut ainsi être important, ce qui implique une augmentation du temps de calcul.

Un des moyens permettant de diminuer le nombre de mailles consiste à réduire la taille du domaine étudié en exploitant les symétries des modes recherchés. L'indice de réfraction d'un fibre courbée (traitée selon le modèle équivalent) admet le plan de courbure comme unique plan de symétrie. La section transverse peut ainsi être divisée en deux moitiés. Une moitié particulière est sélectionnée et des courts circuits électriques (CCE ou mur électrique) ou magnétiques (CCM ou mur magnétique) sont instaurés sur ses limites suivant la polarisation du mode recherché (cf. figure 2.1).

Pour éviter la réflexion des ondes sur le bord du domaine de calcul (et ainsi simuler une gaine infinie), un dernier niveau absorbant parfaitement adapté (« Perfectly Matched Layer ») anisotrope est ajouté tout autour de la fibre. Les pertes de guidage d'un mode à pertes d'une fibre non courbée ou les pertes par courbure d'un mode d'une fibre courbée peuvent ainsi être déterminées avec une bonne précision. Il est nécessaire de paramétrer la PML avec attention. Suivant le profil de fibre étudié et le mode recherché, nous avons, à chaque fois fait varier les paramètres (paramètre d'absorption, largeur et rayon) de la PML, jusqu'à ce que les valeurs des pertes convergent (compte tenu de la précision recherchée).

Dans le cas de modes à pertes, la résolution par cette méthode nécessite un grand temps de calcul, sauf si une estimation a priori de l'indice effectif du mode recherché est disponible .

Cette estimation peut être effectuée par utilisation d'autres méthodes présentant de faibles temps de calcul pour les modes à pertes même sans indication a priori d'un point de départ. Un exemple d'une telle méthode est présenté en section 2.1.5.

### 2.1.3 Méthode matricielle

Les méthodes matricielles sont ensuite présentées. Ces méthodes sont adaptées à la modélisation d'une fibre à symétrie cylindrique et ne permettent pas de prendre en compte la présence de courbures.

---

1. Cette valeur du coefficient elasto-optique correspond à la valeur la plus fréquemment utilisée par la société Draka pour modéliser le comportement en courbures des fibres.

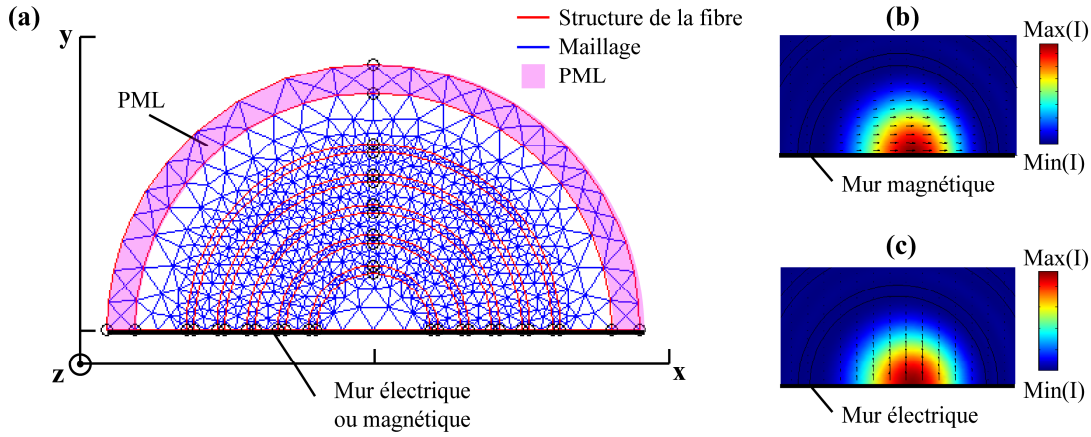


FIGURE 2.1 – (a) Schéma du traitement d’une fibre de Bragg par éléments finis à l’aide du logiciel COMSOL. Le maillage est plus fin dans les anneaux et plus grossier dans la gaine externe afin de prendre en compte l’effet de la micro-structuration de la fibre. Une couche absorbante anisotropique parfaitement adaptée (PML) est ajoutée autour de la fibre pour permettre la modélisation des modes présentant des pertes de guidage ou par courbure. La fibre est divisée en deux suivant le plan d’une éventuelle courbure. (b,c) Profil d’intensité et polarisation du mode fondamental en fonction du type de mur imposé sur le plan de coupe dans le cas d’une fibre courbée.

Une fibre à symétrie cylindrique est constituée de plusieurs tranches concentriques dans lesquelles l’indice de réfraction est invariant (cf. figure 2.2). Chaque tranche est indexée comme indiquée en figure 2.2. Les indices de réfraction et le rayon externe de la  $P$ -ième tranche sont notés respectivement  $n_p$  et  $r_p$ . L’indice de réfraction et le rayon du cœur sont notés indifféremment  $[n_c$  et  $r_c]$  ou  $[n_0$  et  $r_0]$ . La dernière tranche du guide est homogène et s’étend jusqu’à un rayon infini. Son indice de réfraction est également noté  $n_{out}$ . Un système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  est utilisé, dans lequel l’axe  $z$  est confondu avec l’axe de la fibre. La lumière se propage donc le long de cet axe (cf. section 1.1.2).

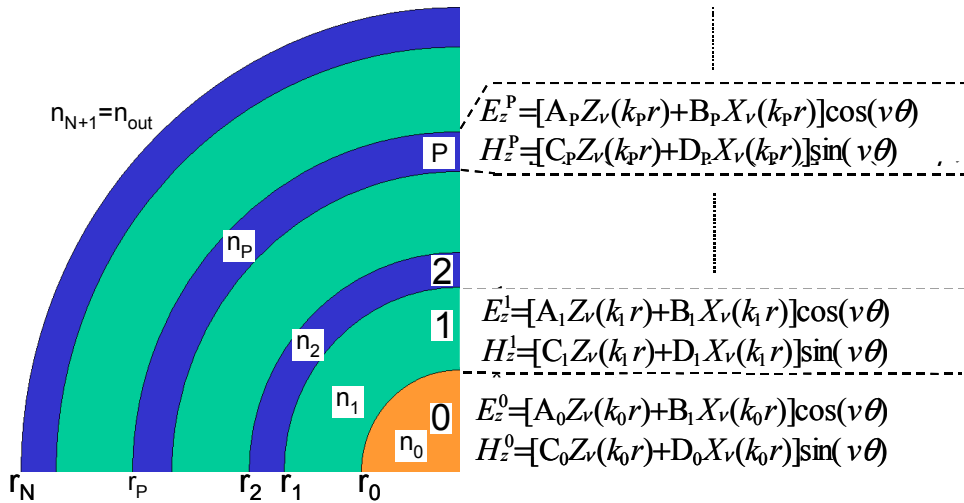


FIGURE 2.2 – Schéma d’une fibre à symétrie cylindrique et notations.

### Expression matricielle du champ

Du fait de la symétrie cylindrique de la structure, les composantes longitudinales du champ électromagnétiques  $E_z^P$  et  $H_z^P$  dans la tranche  $P$  peuvent s’exprimer comme une combinaison linéaire des fonctions de Bessel dont les coefficients  $A_p$ ,  $B_p$ ,  $C_p$  et  $D_p$  sont constants dans toute la tranche  $P$  [3, 102].

Les fonctions de Bessel utilisées dans cette combinaison linéaire, dépendent de la valeur respective de l'indice effectif du mode considéré  $n_{\text{eff}}$  et de l'indice de réfraction  $n_P$  de la tranche  $P$  (eq. 2.1) [3, 103].

$$\begin{aligned} E_z^P &= [A_P Z_\nu(k_P r) + B_P X_\nu(k_P r)] \cos(\nu\theta + \phi_0) \\ H_z^P &= [C_P Z_\nu(k_P r) + D_P X_\nu(k_P r)] \sin(\nu\theta + \phi_0) \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec

$$k_P = \begin{cases} \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_P^2 - n_{\text{eff}}^2} & \text{si } n_{\text{eff}} < n_P \\ \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_P^2} & \text{si } n_{\text{eff}} > n_P \end{cases}$$

$$Z_\nu = J_\nu \text{ et } X_\nu = Y_\nu, \text{ si } n_{\text{eff}} < n_P$$

$$Z_\nu = K_\nu \text{ et } X_\nu = I_\nu, \text{ si } n_{\text{eff}} > n_P$$

$$\phi_0 = 0 \text{ ou } \frac{\pi}{2} \text{ et est constant pour tous les niveaux.}$$

Dans ces équations,  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif,  $k_P$  est le vecteur d'onde transverse dans la tranche d'indice de réfraction constant  $n_P$ ,  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $\nu$  le nombre azimutal.  $J_\nu$ ,  $Y_\nu$ ,  $I_\nu$  et  $K_\nu$  sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce, de seconde espèce, modifiées de première espèce et modifiées de seconde espèce.

Les autres composantes du champ électromagnétique se déduisent des composantes longitudinales  $E_z$  et  $H_z$  grâce à l'utilisation des équations de Maxwell [3].

Dans la tranche  $P$ , les composantes tangentielles aux interfaces de la fibre du champ électro-magnétique  $E_z$ ,  $H_z$ ,  $E_\theta$  et  $H_\theta$  peuvent alors être écrites de la manière suivante [3, 103] :

$$\begin{bmatrix} E_z \\ -iH_\theta \\ H_z \\ iE_\theta \end{bmatrix} = M_P(n_{\text{eff}}, \nu, r) \begin{bmatrix} \cos(\nu\theta + \phi_0) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\nu\theta + \phi_0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin(\nu\theta + \phi_0) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin(\nu\theta + \phi_0) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_P \\ B_P \\ C_P \\ D_P \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

avec  $\phi_0 = 0$  ou  $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ .

$M_P(n_{\text{eff}}, \nu, r)$  est appelée la matrice de représentation du champ<sup>2</sup> dans le niveau  $P$  et est indiquée par l'équation (2.3).

$$M_P(n_{\text{eff}}, \nu, r) = \begin{bmatrix} Z_\nu(k_P r) & X_\nu(k_P r) & 0 & 0 \\ \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2}{k_P} Z_\nu'(k_P r) & \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2}{k_P} X_\nu'(k_P r) & \frac{\nu \beta}{k_P^2 r} Z_\nu(k_P r) & \frac{\nu \beta}{k_P^2 r} X_\nu(k_P r) \\ 0 & 0 & Z_\nu(k_P r) & X_\nu(k_P r) \\ \frac{\nu \beta}{k_P^2 r} Z_\nu(k_P r) & \frac{\nu \beta}{k_P^2 r} X_\nu(k_P r) & \frac{\omega \mu_0}{k_P} Z_\nu'(k_P r) & \frac{\omega \mu_0}{k_P} X_\nu'(k_P r) \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Dans chaque niveau  $P$ , pour une longueur d'onde donnée, les quatre constantes  $A_P$ ,  $B_P$ ,  $C_P$ ,  $D_P$ , et l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  caractérisent complètement le champ électromagnétique.

### Expression de la matrice de transfert

La continuité des composantes tangentielles du champ  $E_z$ ,  $H_z$ ,  $E_\theta$  et  $H_\theta$  à l'interface  $r = r_P$  entre le niveau  $P$  et  $P + 1$  conduit à la relation<sup>3</sup> :

2. L'expression « matrice de représentation du champ » utilisée ici pour dénommer la matrice  $M_P(n_{\text{eff}}, \nu, r)$  de l'équation 2.3 est inspirée de la littérature. Notons qu'en fait, cette matrice ne permet pas la détermination des composantes radiales du champ électromagnétique et l'appellation « matrice de représentation partielle du champ » pourrait être plus adaptée. La matrice de représentation complète du champ permettant de déterminer toutes les composantes du champ électromagnétique est indiquée en équation B.5 de l'annexe B.

3. Notons que l'équation (2.4) mène à un système de quatre équations qui ont toutes en facteur la quantité  $\cos(\nu\theta + \phi_0)$  ou la quantité  $\sin(\nu\theta + \phi_0)$ . Ces quatre équations peuvent donc toutes être simplifiées par l'une de ces quantités.



$$M_P(n_{\text{eff}}, \nu, r_P) \cdot \begin{bmatrix} A_P \\ B_P \\ C_P \\ D_P \end{bmatrix} = M_{P+1}(n_{\text{eff}}, \nu, r_P) \cdot \begin{bmatrix} A_{P+1} \\ B_{P+1} \\ C_{P+1} \\ D_{P+1} \end{bmatrix}. \quad (2.4)$$

L'écriture de cette relation, pour chaque interface, permet d'obtenir une relation entre les coefficients du cœur ( $A_0, B_0, C_0, D_0$ ) et ceux de n'importe quel autre niveau, par exemple le dernier niveau (niveau  $N + 1$  pour une fibre à  $N$  anneaux).

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \\ D_0 \end{bmatrix} = T(n_{\text{eff}}, \nu) \cdot \begin{bmatrix} A_{\text{out}} \\ B_{\text{out}} \\ C_{\text{out}} \\ D_{\text{out}} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

avec  $T = \prod_{i=0}^N M_i^{-1}(n_{\text{eff}}, \nu, r_i) M_{i+1}(n_{\text{eff}}, \nu, r_i)$

La matrice  $T$  est appelée *matrice de transfert*. Suivant les conditions aux limites imposées au problème, des valeurs particulières sont imposées à un ou plusieurs des coefficients  $A_0, B_0, C_0, D_0$  et  $A_{\text{out}}, B_{\text{out}}, C_{\text{out}}, D_{\text{out}}$ . La résolution des équations de Maxwell revient à calculer numériquement les indices effectifs pour lesquels la relation (2.5) ainsi que les conditions aux limites particulières sont vérifiées. Deux cas se présentent suivant la valeur respective de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du mode recherché et l'indice de réfraction  $n_{\text{out}}$  de la couche externe et sont présentés ci-dessous.

#### Résolution dans le cas de modes guidés : ( $n_{\text{eff}} > n_{\text{out}}$ )

Un mode guidé est par définition un mode dont le champ électromagnétique tend vers zéro lorsque  $r \rightarrow \infty$ . D'après l'équation (2.1) et les propriétés des fonctions de Bessel, la convergence vers zéro du champ lorsque  $r \rightarrow \infty$  (et donc l'établissement d'un mode guidé) n'est possible que dans le cas où l'indice effectif du mode est supérieur à l'indice de réfraction du dernier niveau de la fibre :  $n_{\text{eff}} > n_{\text{out}}$ . La matrice de représentation des composantes transverses dans le dernier niveau est alors donnée par l'équation (2.3) dans laquelle  $Z_\nu = K_\nu$  et  $X_\nu = I_\nu$ . Le champ électromagnétique devant tendre vers zéro lorsque  $r \rightarrow \infty$ , les coefficients du dernier niveau vérifient :

$$B_{\text{out}} = D_{\text{out}} = 0. \quad (2.6)$$

La résolution dépend des valeurs relatives de l'indice effectif du mode recherché et de l'indice de réfraction du cœur.

Si  $n_{\text{eff}} < n_c$ ,  $Z_\nu = J_\nu$  et  $X_\nu = Y_\nu$  dans la matrice de représentation du cœur. Le champ électromagnétique devant resté fini en  $r = 0$ , les coefficients du cœur vérifient :

$$B_0 = D_0 = 0. \quad (2.7)$$

En utilisant les équations (2.6) et (2.7), le système d'équations suivant peut être extrait de l'équation (2.5) :

$$\begin{bmatrix} T_{21} & T_{23} \\ T_{41} & T_{43} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{\text{out}} \\ C_{\text{out}} \end{bmatrix} = 0. \quad (2.8)$$

Ce système est un système homogène, il admet une solution non nulle si et seulement si :

$$\det \begin{bmatrix} T_{21} & T_{23} \\ T_{41} & T_{43} \end{bmatrix} = 0 \quad (2.9)$$

La seule inconnue dans cette équation est l'indice effectif, il peut donc être obtenu en la résolvant.

Si  $n_{\text{eff}} > n_c$ ,  $Z_v = K_v$  et  $X_v = I_v$  dans la matrice de représentation des composantes transverses du cœur. L'équation (2.10) est obtenue pour les indices effectifs de la même manière que précédemment :

$$\det \begin{bmatrix} T_{11} & T_{13} \\ T_{31} & T_{33} \end{bmatrix} = 0 \quad (2.10)$$

### Résolution dans le cas de modes à pertes ( $Re\{n_{\text{eff}}\} < n_{\text{out}}$ )

Dans le cas où la condition  $n_{\text{eff}} > n_{\text{out}}$  n'est pas vérifiée, alors la matrice de représentation du champ dans la gaine externe s'exprime par l'équation (2.3) dans laquelle  $Z_v = J_v$  et  $X_v = Y_v$ , qui sont des fonctions oscillantes en fonction de leur argument et ne peuvent donc tendre vers zéro lorsque  $r \rightarrow \infty$ . Si la condition de convergence du champ en  $r \rightarrow \infty$  est levée, des solutions peuvent être obtenues et sont alors appelées *modes radiatifs*. La définition des modes radiatifs varie d'un auteur à l'autre [13, 15], mais tous les auteurs s'accordent sur le point que les modes radiatifs constituent un continuum et que leurs indices effectifs prennent toutes les valeurs réelles contenues dans l'intervalle  $[0; n_{\text{out}}]$ , ainsi que toutes les valeurs imaginaires pures.

Dans le cas où la condition  $n_{\text{eff}} > n_{\text{out}}$  n'est pas vérifiée, un autre type de mode peut être obtenu en imposant la condition que le flux du champ dans la direction radiale est orienté vers l'extérieur de la fibre (condition de Sommerfeld). Ces modes sont définis comme étant les *modes à pertes* (« leaky modes ») [13, 15]. Ces modes ne sont pas des modes à proprement parler, leur champ diverge à l'infini et leur orthonormalisation nécessite un traitement mathématique particulier. Ces modes ont un indice effectif complexe comprenant une partie réelle non nulle et une partie imaginaire non nulle. Une partie de la lumière se propage selon l'axe de la fibre  $z$ , alors qu'une autre partie de la lumière est émise dans la direction radiale et constitue une perte supplémentaire de signal durant la propagation. La valeur des pertes de ces modes (également appelées *pertes par confinement* ou *pertes de guidage*) est reliée à la partie imaginaire de leur indice effectif (cf. Annexe A).

La matrice de représentation du champ dans le dernier niveau peut s'écrire à l'aide des fonctions de Hankel de la manière suivante [104] :

$$M_P^{\text{Hankel}}(n_{\text{eff}}, \nu, r) = \begin{bmatrix} H_V^I(kpr) & H_V^{II}(kpr) & 0 & 0 \\ \frac{\omega \epsilon_0 n_p^2}{k_p} H_V^{II}(kpr) & \frac{\omega \epsilon_0 n_p^2}{k_p} H_V^{III}(kpr) & \frac{\nu \beta}{k_p^2 r} H_V^I(kpr) & \frac{\nu \beta}{k_p^2 r} H_V^I(kpr) \\ 0 & 0 & H_V^I(kpr) & H_V^{II}(kpr) \\ \frac{\nu \beta}{k_p^2 r} H_V^I(kpr) & \frac{\nu \beta}{k_p^2 r} H_V^{II}(kpr) & \frac{\omega \mu_0}{k_p} H_V^{II}(kpr) & \frac{\omega \mu_0}{k_p} H_V^{III}(kpr) \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

où  $H^I = J + iY$ ,  $H^{II} = J - iY$ .  $H^I$  et  $H^{II}$  sont les fonctions de Hankel du première et seconde espèce respectivement et représentent le flux du champ vers l'extérieur et l'intérieur de la fibre respectivement.

Dans ce cas, d'après (2.3), la relation matricielle entre les coefficients du cœur et du dernier niveau s'écrit [104] :

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \\ D_0 \end{bmatrix} = T'(n_{\text{eff}}, \mathbf{v}) \cdot \begin{bmatrix} A_{\text{out}} \\ B_{\text{out}} \\ C_{\text{out}} \\ D_{\text{out}} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

$$\text{avec } T' = \prod_{i=0}^n M_i^{-1}(n_{\text{eff}}, \mathbf{v}, r_i) M_{i+1}(n_{\text{eff}}, \mathbf{v}, r_i) \times \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ i & -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & i & -i \end{bmatrix}.$$

La condition d'absence de flux dans le sens des rayons décroissants dans la dernière couche de la fibre implique que :

$$B_{\text{out}} = D_{\text{out}} = 0. \quad (2.13)$$

De la même manière que précédemment, on obtient alors les équations suivantes pour les indices effectifs des modes à pertes :

$$\begin{bmatrix} T_{21} & T_{23} \\ T_{41} & T_{43} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{\text{out}} \\ C_{\text{out}} \end{bmatrix} = 0, \text{ si } n_c > \text{Re}\{n_{\text{out}}\} \quad (2.14)$$

$$\det \begin{bmatrix} T_{11} & T_{13} \\ T_{31} & T_{33} \end{bmatrix} = 0, \text{ si } n_c < \text{Re}\{n_{\text{out}}\} \quad (2.15)$$

Il s'agit alors de trouver une solution complexe à une équation à coefficients complexes. La résolution se fait numériquement et la procédure peut être longue si elle est réalisée sans indication d'une valeur approximative de l'indice effectif, comme par exemple de sa partie réelle. La méthode matricielle asymptotique présentée au paragraphe suivant permet d'obtenir une approximation de cette partie réelle.

#### 2.1.4 Méthode matricielle asymptotique

La méthode matricielle asymptotique se base sur trois hypothèses : l'approximation asymptotique du champ dans les couches de gaine, la périodicité de la gaine et un nombre infini d'anneaux [105–107]. La condition supposant un nombre infini d'anneaux implique que les pertes des modes guidés dans le cœur sont nulles et que leur indice effectif est réel.

Dans le cadre de l'approximation asymptotique l'hypothèse  $k_{pr} \gg 1$  est effectuée, pour tout rayon  $r$  situé dans la tranche  $P$ . L'approximation asymptotique du champ consiste à utiliser les approximations asymptotiques des fonctions de Bessel pour les grands arguments [108] et négliger les termes non diagonaux dans la matrice de représentation [105]. La matrice de représentation du champ dans les niveaux de gaine est alors diagonale par blocs 2.16, chacun des deux blocs correspondant à une onde TE ou une onde TM (2.17, 2.18) [105–107].

$$M_P^{as} = \sqrt{\frac{2}{\pi k_{pr}}} \begin{bmatrix} M_P^{TM} & 0 \\ 0 & M_P^{TE} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

$$M_P^S = \sqrt{\frac{2}{\pi k_{pr}}} \begin{bmatrix} e^{ik_P(r-r_{P-1})} & e^{-ik_P(r-r_{P-1})} \\ \frac{-\omega_{SP}}{k_P} e^{ik_P(r-r_{P-1})} & \frac{\omega_{SP}}{k_P} e^{-ik_P(r-r_{P-1})} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

avec

$$s_P = \begin{cases} \mu_0, & \text{si } S = TE \\ \varepsilon_0 n_P^2, & \text{si } S = TM \end{cases} \quad (2.18)$$

Les deux sous matrices correspondant aux modes TE et TM sont identiques à celles que l'on aurait dans le cas d'un guide plan au facteur  $\sqrt{\frac{2}{\pi k_P r}}$  près.

Si le rayon de cœur de la fibre est faible, il est possible de traiter exactement les premiers niveaux intérieurs d'une fibre de Bragg, puis d'appliquer l'approximation asymptotique à partir d'un rayon  $r_{\text{exact}}$  (cf. figure 2.3) [106]. La précision de l'approximation est ainsi améliorée.

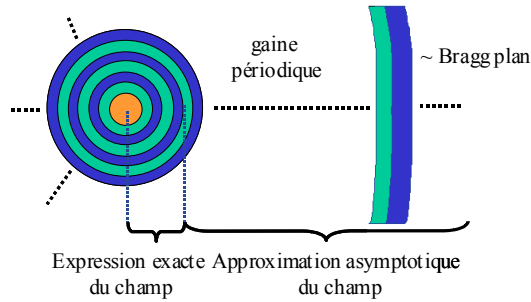


FIGURE 2.3 – Fibre de Bragg traitée avec l'approximation asymptotique.

Les niveaux de gaine traités exactement peuvent ne pas être périodiques. Le nombre de niveaux traités de manière exacte est noté  $N_{\text{exact}}$ . Pour  $r > r_{\text{exact}}$ , la gaine est supposée être périodique. Elle est constituée de deux types de niveaux diélectriques qui sont répétés de manière périodique. L'un des niveaux présente un indice de réfraction  $n_1$  et une largeur  $l_1$ , l'autre présente un indice de réfraction  $n_2$  et une largeur  $l_2$ . Dans le cas d'un nombre infini de périodes, il est possible de démontrer que le champ au rayon  $r = r_{\text{exact}}$  est donné par [106] :

$$\begin{bmatrix} E_z \\ -iH_\theta \\ H_z \\ iE_\theta \end{bmatrix}_{r=r_{\text{exact}}} = \begin{bmatrix} \cos(v\theta + \varphi_0) & & & \\ & \cos(v\theta + \varphi_0) & & \\ & & \sin(v\theta + \varphi_0) & \\ & & & \sin(v\theta + \varphi_0) \end{bmatrix} \cdot V_{\text{asympto}}(f_{TE}, f_{TM}) \quad (2.19)$$

où  $V_{\text{asympto}}$  est un vecteur colonne qui ne dépend que de la longueur d'onde étudiée et des caractéristiques de la gaine asymptotique et de deux coefficients  $f_{TE}$  et  $f_{TM}$  constants dans toute la gaine périodique. Les deux coefficients  $f_{TE}$  et  $f_{TM}$  caractérisent l'amplitude des composantes TE et TM du champ électromagnétique respectivement [106].

En utilisant les équations (2.3) et (2.19), la continuité des composantes tangentielles du champ électromagnétique à l'interface  $r = r_{\text{exact}}$  implique que :

$$M_{N_{\text{exact}}}(n_{\text{eff}}, \mathbf{v}, r_{\text{exact}}) \begin{bmatrix} A_{N_{\text{exact}}} \\ B_{N_{\text{exact}}} \\ C_{N_{\text{exact}}} \\ D_{N_{\text{exact}}} \end{bmatrix} = V_{\text{asympto}}(f_{TE}, f_{TM}) \quad (2.20)$$

En utilisant les équations (2.3) et (2.7), l'équation (2.20) peut se ré-écrire [106] :

$$\begin{bmatrix} J_v(k_0 r_0) & 0 \\ \frac{\omega \epsilon_0 n_0^2}{k_0 \beta} J'_v(k_0 r_0) & \frac{\nu}{k_0^2 r} J_v(k_0 r_0) \\ 0 & J_v(k_0 r_0) \\ \frac{\nu}{k_0^2 r} J_v(k_0 r_0) & \frac{\omega \mu_0}{k_0 \beta} J'_v(k_0 r_0) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_0 \\ C_0 \end{bmatrix} = T_{\text{asympto}} \cdot V_{\text{asympto}}(f_{TE}, f_{TM}) \quad (2.21)$$

$$\text{où } T_{\text{asympto}} = \prod_{i=2}^{N_{\text{exact}}} M_i(n_{\text{eff}}, \nu, r_{i-1}) M_i^{-1}(n_{\text{eff}}, \nu, r_i).$$

L'équation (2.21) est un système d'équations avec quatre variables indépendantes ( $A_0, C_0, f_{TE}, f_{TM}$ ). Ce système admet donc des solutions non nulles uniquement si son déterminant est nul. La condition d'annulation de ce déterminant est une équation (notée «  $S_{\text{asympto}} = 0$  ») dans laquelle la seule inconnue est l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ . Cette équation a été obtenue en supposant un nombre infini de périodes et donc ses éventuelles solutions sont réelles.

La méthode matricielle asymptotique permet donc de transformer une résolution dans le plan complexe d'équation à coefficients complexes, en une résolution sur la droite des réels d'une équation à coefficients complexes. Cette dernière résolution peut se faire par des méthodes numériques simples.

### 2.1.5 Adaptation des méthodes matricielles et modélisation des fibres droites

Pour traiter le cas des modes à pertes, nous avons adapté la méthode matricielle asymptotique. L'algorithme de résolution ainsi obtenu est présenté en figure 2.8. Dans cette partie, une fibre à symétrie cylindrique est considérée. Cette fibre est entourée d'une gaine d'extension infinie et d'indice de réfraction constant. Le rayon interne de cette gaine est noté  $r_{\text{fini}}$ .

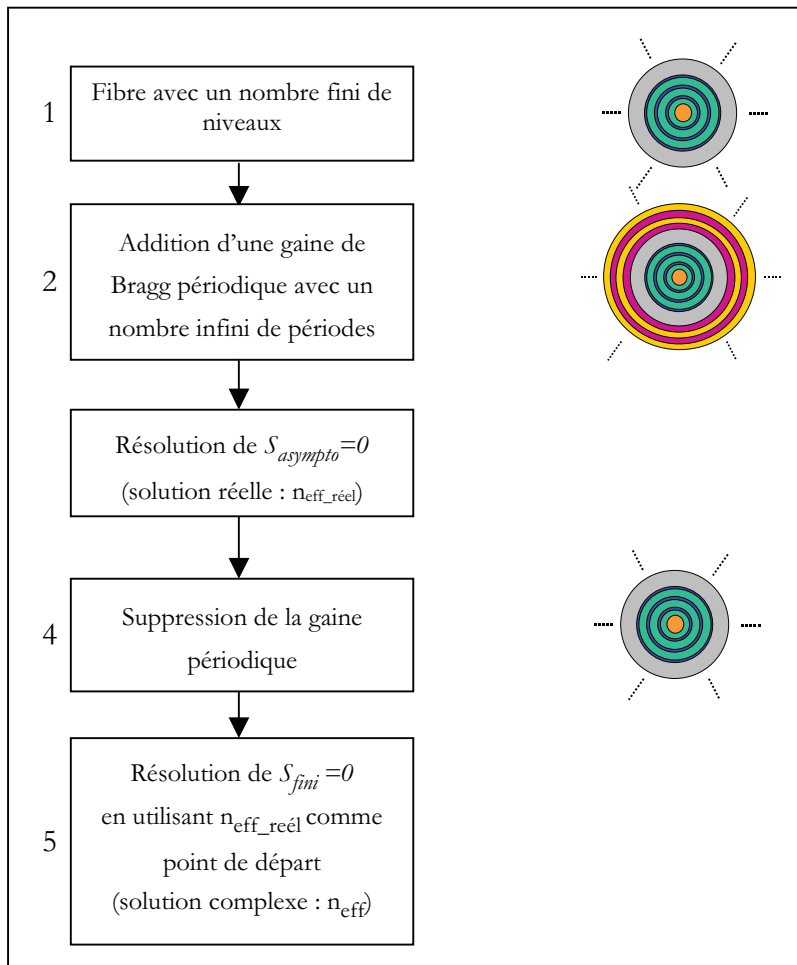
Dans le cas de modes à pertes, l'indice effectif des modes contient une partie imaginaire non nulle. Afin d'acquérir une première approximation de la partie réelle de cet indice effectif, une gaine de Bragg virtuelle infinie est ajoutée autour de la fibre (cf. figure 2.8). Le rayon auquel la gaine virtuelle débute est noté  $r_{\text{periodique}}$ , et est supérieur à  $r_{\text{fini}}$ . Afin que la gaine de Bragg infinie périodique assure une réflexion efficace de l'onde, ses caractéristiques sont choisies de telle sorte que ses deux niveaux vérifient la condition quart d'onde (cf. section 1.1.1). Les pertes de guidage sont ainsi supprimées, et la résolution de l'équation (2.21) (notée «  $S_0$  » sur la figure 2.8) aboutit à une valeur réelle de l'indice effectif. Cet indice réel est utilisé comme point de départ pour la résolution dans le plan complexe de l'équation à coefficients complexes (2.14) ou (2.15) (notée «  $S_{\text{fini}}=0$  ») *delamethodematricielleinitiale*.

### 2.1.6 Conclusion

L'outil numérique disponible à Draka basé sur la méthode des éléments finis présente un inconvénient majeur pour la modélisation des fibres de Bragg dont les modes de cœur sont des modes à perte. Il nécessite de grands temps de calcul sauf si une estimation a priori de l'indice effectif des modes recherchés est disponible.

Nous avons mis au point et implémenté un outil numérique basé sur une adaptation des méthodes matricielles de la littérature permettant de modéliser toute fibre à symétrie cylindrique. à la différence de la méthode des éléments finis, cette méthode présente de faibles temps de calcul même sans indication a priori de l'indice effectif du mode recherché. Par contre, cette méthode ne permet pas de modéliser le comportement des fibres courbées.

Dans le cadre de notre étude, l'adaptation des méthodes matricielles a été préférentiellement utilisée lorsqu'il s'agissait de traiter le cas de fibres de Bragg non courbées. Pour la modélisation des fibres courbées, l'outil numérique disponible à Draka basé sur la méthode des éléments finis a été utilisé. Pour

FIGURE 2.4 – Algorithme de résolution de l'équation «  $S_{fini}=0$  ».

déterminer une estimation a priori de l'indice effectif des modes recherchés, nous avons, en général, utilisé la valeur de l'indice effectif fournie, dans le cas non courbé, par l'adaptation des méthodes matricielles.

## 2.2 Fabrication des échantillons

Dans cette section, la fabrication des échantillons réalisés pendant la thèse est détaillée. Pour tous les échantillons étudiés, les préformes sont fabriquées par le procédé Plasma-activated Chemical Vapor Deposition : PCVD, qui est tout d'abord présenté. Les préformes et fibres réalisées nécessitent la mesure précise de leur profil d'indice de réfraction. Suivant le type de fibre visé, les différentes étapes de fabrication ou les différentes mesures d'indice peuvent présenter des difficultés. Après une présentation générale de la fabrication d'une fibre par le procédé PCVD, la fabrication des fibres de Bragg est exposée puis celle des fibres à profil saut d'indice à grand cœur et faible contraste d'indice.

### 2.2.1 Fabrication de fibres par le procédé PCVD

La fabrication des fibres optiques se décompose en deux grandes étapes : la fabrication de la préforme, puis le fibrage de celle-ci.

### Fabrication de la préforme

Une préforme est un barreau de verre de diamètre situé entre 20mm et 30mm (en général). La préforme et la fibre possèdent, en première approximation, le même profil d'indice de réfraction à un rapport d'homothétie spatiale près. Toutes les préformes utilisées dans cette étude sont issues du procédé PCVD (Plasma-activated Chemical Vapor Deposition) [109]. Dans ce procédé, un mélange de gazeux (composé de  $\text{SiCl}_4$ , de  $\text{O}_2$ , ainsi qu'éventuellement d'autres gaz contenant des dopants tels que le  $\text{GeCl}_4$  ou le  $\text{C}_2\text{F}_6$ ) est injecté dans un tube de silice. Une cavité micro-ondes mobile, parcourt le tube sur sa longueur et génère un plasma. A chaque passage, des réactions sont stimulées dans le plasma et une couche de verre est déposée à l'intérieur du tube (cf. figure 2.5). L'indice de réfraction de la couche ainsi déposée est réglé par ajustement de la proportion de  $\text{GeCl}_4$  et  $\text{C}_2\text{F}_6$  dans le mélange de gaz. L'avantage du procédé PCVD par rapport aux autres techniques de fabrication réside dans le fait qu'il permet d'obtenir une très grande précision radiale pour le profil d'indice et que son rendement d'incorporation des dopants est élevé.

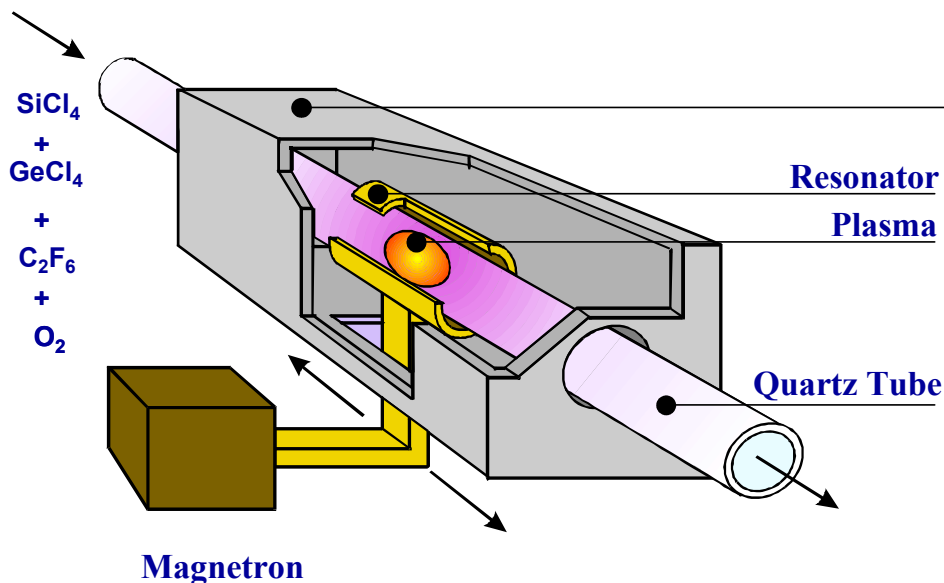


FIGURE 2.5 – Schéma d'un banc de fabrication de préformes par le procédé PCVD (extrait de [110]).

Une fois les couches de gaine et de cœur déposées, la préforme est rétreinte, c'est à dire qu'elle est refermée sur elle-même. Cette fermeture du tube est rendue possible grâce à une température suffisamment élevée (autour de  $1900^{\circ}\text{C}$  en surface) qui permet de diminuer la viscosité du verre. La mise en rotation du tube associée aux forces de tension de surface permet alors d'obtenir un barreau de verre (cf. figure 2.6).

### Fabrication de la fibre

Une fois la préforme rétreinte, elle est ensuite fibrée pour former la fibre de diamètre situé entre  $100\mu\text{m}$  et  $400\mu\text{m}$  (en général). L'opération de fibrage est réalisée dans une tour appelée *tour de fibrage*, présentant une hauteur d'une dizaine de mètres (en général). La préforme est placée verticalement dans le *four de fibrage* situé en haut de la tour et présentant une température située autour de  $2300^{\circ}\text{C}$ . À cette température, une goutte de verre est formée en bas de la préforme, et descend sous l'effet de la gravité pour former la fibre. C'est au cours de cette étape que sont déposés, autour de la fibre, les revêtements protecteurs en polymère.

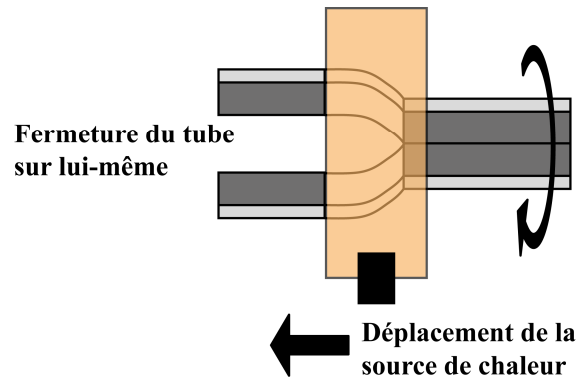


FIGURE 2.6 – Représentation schématique de la phase de rétreint.

### Caractéristiques des fibres PCVD (profil d'indice et atténuation matériau)

Le profil d'indice de réfraction des fibres et des préformes ainsi obtenues, dépend de la concentration de dopants (tels que, par exemple, le fluor ou le germanium) de chaque couche. Il est mesuré à la longueur d'onde de  $633\text{nm}$  et est déduit aux autres longueurs d'onde à l'aide d'une loi de Sellmeier<sup>4</sup> [14]. La mesure consiste à déterminer la différence d'indice entre la couche dopée et la silice pure (à  $633\text{nm}$ ). Aussi l'indice de réfraction des couches est-il, en général, indiqué par cette différence (et non par l'indice absolu). Par exemple une couche ayant un indice de réfraction  $1.467$  à  $633\text{nm}$ , est repérée par sa différence d'indice avec une couche de silice pure ( $\sim 1.457$  à  $633\text{nm}$ ) soit :  $10 \times 10^{-3}$ .

Après discussion avec les équipes de fabrication de fibres de Draka Communications, les possibilités suivantes ont été dégagées pour les fibres fabriquées au cours de nos travaux par PCVD :

- Indice minimum atteignable avec une bonne précision dans une zone dopée avec du germanium :  $0.2 \times 10^{-3}$
- Précision de l'indice obtenu sur une zone dopée :  $\pm 0.1 \times 10^{-3}$
- Précision sur l'épaisseur d'une zone dopée sur fibre :  $\pm 0.1\mu\text{m}$
- Épaisseur minimale d'un anneau réalisable avec une bonne précision :  $1\mu\text{m}$

L'atténuation matériau de la silice pure dans une fibre fabriquée par le procédé PCVD à Draka Communications est de  $\sim 0.17\text{dB/km}$  à  $1550\text{nm}$  et  $\sim 0.6 - 0.7\text{dB/km}$  à  $1060\text{nm}$ .

### 2.2.2 Fabrication des fibres de Bragg

C'est lors de ces travaux de thèse que la première fibre de Bragg a été fabriquée avec le procédé PCVD. Les fibres de Bragg présentaient de nombreuses caractéristiques totalement nouvelles pour les équipes de fabrication de Draka. Des anneaux contenant un si haut niveau de dopage (supérieur à  $25 \times 10^{-3}$ ) pour une si faible épaisseur (inférieure à  $2\mu\text{m}$ ) et à des rayons moyens aussi élevés (supérieurs à  $40\mu\text{m}$ ) n'avaient jamais été réalisés auparavant avec ce procédé à Draka. Des difficultés dans leur réalisation étaient donc à prévoir. Deux types de profil de fibre de Bragg ont été réalisés, des profils ayant trois anneaux de haut indice et des profils ayant cinq anneaux de haut indice présentant chacun leurs difficultés particulières. La fabrication des préformes est tout d'abord détaillée, puis celle des fibres.

#### 2.2.2.1 Fabrication et caractérisation des préformes Bragg

La figure 2.7 présente une coupe transversale des deux types de préformes de Bragg réalisées pendant nos travaux.

4. Les détails de la loi de Sellmeier utilisée pendant nos travaux sont confidentiels et internes à la société Draka.



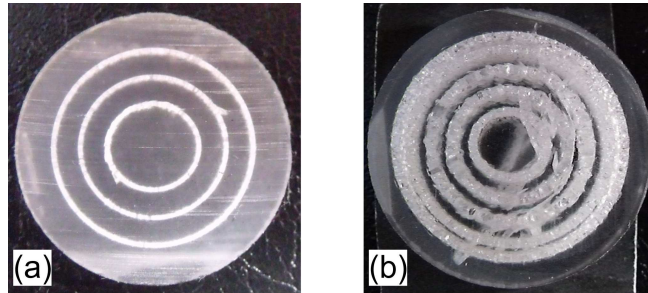


FIGURE 2.7 – Photographie de la coupe transversale d'une préforme de Bragg à trois anneaux de haut indice (a) et d'une préforme à cinq anneaux de haut indice (b).

Pour la fabrication de ces préformes, la détermination du pourcentage des dopants à incorporer dans les couches successives déposées (appelée recette) pour l'obtention d'un profil d'indice précis se fait par consultation des tables de recettes des préformes déjà réalisées et par la réalisation de plusieurs essais jusqu'à l'obtention du profil souhaité. Pour pouvoir évaluer l'adéquation ou non d'un essai de préforme avec le profil souhaité, une mesure du profil d'indice sur préforme est effectuée. L'équipement disponible à Draka pour cette mesure est l'analyseur de préforme standard : PK 2600 de Photon Kinetics.

Les préformes destinées aux fibres de Bragg, réalisées au cours de cette étude, ont présenté des difficultés tant au niveau de leur fabrication que de leur caractérisation. En ce qui concerne leur fabrication, des difficultés ont été rencontrées pour les profils présentant cinq anneaux de haut indice. Les meilleures préformes obtenues présentaient, en effet, une ovalité importante. Il n'y a, à l'heure actuelle, aucune certitude sur l'origine de cette ovalité. Une tentative d'explication intuitive pourrait se baser sur le fait que les couches fortement dopées et les couches non dopées ou faiblement dopées des préformes concernées présentent des coefficients de viscosité très différents et ne présentent donc pas la même réponse aux déformations mécaniques imposées lors du processus de rétreint, ce qui impliquerait une ovalité. A la différence des préformes à cinq anneaux de haut indice, toutes les préformes contenant uniquement trois anneaux fortement dopés ont présenté une ovalité négligeable.

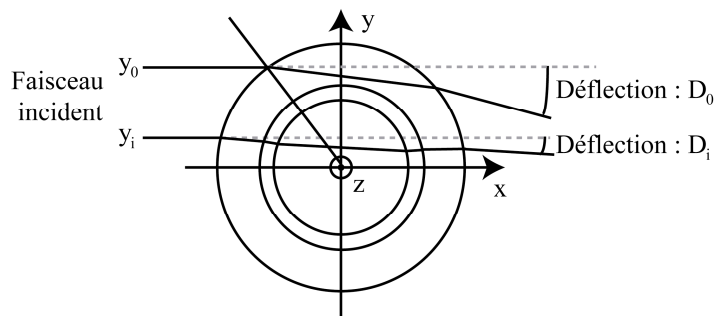


FIGURE 2.8 – Schéma de principe d'une mesure par l'équipement PK2600. L'angle de déflexion d'un faisceau laser incident est mesuré en fonction de sa position suivant l'axe  $y$ . Suivant cette position, le faisceau traverse une ou plusieurs couches d'indice de réfraction homogène de la préforme.

Une difficulté, générale à toutes les préformes de fibre de Bragg réalisées au cours de l'étude, concerne la mesure de leur profil d'indice par l'équipement PK2600 de Photon Kinetics. Dans cet équipement, la préforme est plongée dans un liquide d'indice dont l'indice est très proche de celui du tube extérieur de la préforme et est éclairé par un faisceau laser perpendiculaire à son axe (cf. figure 2.8). L'angle de déflexion en sortie de préforme est mesuré en fonction de la position du faisceau incident (cf. figure 2.8). Le profil d'indice est ensuite reconstitué par un algorithme de reconstruction décrit en référence

[111]. L'équipement PK2600 de Photon Kinetics est bien adapté pour la mesure des préformes des fibres à saut d'indice, mais fournit des mesures contenant des biais qui peuvent être importants si les préformes contiennent plus de deux zones de dopages différents ou des différences d'indice de réfraction importantes et abruptes, comme c'est le cas pour les fibres de Bragg [112]. Ces biais sont dus aux hypothèses utilisées pour l'algorithme de reconstruction. Il n'existe pas de méthode directe générale à tous les profils permettant de reconstruire le profil d'indice à partir d'une courbe de déflexion donnée. La difficulté de la mise au point d'une telle méthode provient du fait que c'est un problème inverse. Un logiciel interne disponible à Draka (appelé « PKsimu ») permet de résoudre le problème direct. Ce logiciel prend en entrée un profil d'indice sur préforme et fournit une prédiction de la mesure biaisée du profil d'indice telle qu'elle serait fournie par l'équipement PK2600. La figure 2.9 présente un exemple de résultat fourni par ce logiciel<sup>5</sup>. On constate une prédiction d'un biais important sur la valeur de l'indice de réfraction. L'indice de réfraction mesuré est ainsi prédit comme étant inférieur à l'indice de réfraction réel. Ce biais est plus grand pour les anneaux centraux et plus faible pour les tranches externes. Cela se comprend par examen du schéma du principe de la mesure (figure 2.7), pour les couches externes, il y a moins d'interfaces traversées par les rayons et donc moins de déflexions multiples. Les délimitations des anneaux sont par contre bien déterminées. L'épaisseur d'un anneau donné est, en effet, la même sur le profil idéal et sur la prédiction de la mesure (l'épaisseur d'un anneau sur la mesure biaisée est définie comme étant la distance séparant deux points de discontinuité de pente) (cf. figure 2.9).

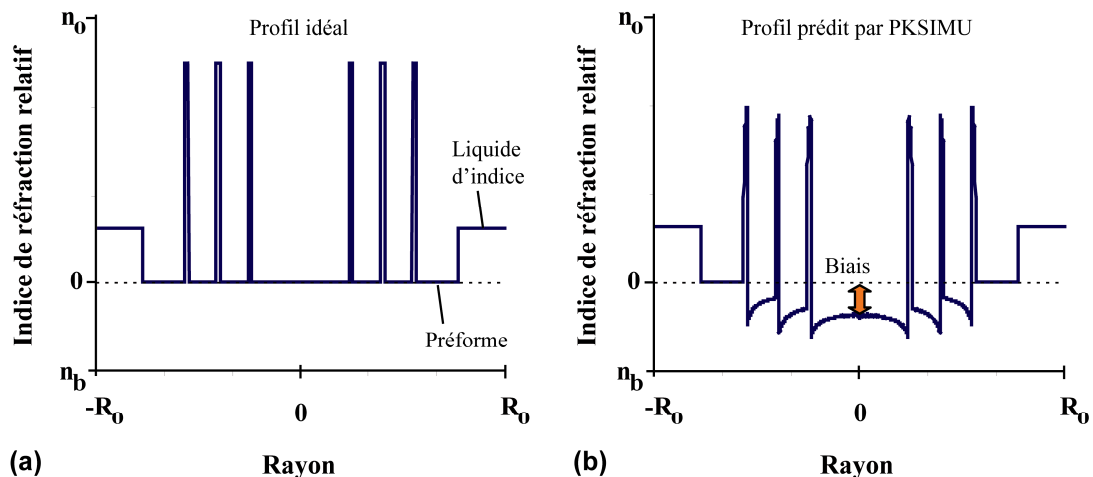


FIGURE 2.9 – Profil idéal et prédiction (grâce au logiciel PKSIMU) du profil indiqué par le PK2600. (Le couple d'indice de réfraction  $(n_b, n_0)$  prend la même valeur (confidentielle) dans les deux figures a et b).

Pour chaque préforme réalisée et mesurée à l'aide de l'équipement PK2600, nous avons effectué une série d'essais à l'aide du logiciel PKSimu afin de déterminer le profil d'indice réel. A la fin des essais, le profil retenu est celui pour lequel la mesure d'indice biaisée telle que prédite par PKSimu est la plus proche de celle fournie par le PK2600 (cf. figure 2.10).

La précision sur les indices de réfraction d'une telle détermination dépend du profil mesuré (en particulier, de son nombre de tranches et du fait que les anneaux de bas indice présentent un dopage ou non). Par exemple, le profil de la figure 2.10 a été déterminé avec une précision de  $\pm 0.5 \times 10^{-3}$  pour l'indice de réfraction. La délimitation des anneaux ne subit pas de biais et peut donc être déterminée avec une grande précision.

5. Les valeurs numériques situées en abscisse et en ordonnées des graphiques sont confidentielles et sont volontairement omises dans toutes les figures de ce chapitre (à l'exception des ordonnées de la Figure 2.12).

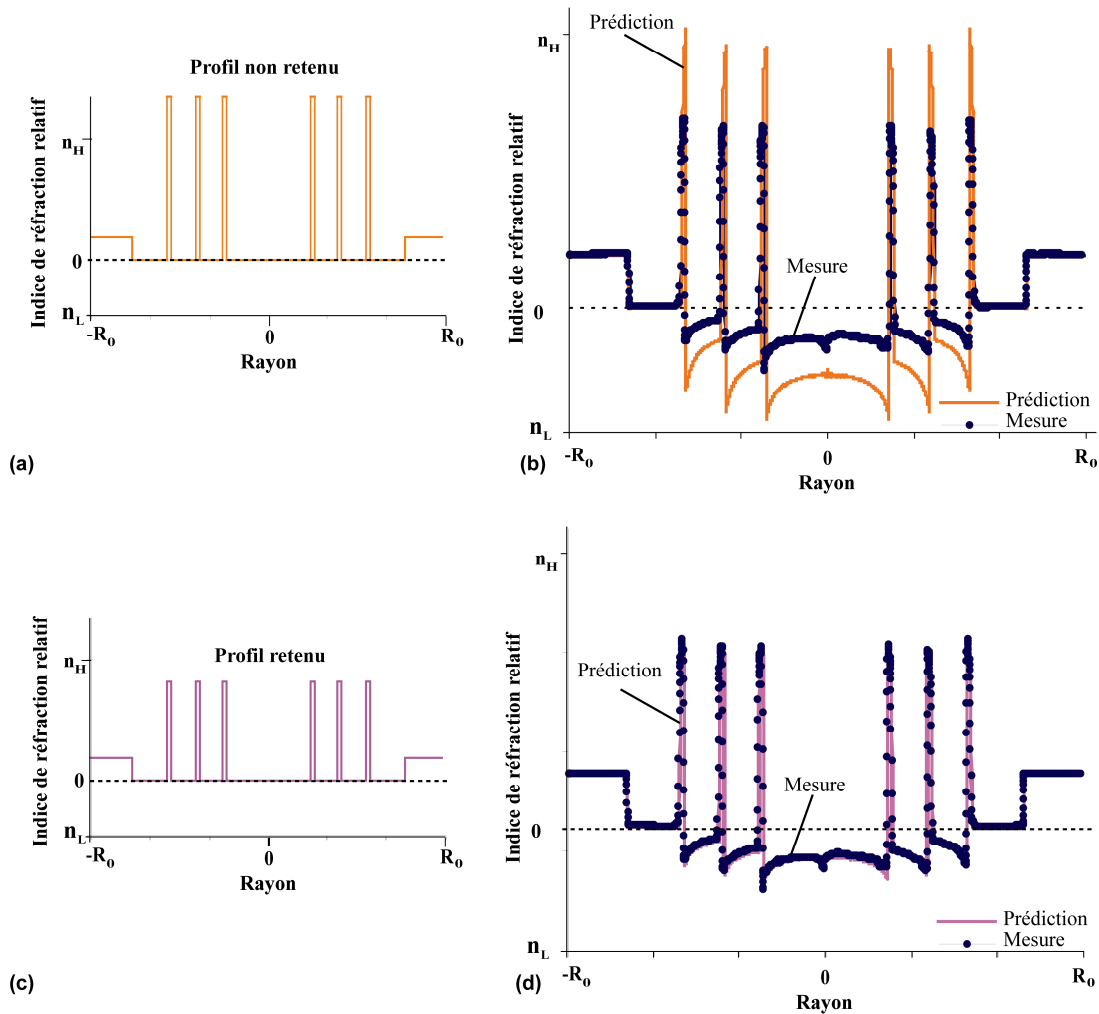


FIGURE 2.10 – Mesure obtenue avec l'équipement PK2600 pour une préforme à trois anneaux de haut indice (points dans (b) et (d)), et superposition de la mesure prédite par le logiciel PKSIMU (traits continus dans (b) et (d)) pour deux profils tests ((a) et (c)). Le profil retenu est celui pour lequel les résultats obtenus avec le logiciel PKSImu sont les plus proches de ceux obtenus avec l'équipement PK2600. (Le couple d'indice de réfraction  $(n_L, n_H)$  prend la même valeur (confidentielle) pour toutes les figures (a-d)).

### 2.2.2.2 Fabrication et caractérisation des fibres de Bragg

Si, en théorie, le profil sur fibre est homothétique à celui obtenu sur préforme, plusieurs phénomènes (diffusion du germanium lors du fibrage, contraintes résiduelles...) peuvent causer d'importantes variations. Une mesure du profil d'indice sur fibre est donc nécessaire.

L'équipement utilisé à Draka est un analyseur de profil sur fibre : « EXFO NR9200 HR ». Le principe de mesure de cet équipement est la technique du champ proche réfracté (« Refracted Near Field : RNF measurements »). Cette technique est basée sur une injection longitudinale de la lumière dans la fibre et une mesure du champ proche réfracté en fonction de la position du point d'injection [113]. Cette technique est celle qui offre actuellement la plus haute résolution pour la détermination du profil d'indice sur fibre [114]. Le modèle « EXFO NR9200 HR » utilisé à Draka assure une résolution spatiale inférieure à  $0.5\mu\text{m}$  et présente une incertitude sur le profil d'indice de  $0.1 \times 10^{-3}$ . Cette mesure est par contre très longue et requiert une attention particulière (la face d'entrée de la fibre doit être parfaitement lisse et l'axe de la fibre et celui du faisceau de la lumière injectée doivent former un angle inférieur à  $3^\circ$ ). Dans

le cadre de la thèse, elle a été réalisée par des techniciens de Draka. A notre connaissance, il n'y a pas de biais rapporté dans la littérature pour la détermination des indices de réfraction par cette méthode et nous considérons donc ses résultats comme étant précis.

La figure 2.11 présente des exemples de mesures RNF obtenues dans le cas de fibres de Bragg ayant trois anneaux (fibre A) et cinq anneaux (fibre B)<sup>6</sup>. Ces mesures indiquent une indice de réfraction différent pour chaque anneau. L'indice, dans une même fibre, est d'autant plus grand que le rayon auquel se situe l'anneau est grand. Les recettes utilisées pour la fabrication des préformes des fibres A et B contiennent pourtant des pourcentages de dopants identiques dans leurs anneaux. Il y a donc une contradiction entre le profil visé lors du dépôt de la préforme et le profil obtenu sur la fibre finale. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer cet effet : une incorporation du germanium différente pour chacun des anneaux lors du dépôt, la diffusion du germanium pendant le fibrage qui serait différente pour chaque anneau [115] ou la présence de contraintes résiduelles dans la fibre qui seraient différentes pour chaque anneau. Sachant qu'une combinaison de ces explications est possible, nous avons procédé par élimination pour identifier la (les) cause(s) de ce phénomène.

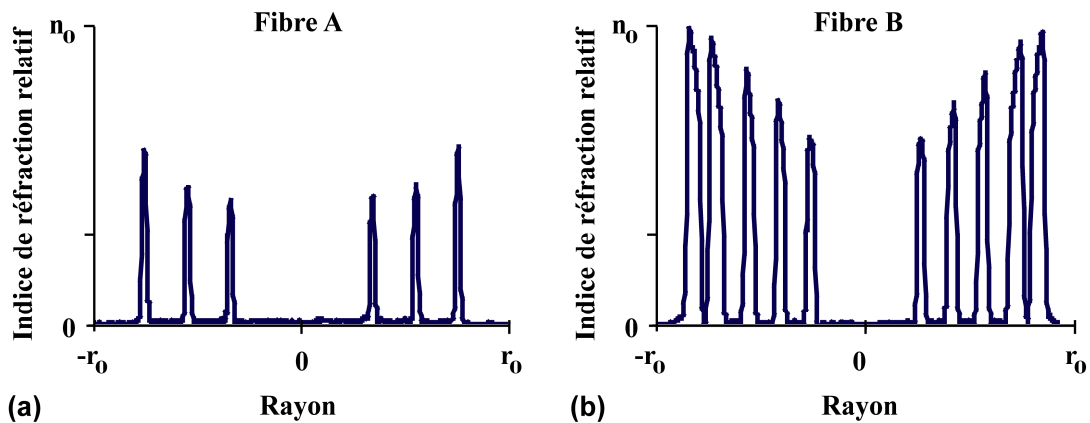


FIGURE 2.11 – Profil d'indice de réfraction des fibres A (a) et B (b) mesuré avec l'analyseur de profil sur fibre EXFO NR9200 HR. Une différence d'indice de réfraction entre les anneaux d'une même fibre est visible, alors que la recette utilisée lors du dépôt visait le même pourcentage de dopants pour tous les anneaux d'une même fibre.

### Hypothèse 1 : incorporation différente du germanium lors du dépôt

Une des explications de la différence entre les indices de réfraction des anneaux est une incorporation différente du germanium pour chaque anneau. Ceci signifierait que le même pourcentage de germanium serait injecté lors du dépôt, mais que l'incorporation serait plus ou moins efficace suivant le rayon de l'anneau. Pour tester la validité de l'hypothèse d'une incorporation différente du germanium dans chaque anneau lors du dépôt, une analyse de la composition chimique des préformes a été réalisée par microsonde électronique (ou sonde de Castaing). Trois points situés au centre de chacun des trois anneaux de la préforme de la fibre A ont été analysés. Les résultats sont présentés en table 2.1. L'incertitude sur une telle mesure est de  $\pm 0.011\%$ . Il apparaît que la même concentration de germanium est présente dans chaque anneau. L'hypothèse d'une incorporation différente du germanium pour les différents anneaux est donc invalidée. (Les pourcentages massiques des autres dopants pouvant agir sur l'indice, présents dans cette préforme, ont également été mesurés, et sont identiques pour chacun des trois anneaux).

6. Ces deux fibres sont notées « fibre A » et « fibre B » dans ce chapitre uniquement.

|          | Ge (pourcentage massique : % m) |
|----------|---------------------------------|
| Anneau 1 | 18.65                           |
| Anneau 2 | 18.69                           |
| Anneau 3 | 18.56                           |

TABLE 2.1 – Table des pourcentages massiques du germanium (Ge) pour les trois anneaux de la préforme correspondant à la fibre A, déterminés par analyse par micro-sonde électronique.

### Hypothèse 2 : Diffusion différente du germanium pendant le fibrage

Une deuxième explication possible de la différence entre les indices de réfraction des anneaux est une diffusion du germanium qui aurait lieu pendant le fibrage et serait différente pour chaque anneau. Pour tester la validité de cette explication, une analyse de la composition chimique de la fibre A a été effectuée (cf. figure 2.12). Cette analyse a été effectuée en continu, en variant continûment la position de la sonde sur un anneau. Cette analyse a révélé le même pourcentage massique de germanium pour les trois anneaux. (Les pourcentages massiques des autres dopants pouvant agir sur l'indice, présents dans cette fibre, ont également été mesurés, et sont identiques pour chacun des trois anneaux). L'hypothèse d'une diffusion du germanium différente pour chaque anneau est donc invalidée.

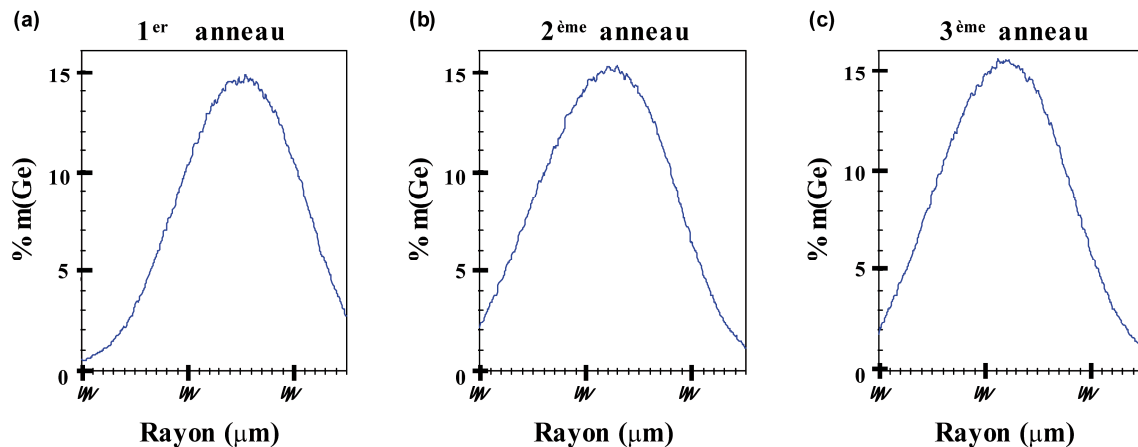


FIGURE 2.12 – Pourcentage massique de germanium pour chacun des trois anneaux de la fibre A, obtenu par analyse par micro-sonde électronique. Cette analyse a été effectuée par variation continue de la position de la sonde.

Le pourcentage massique maximal obtenu dans chacun des trois anneaux par l'analyse sur fibre est de 15% m, alors qu'une valeur située autour de 18% m est obtenue pour l'analyse sur préforme (cf. table 2.1). Ceci est dû au fait que le diamètre de la sonde est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des anneaux sur fibre. Le résultat obtenu par la mesure sur fibre est donc le produit de convolution entre la fonction représentant l'intensité de la sonde en fonction de l'espace et la fonction représentant la composition chimique de la fibre en fonction de l'espace. Le résultat de la mesure (c'est à dire de ce produit de convolution) présente donc un maximum moins élevé que le maximum d'indice de réfraction réel.

### Hypothèse 3 : contraintes résiduelles différentes

Une dernière explication du différentiel observé entre les indices de réfraction des anneaux au sein d'une même fibre est la présence de contraintes résiduelles différentes à l'intérieur des anneaux. Une contrainte a la dimension d'une force par unité de surface et est définie à l'interface entre deux éléments de volume d'un même solide. Une contrainte résiduelle est une contrainte qui ne résulte pas de l'application de forces externes sur la fibre mais est figée dans la fibre.

Les contraintes résiduelles sont induites durant la fabrication des fibres [115–117]. On peut comprendre aisément que des contraintes importantes apparaissent lors du fibrage. En effet, la fibre optique de diamètre de l'ordre de  $125\mu\text{m}$ , à température ambiante, est obtenue après étirage d'une préforme de diamètre de l'ordre de  $25\text{mm}$  chauffée à quelques  $2300^\circ$  (cf. section 2.2.1). Lors du fibrage, un élément de volume de la fibre est donc le siège de déformations et de variations de température très importantes. Ces déformations et ces variations de températures sont différentes pour des couches présentant des dopages différents. Des contraintes vont alors apparaître à l'intérieur des couches. Les déformations étant figées lorsque la température de la fibre atteint sa valeur finale, un champ de contrainte résiduel va persister dans la fibre à la fin du fibrage. Ces contraintes peuvent être thermiques et sont alors, de manière simplifiée, dues à la différence entre les coefficients d'expansion thermique des différentes couches présentant des dopages différents ainsi qu'à la différence de leur température de solidification. Elles peuvent également être mécaniques et sont alors, de manière simplifiée, induites à cause de la différence de viscosité des différentes couches. Ces contraintes résiduelles impliquent une modification de l'indice de réfraction.

Toutes les autres hypothèses ayant été invalidées, la présence de contraintes résiduelles dans la fibre est l'explication privilégiée permettant d'expliquer la différence d'indice de réfraction entre les anneaux d'une même fibre.

### 2.2.3 Fabrication des fibres à saut d'indice monomodes à grande aire effective

Les fibres à saut d'indice destinées au transport de fortes puissances réalisées pendant l'étude présentent un large cœur et une très faible différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine (inférieure à  $0.7 \times 10^{-3}$ ). Les difficultés rencontrées lors de la réalisation des préformes puis des fibres sont présentées dans cette section.

La figure 2.13 présente la mesure du profil d'une préforme saut d'indice par l'équipement PK2600. Toutes les préformes saut d'indice réalisées dans le cadre de la thèse ont fourni le même type de mesures. Les préformes présentent un trou central à l'intérieur du cœur. Ce trou central est dû à l'évaporation prépondérante du composant le plus volatile ( $\text{GeO}_2$ ) lors du processus de rétreint [118]. Ce problème est également présent dans les fibres réalisées avec le procédé MCVD [119] et peut être réduit par les techniques utilisées dans le cas des fibres standard [120, 121]. Une zone d'indice très homogène est observée autour du cœur. Cette zone correspond à la silice pure déposée. Autour de cette zone, une zone, correspondant au tube, présentant une variation d'indice de réfraction non négligeable devant le contraste d'indice cœur-gaine est observée. Cette variation d'indice du tube est également observée dans le cas des fibres standard pour les télécommunications mais est négligeable devant la différence d'indice cœur-gaine. Pour les fibres destinées au transport de fortes puissances, cette variation n'est plus négligeable à cause du faible niveau de dopage du cœur.

La figure 2.14 présente la superposition de la mesure du profil d'indice sur préforme et de la mesure du profil d'indice sur fibre. Pour la zone correspondant à la silice déposée par PCVD, une variation négligeable de l'indice de réfraction entre le profil mesuré sur préforme et celui mesuré sur fibre est observée. En revanche, pour la zone correspondant au tube, une diminution significative de l'indice de réfraction est observée entre la mesure effectuée sur préforme et celle effectuée sur fibre. Nous attribuons cette diminution aux contraintes résiduelles figées dans la fibre. Cette diminution est plus grande sur la partie située vers l'extérieur que sur celle située vers l'intérieur, ce qui indique la présence d'un stress positif et plus important vers l'extérieur du tube plutôt que vers l'intérieur [122]. Notons que cette dernière conclusion est en accord avec les mesures effectuées dans le cas de fibres monomodes standard SMF 28 [122]<sup>7</sup>. Un réglage des paramètres de fibrage pourrait diminuer cet effet, mais cette étude sort du cadre de nos travaux.

7. À la page 4991 de cette référence, la mesure de stress effectuée à  $10\mu\text{m}$  de la face clivée indique un pic de stress positif située sur la partie extérieure du tube.

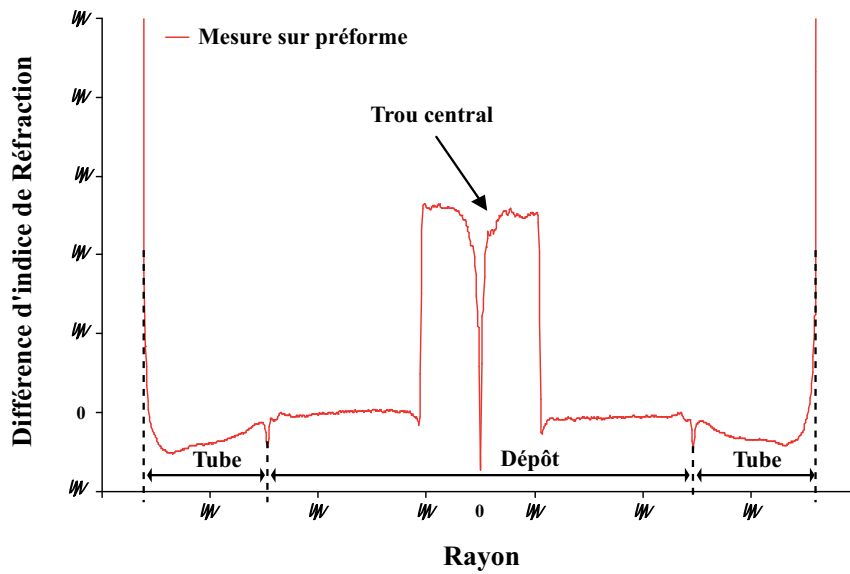


FIGURE 2.13 – Mesure du profil d'indice d'une préforme saut d'indice, mettant en évidence un trou central dans le cœur et une variation de l'indice du tube non négligeable devant le contraste d'indice cœur-gaine.

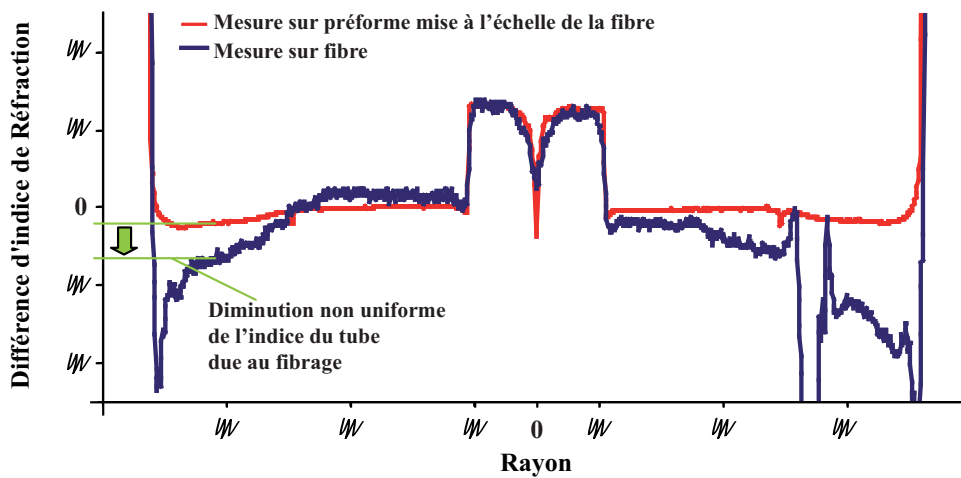


FIGURE 2.14 – Superposition de la mesure du profil d'indice sur fibre et de la mesure du profil d'indice sur préforme mise à l'échelle de la fibre, d'une fibre à saut d'indice destinée au transport de fortes puissances, mettant en évidence une diminution non uniforme de l'indice du tube due au fibrage.

## 2.2.4 Conclusion

Que ce soit pour la réalisation de fibres de Bragg ou saut d'indice, des biais sont observés entre le profil effectivement obtenu à la fin de fabrication et le profil initial visé. L'importance des différents biais dépend de la tolérance des propriétés optiques de chaque type de fibre aux petites variations des profils d'indice.

## 2.3 Protocoles expérimentaux

Dans cette section, les protocoles expérimentaux, utilisés pour la caractérisation des fibres pendant l'étude, sont présentés. Les mêmes protocoles expérimentaux ont été suivis pour la caractérisation des propriétés optiques des fibres de Bragg et des fibres à saut d'indice à grande aire effective. Le protocole de mesure des pertes par courbure du mode fondamental de ces fibres est tout d'abord détaillé, puis le protocole permettant la mesure de l'aire effective du mode fondamental est exposé. L'étude de la composition modale des faisceaux nécessite un protocole expérimental complexe et est détaillée en chapitre 7.

### 2.3.1 Pertes par courbure du mode fondamental

#### Source de lumière

Pour les fibres de Bragg, il était important de pouvoir caractériser la délimitation des fenêtres de transmission, une source large en longueur d'onde était donc nécessaire : nous avons choisi une source de lumière supercontinuum. Ces sources, réalisées à l'aide de la génération d'un supercontinuum, présentent une forme de spectre de puissance caractéristique, dont un exemple (obtenu avec un analyseur de spectre optique) est indiqué en figure 2.15. Les fibres à saut d'indice ont également été caractérisées au moyen de cette source.

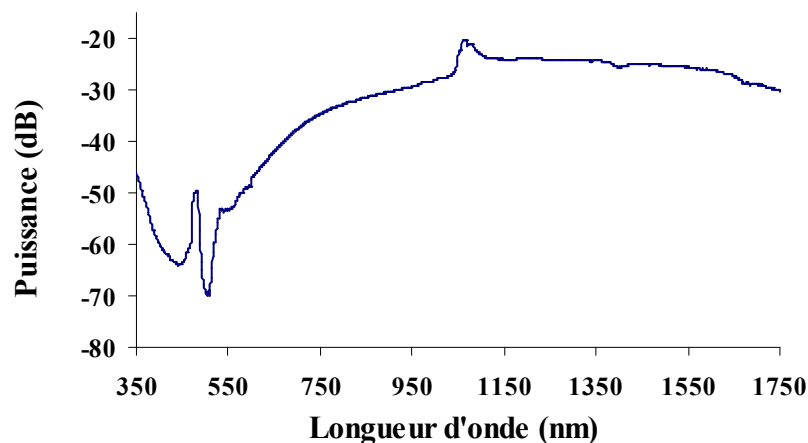


FIGURE 2.15 – Exemple du spectre de puissance d'une source supercontinuum.

#### Soudure des fibres

Les fibres (de Bragg ou saut d'indice) caractérisées supportent toutes plusieurs modes. Afin d'assurer une excitation efficace du mode fondamental ainsi qu'une bonne sélection de sa puissance de sortie, les fibres ont été soudées à leurs deux extrémités avec des fibres monomodes standard. (La soudure est un procédé de jonction permanente de deux morceaux de fibres optiques, réalisée par fusion des deux extrémités des fibres). Notons que la soudure des fibres de Bragg testées est assez délicate, et seule une utilisation d'une soudeuse « FFS-2000 » de la société Vytran a permis d'obtenir une soudure menant à une excitation presque exclusive du mode fondamental.

#### Application de courbures et conditionnement de la fibre

Les fibres de Bragg et saut d'indice testées étant à grande aire effective, elles présentent toutes une très grande sensibilité aux micro-courbures (cf. sections 1.3.2 et 1.3.4). Dans toutes les expériences, une



attention particulière a été portée pour éviter toute application de pression sur les fibres. Dans cette optique, les fibres n'ont pas été fixées par des bandes adhésives sur la table<sup>8</sup>. De plus, l'application de courbures a été réalisée grâce à des sillons circulaires de diamètre différents creusés dans une plaque (cf. figure 2.16).

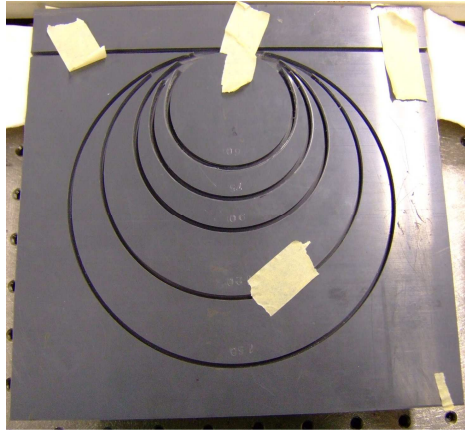


FIGURE 2.16 – Photographie de la plaque utilisée pour l'application de courbures.

### Schéma des expériences

Les échantillons testés sont soudés à leur deux extrémités à des fibres monomodes standard. Une source de lumière supercontinuum est aboutée à la fibre d'entrée. La fibre de sortie est connectée à un analyseur de spectre (cf. figure 2.17). Les spectres de transmission sont acquis pour différents rayons de courbure. Un rayon de courbure  $R_g$  suffisamment grand pour induire des pertes négligeables est ensuite déterminé. Les pertes par courbure pour les rayons plus faibles sont ensuite déterminées en utilisant le spectre de transmission correspondant au rayon de courbure  $R_g$  comme référence.

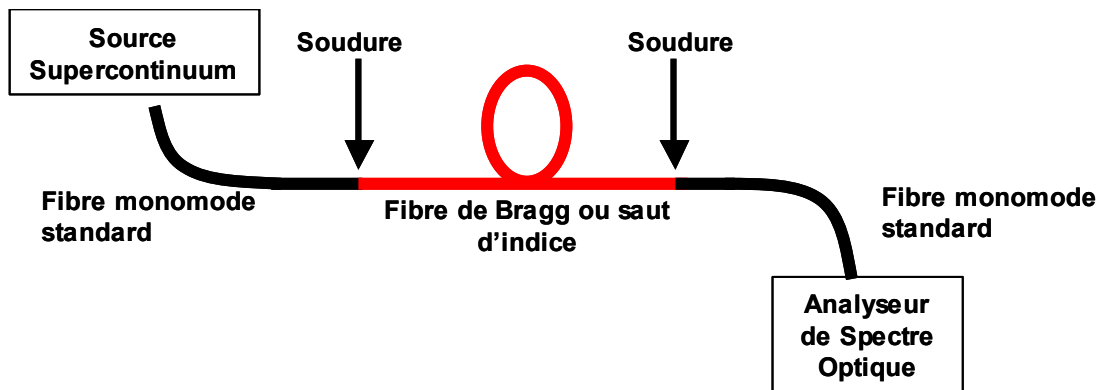


FIGURE 2.17 – Schéma du protocole expérimental utilisé pour la mesure des pertes par courbure.

### 2.3.2 Aire effective

Pour la mesure de l'aire effective, la soudure des échantillons avec la fibre de sortie est coupée, la face de sortie de la fibre (de Bragg ou saut d'indice est re-clivée). Un filtre sélectionnant une longueur d'onde particulière ( $1.05\mu\text{m}$  en général) est placé derrière la face de sortie de la fibre de Bragg. Le profil

<sup>8</sup>. En effet, il a été remarqué, lors de la réalisation des mesures, que l'application ou non d'une bande adhésive sur les fibres testées modifiait de manière importante les caractéristiques mesurées.

du champ en sortie de fibre est acquis à l'aide d'une caméra InGaAs CCD. Ce profil correspond au mode fondamental et est donc d'allure gaussienne. La largeur de cette gaussienne à une intensité égale à  $1/e^2$  fois celle du pic maximal d'intensité, notée  $MFD$ , est alors déterminée. L'aire effective est ensuite déduite approximativement par la formule :

$$A_{\text{eff}} = \pi \left( \frac{MFD}{2} \right)^2 \quad (2.22)$$

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les outils numériques utilisés pendant l'étude ont été présentés dans un premier temps. Un outil, disponible à Draka, général à toutes les fibres basé sur la méthode des éléments finis a tout d'abord été présenté. Puis, les méthodes matricielles et l'adaptation que nous avons réalisée pour obtenir un outil numérique ont été détaillées. Ces méthodes matricielles, et leur adaptation, ne requièrent pas une approximation scalaire du champ électromagnétique, mais traitent le cas d'un champ électromagnétique vectoriel et sont donc exactes. Ces méthodes sont donc aussi bien adaptées au cas de fibres présentant de faibles contrastes d'indice qu'à celui de fibres présentant de forts contrastes d'indice. Par rapport à la méthode des éléments finis, notre adaptation des méthodes matricielles présente l'avantage de permettre des temps de calcul beaucoup plus courts (dans le cas des fibres de Bragg) sans pertes en précision. Par contre, cette méthode ne permet pas de traiter le cas des fibres courbées à la différence de la méthode des éléments finis.

Dans un deuxième temps, la fabrication des échantillons de fibres de Bragg et de fibres à profil saut d'indice réalisés pendant l'étude a été détaillée. C'est au cours de cette étude que la première fibre de Bragg a été réalisée avec le procédé PCVD. Que ce soit pour la réalisation de fibres de Bragg ou de fibres à profil saut d'indice, des biais sont observés entre le profil effectivement obtenu à la fin de fabrication et le profil initial visé. L'importance des différents biais pour chaque type de solution dépend de la tolérance des propriétés optiques de chaque type de fibres aux petites variations du profil d'indice. Il est donc nécessaire d'étudier cette tolérance lors du design des fibres à saut d'indice ou de Bragg pour le transport de fortes puissances effectuées aux chapitres 3, 5 et 6.

Enfin, les protocoles expérimentaux utilisés pour la caractérisation des fibres ont été détaillés. Les mêmes protocoles ont été utilisés pour la caractérisation des fibres de Bragg et des fibres à profil saut d'indice.

## Chapitre 3

# Référence : la fibre à saut d'indice

L'objectif de ce chapitre est l'établissement d'une référence pour l'évaluation des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances (ou fibres de Bragg à grande aire effective). La revue de la littérature concernant le transport de fortes puissances a mis en lumière les difficultés qui apparaissent lors d'une tentative de comparaison des différentes solutions entre elles (cf. section 1.3.3). Ces difficultés sont dues à la diversité des critères utilisés pour qualifier une fibre comme étant adaptée au transport de fortes puissances (critère de monomodalité et de faibles pertes). Pour évaluer les avantages et inconvénients des fibres de Bragg, il est donc nécessaire de choisir des critères d'évaluation ainsi qu'une autre solution faisant office de référence et de tester les performances des deux solutions suivant les mêmes critères et dans les mêmes conditions. Pour la référence, nous avons choisi le design de fibre à guidage conventionnel le plus simple qui puisse exister : la fibre à saut d'indice.

Dans ce chapitre, des critères d'évaluation définissant une fibre comme utilisable pour le transport de fortes puissances (critères d'éligibilité) sont tout d'abord choisis, puis les performances du profil saut d'indice sont numériquement évaluées pour ce critère. Dans une dernière partie, une étude expérimentale d'un échantillon de fibre à profil saut d'indice à grande aire effective est réalisée.

### 3.1 Étude numérique des fibres à saut d'indice à grande aire effective

Dans cette section, le potentiel des fibres à saut d'indice pour le transport de fortes puissances est évalué. Des critères d'éligibilité quantitatifs sont tout d'abord définis. Les performances des fibres à saut d'indice suivant ces critères, en l'absence de courbures, puis en présence de courbures, sont déterminées. Enfin, la sensibilité de ces fibres aux pertes par micro-courbures et défauts de fabrication est examinée. La longueur d'onde choisie pour toute l'étude est  $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ , qui est la longueur d'onde la plus largement utilisée, actuellement, dans les applications utilisant des fortes puissances laser.

#### 3.1.1 Choix de critères d'éligibilité

Dans ce paragraphe, les critères de validation quantitatifs définissant une fibre comme utilisable pour le transport de fortes puissances sont choisis. Ces critères sont généraux pour tous les types de fibres (et ne sont donc pas spécifiques à la solution saut d'indice).

### Critère de faibles pertes par courbure

Tout d'abord, nous avons fixé le niveau de pertes maximales pour le mode fondamental à  $0.1\text{dB}/m$ , pour un rayon de courbure maximal :  $R_c = 20\text{cm}$  en nous inspirant de la littérature [71].

### Critère de monomodalité

La plupart des applications des fibres pour le transport de fortes puissances requièrent une bonne qualité et une bonne stabilité du faisceau de sortie. Seule une fibre présentant un faisceau de sortie monomode pour le mode fondamental de cœur peut assurer cette bonne qualité et cette bonne stabilité (cf. section 1.3.1.1). Dans le cas de fibres admettant plusieurs modes de cœur à la longueur d'onde d'étude, il est possible d'assurer une sortie monomode pour le mode fondamental de cœur, si les modes de cœur d'ordre supérieur admettent des pertes de guidage ou des pertes par courbure plus importantes que celles du mode fondamental (cf. section 1.3.2). En effet, dans ce cas, le faisceau multimode excité à l'entrée de la fibre, devient monomode après s'être propagé sur quelques mètres grâce à la différence qui existe entre les pertes du mode fondamental et celles des modes d'ordre supérieur. Pour quantifier le caractère monomode de la composition du faisceau de sortie, nous avons choisi d'évaluer le ratio  $R_{\text{Monomode}}$  de la puissance totale du faisceau  $P_{\text{Totale}}$  sur la puissance du mode fondamental  $P_{\text{Fondamental}}$  au bout d'une propagation à travers une longueur  $L$  de fibre :

$$R_{\text{Monomode}}(L) = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{\text{Totale}}(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)} \right) \quad (3.1)$$

Ce ratio dépend des conditions d'injection. Nous supposons ici que la même puissance est injectée dans tous les modes. Notons que, dans la plupart des cas pratiques d'utilisation de fibres pour le transport de fortes puissances, l'injection de la lumière en entrée de la fibre est finement contrôlée pour exciter préférentiellement le mode fondamental. Cette hypothèse surévalue donc la puissance injectée, en pratique, dans les modes d'ordre supérieur et permet ainsi de traiter le pire des cas pratiques.

En nous inspirant de la définition de la longueur d'onde de coupure effective dans le cas des fibres standard pour les télécommunications [123], nous avons choisi de considérer le faisceau de sortie d'une fibre comme étant monomode si le ratio  $R_{\text{Monomode}}$  est inférieur à  $0.1\text{dB}$  au bout d'une longueur  $L_v$  (appelée longueur de vérification) :

$$R_{\text{Monomode}}(L_v) < 0.1\text{dB} \quad (3.2)$$

avec  $L_v$  : longueur de vérification.

La longueur de vérification :  $L_v$  dépend des conditions pratiques d'utilisation de la fibre. Dans le cas d'une fibre non flexible (« rod-type »), la longueur de vérification est fixée à  $1\text{m}$  pour des raisons pratiques d'encombrement d'un tel dispositif. Dans le cas d'une fibre flexible, le choix de la longueur de vérification  $L_v$  impose la différence minimale entre les pertes des modes d'ordre supérieur et celles du mode fondamental permettant la vérification du critère (3.2). Plus cette longueur  $L_v$  est grande, moins la différence de pertes doit être importante pour que la fibre soit monomode. Toutefois, cette longueur doit être suffisamment faible pour éviter la re-population des modes d'ordre supérieur due aux imperfections de la fibre et aux perturbations (micro-courbures) qui lui sont éventuellement appliquées. (Ces repopulations sont facilitées dans les fibres destinées au transport de fortes puissances à cause de la proximité des indices effectifs des différents modes provenant des grandes tailles de cœur, cf. section 1.3.2). En nous inspirant de la littérature [71], nous avons choisi une longueur de  $2\text{m}$  dans le cas d'une fibre flexible courbée à un rayon de  $20\text{cm}$ . Soit, en résumé :

$L_v = 1m$ , dans le cas d'une fibre maintenue parfaitement droite.  
 $L_v = 2m$ , pour une fibre flexible courbée à un rayon de courbure de  $20cm$ .

Nous considérons qu'aucune perturbation extérieure n'est appliquée sur la longueur de vérification  $L_v$  et que la qualité de fabrication est telle que les couplages du mode fondamental vers les autres modes dus aux imperfections de fabrication de la fibre sont négligeables sur cette longueur.

### 3.1.2 Référence en l'absence de courbures (ou barreau « rod-type »)

Une des solutions pour éviter les pertes par courbure et micro-courbures est de maintenir la fibre parfaitement droite ou de la réaliser sous la forme d'un barreau de verre non flexible (« rod-type »). Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, les modes d'ordre supérieur présentent alors tous une longueur d'onde de coupure. C'est à dire une longueur d'onde au dessus de laquelle ils admettent des pertes de guidage (et en dessous de laquelle, ils sont guidés par réflexion totale interne) [16] (cf. section 1.1.2).

Une solution pour augmenter l'aire effective, à une longueur d'onde donnée, consiste à augmenter le plus possible le rayon de cœur. Pour pouvoir rester dans le cas où seul le mode fondamental est guidé (sans pertes de guidage) à la longueur d'onde d'opération, il faut alors diminuer la différence d'indice cœur-gaine (cf. équation (1.3) et section 1.1.2). L'aire effective maximale atteignable, en pratique, est alors limitée par la valeur de la plus faible différence d'indice réalisable avec une bonne précision. Avec le procédé PCVD, cette valeur est, a priori, de  $0.2 \times 10^{-3}$  à  $633nm$  (cf. section 2.2.1). La figure 3.1 présente l'évolution, à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$ , du ratio  $R_{\text{Monomode}}$  en fonction du rayon de cœur pour une fibre à saut d'indice en silice dont le cœur est dopé de manière à assurer une différence d'indice cœur-gaine de  $0.2 \times 10^{-3}$  à  $633nm$ <sup>1</sup>. Cette figure révèle que le plus grand rayon de cœur possible dans une fibre à saut d'indice réalisable avec le procédé PCVD, tout en assurant la satisfaction du critère de monomodalité défini en relation (3.2), est  $16.9\mu m$ . Pour des rayons situés entre  $16.9\mu m$  et  $17.15\mu m$ , le premier mode d'ordre supérieur admet des pertes de guidage trop faibles pour que le critère de monomodalité, défini en relation (3.2), puisse être vérifié. Pour des rayons de cœur supérieurs à  $17.15\mu m$ , le mode d'ordre supérieur est guidé par réflexion totale interne et n'est pas atténué au cours de sa propagation dans une fibre idéale. L'aire effective maximale atteignable à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  est donc réalisée avec le profil ayant un rayon de cœur de  $16.9\mu m$  et est de  $1073\mu m^2$ .

### 3.1.3 Référence en présence de courbures

Dans cette section les performances des fibres à saut d'indice flexibles pour le transport de fortes puissances sont évaluées. Conformément à la section 3.1.1, on considère que ces fibres sont courbées à un rayon de  $20cm$  pour l'évaluation de la vérification des critères d'éligibilité. Les fibres étudiées peuvent ainsi être légèrement multimodes, les modes d'ordre supérieur étant supprimés après quelques mètres de propagation grâce à leurs fortes pertes par courbure (cf. section 1.3.2). Pour ces fibres, seuls deux paramètres opto-géométriques varient d'un profil à l'autre : le rayon de cœur et la différence d'indice de réfraction cœur-gaine. Leur évaluation pour le transport de fortes puissances est donc possible par une étude numérique simple.

Après l'établissement du bilan de puissance dans une fibre à saut d'indice courbée, l'aire effective maximum atteignable vérifiant les critères de validation définis en section 3.1.1 est tout d'abord déterminée, puis les pertes par courbure minimales atteignables pour une aire effective donnée à un rayon de courbure de  $20cm$  sont évaluées. Enfin, les résultats ainsi obtenus sont comparés à ceux de la littérature.

1. Pour les calculs, les indices de cœur  $n_c$  et de gaine  $n_g$  de cette fibre à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  ont été déterminés par une loi de Sellmeier interne à la société Draka et sont respectivement de  $n_c \approx 1.4499$  et  $n_g \approx 1.4497$ .

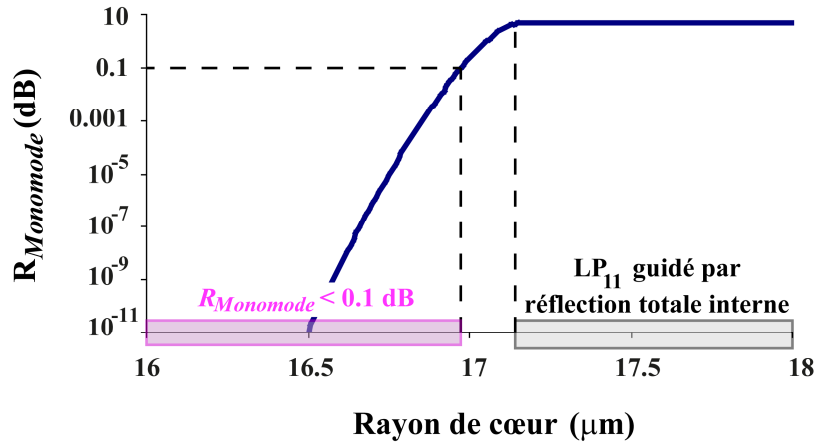


FIGURE 3.1 – Évolution du ratio  $R_{\text{Monomode}}$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , en fonction du rayon de cœur, d'une fibre à saut d'indice non courbée présentant la plus petite différence d'indice cœur-gaine réalisable avec le procédé PCVD avec une bonne précision ( $0.2 \times 10^{-3}$ ), indiquant que le rayon de cœur maximum atteignable, en pratique, dans une fibre à saut d'indice non courbée vérifiant le critère de monomodalité défini en relation (3.2) est de  $16.9\mu\text{m}$ . (Calculs réalisés par la méthode matricielle présentée en section 2.1.5).

### Bilan de puissance dans une fibre courbée

Pour effectuer le bilan de puissance dans une fibre courbée, il est nécessaire de tenir compte du fait que l'application d'une courbure lève la dégénérescence de certains modes d'ordre supérieur. En effet, parmi les modes d'ordre supérieur, ceux qui sont dégénérés quatre fois dans le cas d'une fibre non courbée se divisent, sous l'effet de la courbure, en deux modes dégénérés deux fois [124, 125]. A titre d'exemple, nous examinons l'évolution du premier mode d'ordre supérieur :  $LP_{11}$  lors de l'application d'une courbure (cf. figure 3.2). Les deux modes de la fibre courbée issus du mode  $LP_{11}$  de la fibre droite, correspondent chacun à une orientation particulière des lobes constituant leur profil d'intensité, et présentent des pertes par courbure différentes (cf. figure 3.2.(a)). Pour comprendre l'origine de cette différence, il est nécessaire d'examiner l'évolution de leur indice effectif en fonction du rayon de courbure (cf. figure 3.2.(b)). Lorsque le rayon de courbure diminue, le mode dont les lobes sont alignés le long du plan contenant l'axe de la fibre courbée, noté  $LP_{11}^H$ , voit son indice effectif augmenter plus vite que l'autre mode, noté  $LP_{11}^V$ . Pour un rayon de courbure donné, le point tournant à partir duquel l'onde devient oscillante dans la gaine est situé à une abscisse plus élevée pour le mode  $LP_{11}^H$  que pour le mode  $LP_{11}^V$  (cf. figure 3.2.(c)). À un rayon de courbure donné, le coefficient d'atténuation du mode  $LP_{11}^H$  est donc plus faible que celui du mode  $LP_{11}^V$ .

Voyons comment cette rupture de dégénérescence se répercute dans le calcul du bilan de puissance. La puissance totale d'un faisceau après une longueur de propagation  $L$  dans la fibre peut s'écrire :

$$P_{\text{Totale}}(L) = P_{\text{Fondamental}}(L) + P_{LP_{11}}(L) + A(L) \quad (3.3)$$

Dans cette équation  $P_{\text{Fondamental}}(L)$ ,  $P_{LP_{11}}(L)$  et  $A(L)$  sont respectivement les puissances contenues dans le mode fondamental, le premier mode d'ordre supérieur et l'ensemble des autres modes d'ordre supérieur. Il est supposé que la même proportion de puissance  $p(\lambda)$  est injectée dans chaque mode à l'entrée de la fibre. Les modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  de la fibre courbée sont chacun dégénérés deux fois, la puissance totale au bout d'une longueur  $L$  de propagation s'écrit donc :

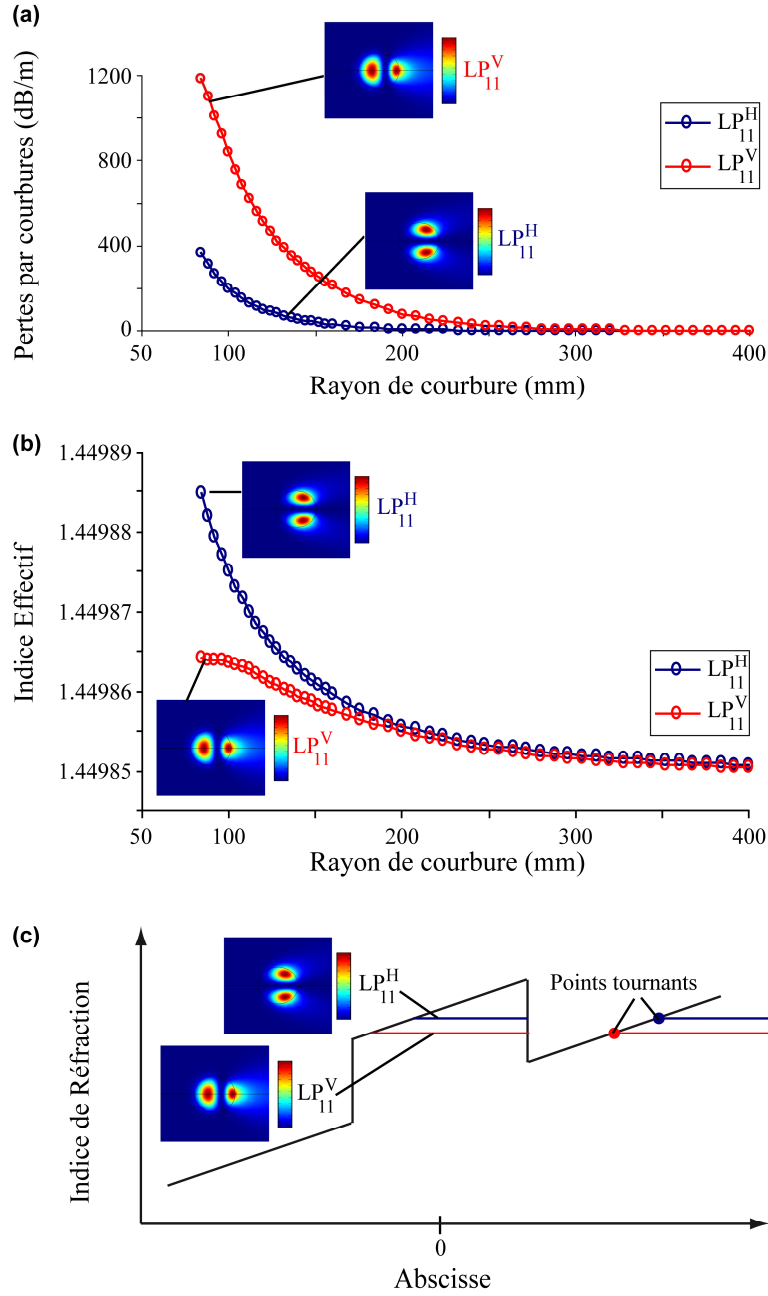


FIGURE 3.2 – (a) Évolution, en fonction du rayon de courbure, du coefficient de pertes par courbure des modes  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  dans le cas d'un profil saut d'indice à gaine en silice présentant un rayon de cœur de  $15\mu\text{m}$  et une différence d'indice de  $0.55 \times 10^{-3}$ . (b) Evolution de l'indice effectif des deux modes  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  en fonction du rayon de courbure, mettant en évidence un indice effectif plus faible pour le mode  $LP_{11}^V$  par rapport au mode  $LP_{11}^H$ . (c) Coupe transversale du profil d'indice dans le plan de courbure et image qualitative d'explication des pertes par courbure par l'utilisation des points tournants indiquant, qu'à un rayon de courbure donné, les pertes par courbure sont plus fortes pour un mode dont l'indice effectif est plus faible ( $LP_{11}^V$ ). (Calculs réalisés par la méthode des éléments finis présentée en section 2.1.2).

$$P_{\text{Totale}}(L) = 2p(\lambda) \cdot 10^{\frac{-L}{10}} \alpha_{\text{fond}} + 2p(\lambda) \cdot 10^{\frac{-L}{10}} \alpha_{1H} + 2p(\lambda) \cdot 10^{\frac{-L}{10}} \alpha_{1V} + A(L) \quad (3.4)$$

Dans cette équation,  $\alpha_{\text{fond}}$  est le coefficient de pertes par courbure du mode fondamental de la fibre,

$\alpha_{1H}$  et  $\alpha_{1V}$  sont les coefficients de pertes par courbure des modes  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  (exprimés en dB/m). Le ratio des puissances s'écrit alors au bout de deux mètres de propagation (d'après la relation (3.1)) :

$$R_{\text{Monomode}}(2m) = 10 \cdot \log \left( 1 + 10^{\frac{-2}{10}(\alpha_{1H} - \alpha_{\text{fond}})} + 10^{\frac{-2}{10}(\alpha_{1V} - \alpha_{\text{fond}})} + A(L) \cdot 10^{\frac{-2}{10}(\alpha_{\text{fond}})} \right) \quad (3.5)$$

La contribution des modes d'ordre supérieur au mode  $LP_{11}$  contenue dans le terme  $A(L) \cdot 10^{\frac{-2}{10}(\alpha_{\text{fond}})}$ , s'évalue de manière similaire.

### Aire effective maximale atteignable

Le ratio  $R_{\text{Monomode}}$ , l'aire effective et les coefficients de pertes par macro-courbures du mode fondamental à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  de plusieurs fibres à profil saut d'indice (de différents rayons de cœur et de différents contrastes d'indice cœur-gaine) courbées à un rayon de  $20\text{cm}$  ont été calculés par la méthode des éléments finis (cf. section 2.1.2). La gaine choisie est en silice non dopée, son indice de réfraction à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , évalué à l'aide de la loi de Sellmeier interne à la société Draka, est de 1.4497. La figure 3.3 résume les résultats de ces calculs. Sur cette figure, les points encerclés correspondent aux points vérifiant les critères de validation définis en section 3.1.1. Nous observons que l'aire effective maximale atteignable dans une fibre à saut d'indice vérifiant ce critère est de  $770\mu\text{m}^2$  environ.

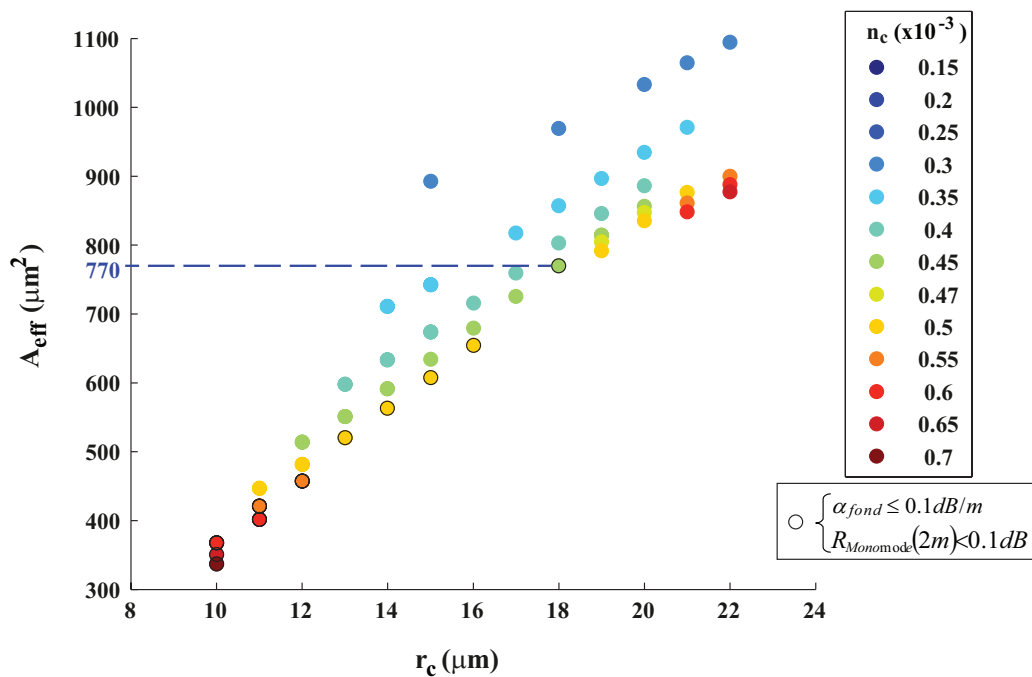


FIGURE 3.3 – Évolution de l'aire effective, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , en fonction du rayon de cœur  $r_c$  et de l'indice de réfraction du cœur  $n_c$  de fibres à saut d'indice à gaine en silice non dopée courbées à un rayon de  $20\text{cm}$ . Les points encerclés vérifient [ $R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1\text{ dB}$ ] et [ $\alpha_{\text{fond}} < 0.1\text{ dB/m}$ ]. (Calculs réalisés par la méthode des éléments finis).

### Pertes par courbure minimales pour une aire effective donnée

La figure 3.4 présente les coefficients de pertes par macro-courbures du mode fondamental en fonction de son aire effective et de son contraste d'indice (pour un rayon de courbure  $R_c = 20\text{cm}$  et une longueur



d'onde  $\lambda=1.06\mu\text{m}$ ). Les points encadrés correspondent aux points vérifiant le critère de monomodalité défini en relation (3.2). La courbe noire représente les pertes minimales atteignables à une aire effective donnée tout en vérifiant le critère de monomodalité défini en relation (3.2). La courbe rouge indique la valeur du coefficient d'atténuation de la silice non dopée à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Les pertes par courbure ne sont plus négligeables devant celles induites par l'atténuation de la silice à partir d'Aires Effectives de l'ordre de  $420\mu\text{m}^2$ .

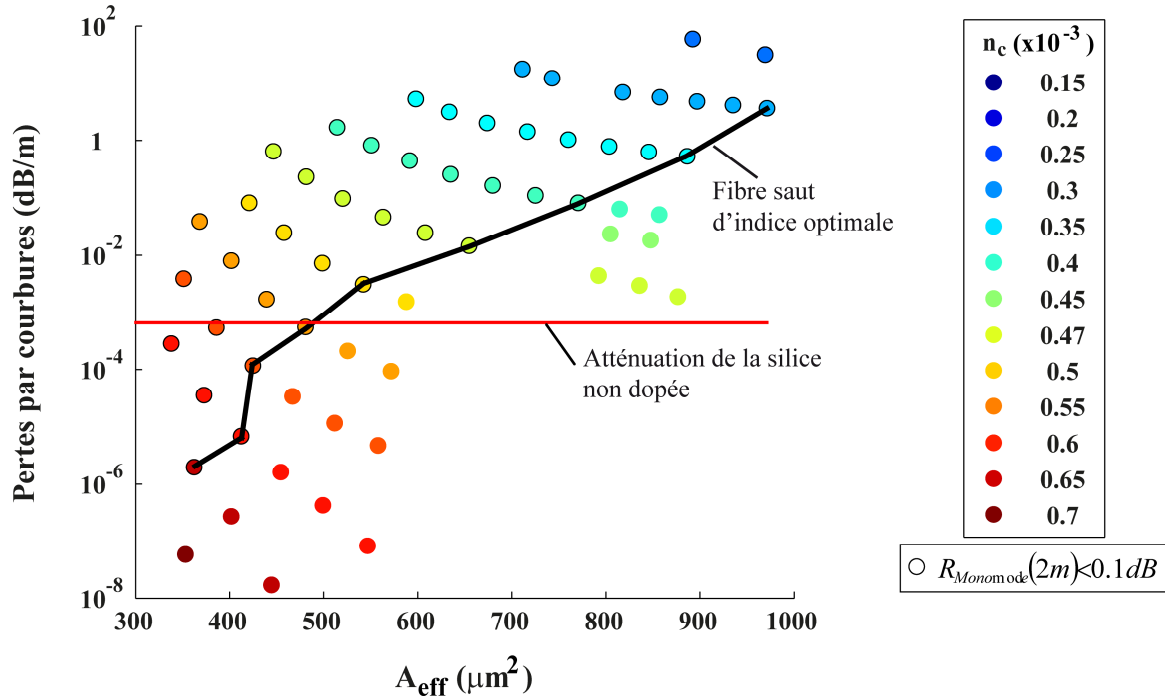


FIGURE 3.4 – Pertes par courbure du mode fondamental en fonction de son aire effective pour un rayon de courbure de 20cm et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour différents profils saut d'indice. Les points encadrés correspondent aux profils vérifiant  $R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1 \text{ dB}$ . La courbe noire représente les pertes par courbure minimales atteignables à une aire effective donnée, tout en vérifiant le critère de monomodalité défini en équation 3.2.

### Comparaison aux résultats de la littérature

Si l'on se limite à l'examen des deux premiers modes de cœur, sous l'hypothèse  $\alpha_{1H} \approx \alpha_{1V}$ , imposer la vérification du critère de l'équation (3.2) et du critère de faibles pertes par courbure est équivalent à imposer des pertes par courbure supérieures à  $\sim 10 \text{ dB/m}$  pour le mode  $LP_{11}$  et inférieures à  $0.1 \text{ dB/m}$  pour le mode fondamental pour un rayon de courbure  $R = 20 \text{ cm}$ . Ce dernier critère est identique à celui utilisé en référence [71] pour évaluer l'aire effective maximale atteignable dans une fibre à profil saut d'indice. Dans cette référence, l'aire effective maximale atteignable dans une fibre à saut d'indice vérifiant ce critère est de  $350\mu\text{m}^2$ , ce qui est beaucoup plus faible que la valeur déterminée ci-dessus ( $770\mu\text{m}^2$ ). Nous attribuons cette différence à deux raisons principales :

- l'absence de prise en compte, dans la référence [71], de l'impact sur le bilan de puissance de la levée de la dégénérescence du premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$  due à la courbure (détaillé ci-dessus) ;
- le fait que l'étude de la référence [71] se limite au cas des fibres ayant une ouverture numérique supérieure à 0.04 soit une différence d'indice cœur-gaine de  $\sim 0.6 \times 10^{-3}$ .

### 3.1.4 Influence des imperfections et des micro-courbures

La sensibilité des profils saut d'indice à la présence de micro-courbures et d'imperfections de fabrication est ensuite examinée. En première approximation, la capacité de la fibre à saut d'indice à garder une propagation monomode tout en supportant des micro-courbures et en contenant des imperfections de fabrication est d'autant plus grande que la différence  $\delta n_{eff}$  entre les indices effectifs des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  est grande (cf. section 1.3.2). La figure 3.5 présente cette différence telle que calculée par la méthode des éléments finis pour différentes fibres à profil saut d'indice courbées à un rayon de  $20cm$ . Cette figure révèle que pour une aire effective donnée, la différence entre les indices effectifs des deux modes est d'autant plus grande que la différence d'indice cœur-gaine est grande et donc que (cf. figure 3.4) la fibre est plus résistante aux courbures. Optimiser les pertes par macro-courbures d'une fibre à saut d'indice ayant une aire effective donnée revient donc à optimiser sa résistance aux micro-courbures et imperfections de fabrication.

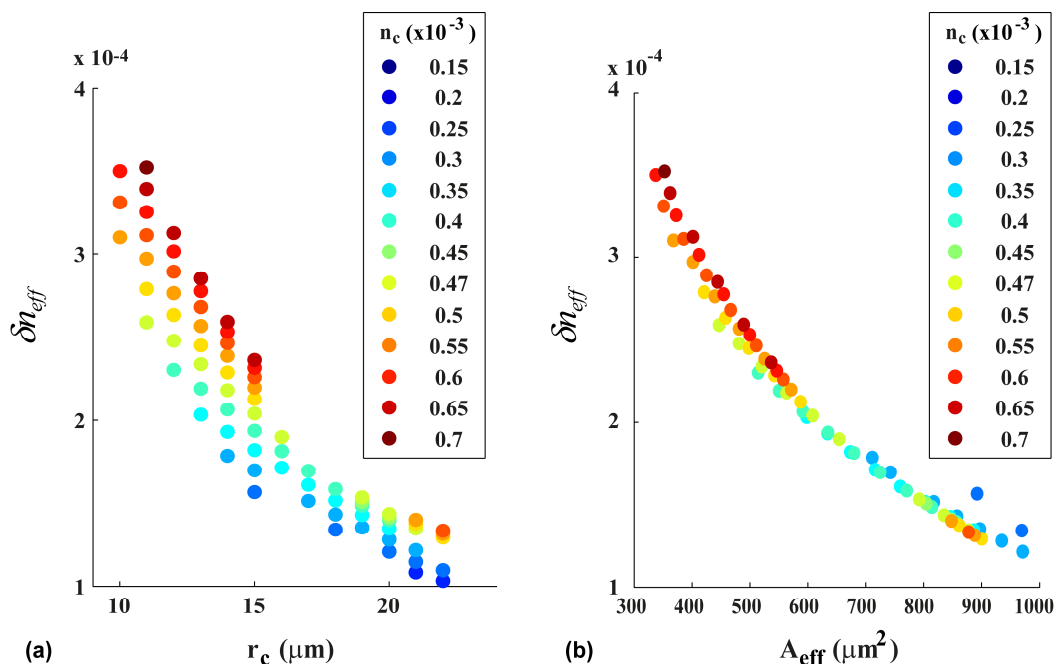


FIGURE 3.5 – Différence entre les indices effectifs des modes  $LP_{11}^H$  et  $LP_{01}$ , à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$ , pour différents profils saut d'indice courbés à un rayon de  $20cm$  en fonction du rayon de cœur (a) et en fonction de l'aire effective (b).

## 3.2 Étude expérimentale des fibres à saut d'indice à grande aire effective

Dans la section précédente, les performances de la solution saut d'indice pour le transport de fortes puissances ont été numériquement étudiées. Dans cette section, la faisabilité expérimentale des fibres à saut d'indice à grande aire effective est examinée.

Tout d'abord, une fibre à saut d'indice à grande aire effective a été réalisée par le procédé PCVD. Le profil visé présente un cœur de  $14.7\mu m$  de rayon et une différence d'indice cœur-gaine de  $0.54 \times 10^{-3}$ . Ce profil présente, en théorie, une aire effective de  $578\mu m^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu m$  lorsqu'il est courbé à un rayon de  $20cm$  et respecte les critères de faibles pertes par courbure et de monomodalité définis en section 3.1.1. Le spectre de pertes par courbure du mode fondamental pour différents rayons de courbures, tel que calculé par la méthode des éléments finis est présenté en figure 3.6.

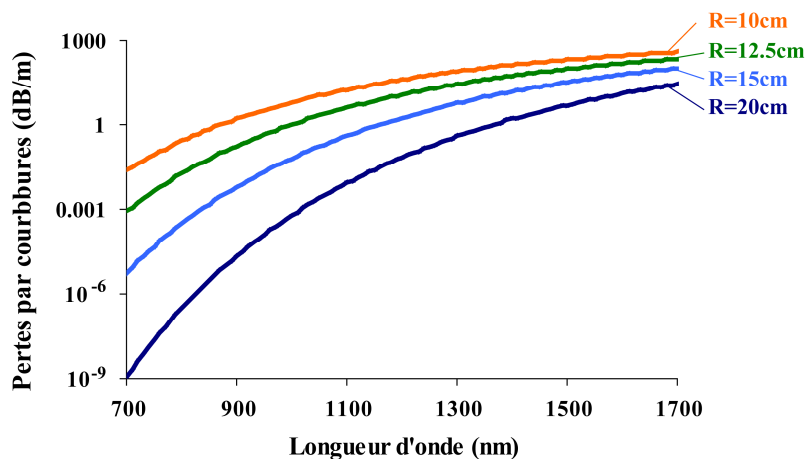


FIGURE 3.6 – Pertes par courbure du mode fondamental du profil idéal visé telles que calculées pour différents rayons de courbure  $R$  par la méthode des éléments finis.

Le profil réalisé par le procédé PCVD est présenté en figure 3.7, son diamètre externe est de  $170\mu\text{m}$ . Une dépression d'indice, due au fibrage (cf. section 2.2.3), apparaît dans le tube.

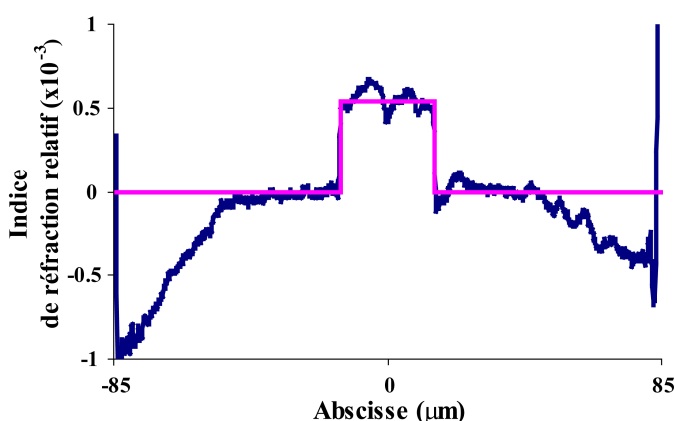


FIGURE 3.7 – Mesure du profil d'indice de la fibre réalisée par la technique du champ proche réfracté (courbe bleue) et profil idéal visé (courbe rose) indiquant une forte dépression d'indice à l'extérieur de la gaine introduite lors du fibrage.

Les pertes par courbure de cet échantillon ont été mesurées en suivant le protocole détaillé en section 2.3.1 et sont présentées en figure 3.8. Un échantillon de  $5\text{m}$  de fibre a été utilisé et pour chaque rayon de courbure, quatre tours ont été effectués. Le spectre de transmission obtenu pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  a été utilisé comme référence et les pertes par courbure ont été déterminées par différence entre les spectres obtenus pour les plus petits rayons et ce spectre de transmission. Afin de comparer les résultats expérimentaux avec les résultats issus de la modélisation, nous avons tracé en figure 3.8.(b), la différence entre les pertes par courbure prédites numériquement pour un rayon de  $15\text{cm}$  et un rayon de  $20\text{cm}$ . Ce tracé révèle une importante différence entre prévisions numériques et mesures expérimentales (cf. figure 3.8.(b)). Ceci est dû à la dépression d'indice induite dans la gaine par le fibrage. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice à grande aire effective, cette dépression d'indice ne peut être négligée à cause de la très faible différence d'indice cœur-gaine.

En conclusion, bien que d'un principe très simple, les profils saut d'indice à grande aire effective sont difficiles à réaliser, à cause des très faibles différences d'indice qu'elles présentent. Même une très

faible variation de leur profil d'indice génère des différences importantes sur leurs propriétés optiques. La réalisation de ces fibres nécessite donc un contrôle très fin de leur fabrication. Pour atteindre un profil donné, de nombreux essais de profils doivent donc être réalisés.

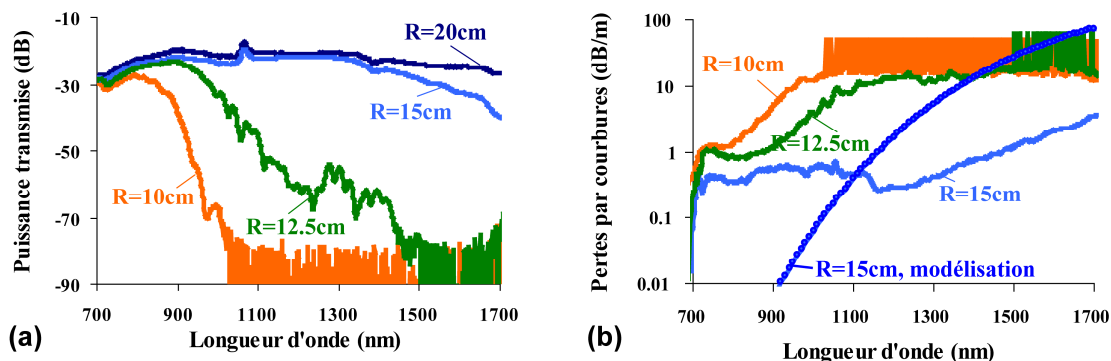


FIGURE 3.8 – (a) Mesures du spectre de transmission, pour différents rayons de courbures, d'un échantillon de 5m de la fibre à profil saut d'indice étudiée. Mesures des pertes par courbure telles que déduites en utilisant comme référence la mesure du spectre de transmission obtenu pour un rayon de courbure de 20cm.

### 3.3 Conclusion

Après avoir établi un critère d'éligibilité pour les fibres destinées au transport de fortes puissances (en se basant sur les critères de la littérature), nous avons numériquement examiné le cas des fibres à saut d'indice à l'aide des outils présentés au chapitre précédent. Deux limitations de la solution saut d'indice émanent de leur évaluation numérique. Premièrement, l'aire effective maximale atteignable dans une fibre vérifiant les critères d'éligibilité choisis est de  $770\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Deuxièmement, à partir d'une aire effective de  $420\mu\text{m}^2$ , les pertes par courbure du mode fondamental pour un rayon de courbure de 20cm ne sont plus négligeables devant l'atténuation de la silice.

Une première réalisation expérimentale d'une fibre à saut d'indice à très faible différence d'indice cœur-gaine, a mis en évidence la difficulté de fabrication de tels profils. La réalisation d'un profil précis permettant d'offrir une grande aire effective et une sortie monomode pour le mode fondamental nécessite un grand nombre d'essais expérimentaux.

Nos travaux se sont focalisés sur la détermination de la possibilité ou non des fibres de Bragg à dépasser les limitations théoriques des fibres à saut d'indice. Le nombre de paramètres opto-géométriques d'une fibre de Bragg étant important, nous avons choisi une approche analytique présentée dans les deux chapitres suivants.

## Chapitre 4

# Fenêtres de transmission des fibres de Bragg

A l'instar du spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg plan, le spectre de pertes de guidage des modes de cœur d'une fibre de Bragg est constitué d'intervalles de faibles pertes séparées par des zones de fortes pertes (cf. section 1.2.2). Ces intervalles sont appelés *fenêtres de transmission* et définissent les longueurs d'onde pour lesquelles la fibre est utilisable. Dans ce chapitre, nos travaux sur la prévision de la délimitation des fenêtres de transmission sont présentés. Une analyse théorique des fibres de Bragg par la théorie des perturbations et des modes couplés est tout d'abord détaillée. Cette analyse est à la base de notre étude analytique du comportement des fibres de Bragg.

Après une présentation et une analyse des modèles analytiques de l'état de l'art prédisant la délimitation des fenêtres de transmission, nous montrons qu'ils consistent tous à effectuer une approximation asymptotique du champ dans la gaine. Tous ces modèles analytiques ont été développés dans le contexte de fibres de Bragg présentant de grandes différences d'indice dans leur gaine (supérieures à 0.4).

Dans le cas des fibres à faibles contrastes d'indice, la lecture de la littérature révèle une apparente contradiction entre les prévisions de ces modèles analytiques et les résultats numériques et expérimentaux. En effet, ces modèles aboutissent à l'existence d'une bande interdite photonique de la gaine cylindrique correspondant à la fenêtre de transmission des modes de cœur, alors que les résultats numériques et expérimentaux sur les fibres à faibles contrastes d'indice indiquent l'existence de modes d'anneaux dont les indices effectifs sont situés à l'intérieur des fenêtres de transmission des modes de cœur [98, 126]. La bande interdite photonique de la gaine étant, par définition, l'absence de modes de gaine, la précision des modèles de l'état de l'art est ainsi remise en question dans le cas des faibles contrastes d'indice. Cette contradiction ainsi que la validité des modèles analytiques de la littérature pour le cas des faibles contrastes d'indice sont examinées dans une dernière partie.

### 4.1 Étude préparatoire théorique : perturbations et modes couplés

L'objectif de cette section est de présenter une analyse théorique de la forme du spectre de pertes de guidage des fibres de Bragg. La figure 4.1 en présente un exemple pour le mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg. Dans cet exemple, des pics de fortes pertes localisés autour de longueurs d'onde précises (notées  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ) sont observés. Les intervalles de longueurs d'onde délimités par ces pics sont appelées fenêtres de transmission.

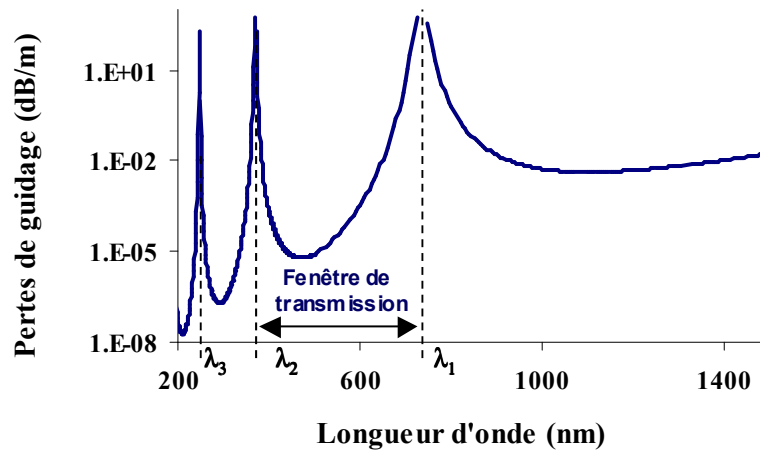


FIGURE 4.1 – Spectre de pertes de guidage du mode fondamental  $HE_{11}$  de cœur d'une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 1.4\mu m, n_1 = 1.4738, l_2 = 11\mu m, n_2 = n_c]$ , cinq niveaux de gaine (trois anneaux de haut indice et deux anneaux de bas indice), tel que calculé par la méthode matricielle. Les notations utilisées pour définir les paramètres de la fibre de Bragg sont explicitées en figure 4.2.

Les considérations théoriques de cette section développées pour expliquer la forme du spectre des pertes de guidage des fibres de Bragg vont servir de base à nos études présentées dans ce chapitre et dans les chapitres 5 et 6. Deux théories sont mises en jeu : la théorie des perturbations et la théorie des modes couplés. Dans le cadre de la première, la fibre de Bragg est vue comme un *antiguide* (guide à deux niveaux pour lequel l'indice de réfraction de la gaine est supérieur à celui du cœur, cf. figure 4.3) perturbé par l'ajout d'une micro-structuration dans la gaine. La deuxième, la théorie des modes couplés, est utilisée dans le cas particulier où les modes de cœur de la fibre de Bragg se couplent avec ceux pouvant s'établir dans la micro-structuration.

La modélisation d'un antiguide est tout d'abord exposée, puis le modèle de l'antiguide perturbé, puis le modèle des guides combinés et la théorie des modes couplés.

#### 4.1.1 Notations

Les notations utilisées dans ce chapitre sont identiques à celles présentées en section 1.1.2 et sont rappelées en figure 4.2. Dans la majorité des cas, la micro-structuration de la gaine est périodique et les caractéristiques des anneaux vérifient donc :  $(n_{2s+1} = n_1 \forall s \in \mathbb{N})$ ,  $(l_{2s+1} = l_1 \forall s \in \mathbb{N})$ ,  $(l_{2s} = l_2 \forall s \in \mathbb{N}^*)$  et  $(n_{2s} = n_2 \forall s \in \mathbb{N}^*)$ . Les anneaux d'indice de réfraction  $n_1$  (respectivement  $n_2$ ) sont appelés anneaux de type 1, (respectivement de type 2). Dans tout ce chapitre, le cas particulier où  $n_1 > n_2$ , qui est le plus fréquent dans la littérature, sera étudié sans perte de généralité.

#### 4.1.2 Élément fondamental : l'antiguide

L'un des éléments fondamentaux de l'étude théorique est l'*antiguide*. Un antiguide est constitué d'un cœur de rayon  $r_c$ , d'indice de réfraction  $n_c$  entouré d'une gaine homogène d'extension infinie dont l'indice de réfraction  $n_{out}$  est strictement supérieur à celui du cœur ( $n_c < n_{out}$ ) (cf. figure 4.3) :

Dans une telle structure, les indices effectifs des modes de cœur sont toujours inférieurs à l'indice de réfraction de la gaine externe. Les modes d'un antiguide sont donc toujours des modes à pertes et leurs indices effectifs sont donc complexes (cf. section 2.1.3).

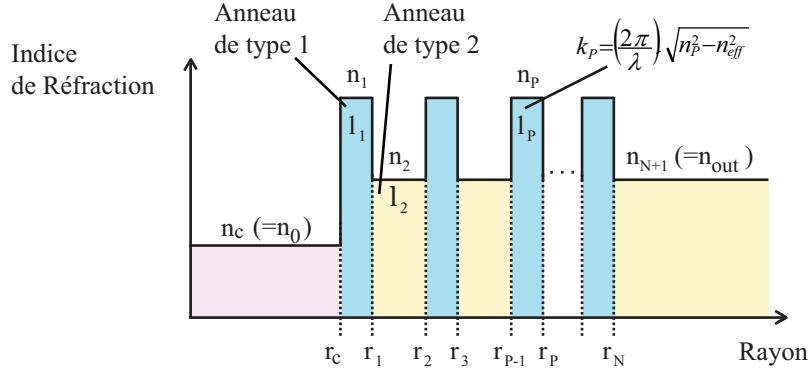


FIGURE 4.2 – Schéma d'une fibre de Bragg et notations utilisées (ces notations sont également valables pour les guides plans étudiés dans ce chapitre).

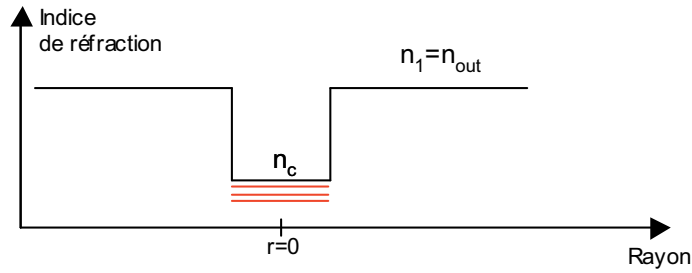


FIGURE 4.3 – Schéma d'un antiguide. Les valeurs des indices effectifs des modes pouvant se propager dans le cœur sont indiquées en rouge.

### Approximation d'un grand paramètre de guide

Par analogie avec les fibres à saut d'indice, la fréquence normalisée  $V$  (ou paramètre de guide) peut être définie, pour chaque longueur d'onde  $\lambda$  étudiée, suivant l'équation :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_{\text{out}}^2 - n_c^2} \quad (4.1)$$

Dans l'approximation d'un paramètre de guide  $V$  grand devant 1, il est possible de démontrer, par calculs analytiques, que la partie réelle  $n_{\text{eff}}^r$  de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  des modes de cœur de nombre azimutal  $\nu$  et d'ordre  $\mu$  vérifient la formule [89, 127] :

$$\frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2} = \begin{cases} u_{\nu-1,\mu}, & \text{si mode } HE_{\nu,\mu}, TE_{0,\mu}, TM_{0,\mu} \\ u_{\nu+1,\mu}, & \text{si mode } EH_{\nu,\mu} \end{cases} \quad (4.2)$$

avec  $u_{l,\mu}$  la  $\mu$ -ième racine de la fonction de Bessel  $J_l$ .

Une condition supplémentaire pour la précision de cette formule (qui permet de déterminer  $n_{\text{eff}}^r$ ) est que  $n_{\text{eff}}^r$  soit proche de l'indice du cœur [89], c'est à dire que l'ordre du mode soit faible.

Sous les mêmes hypothèses, la partie imaginaire  $n_{\text{eff}}^i$  des modes de cœur HE, TE et TM est prédite, par calculs analytiques, par [128]<sup>1</sup> :

1. Il y a en fait une coquille dans la référence [128], dans laquelle  $u_{\nu,\mu}$  est indiqué à la place de  $u_{\nu-1,\mu}$ .

$$n_{\text{eff}}^i = d \cdot \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{u_{v-1,\mu}^2}{n_c r_c^3 \sqrt{\left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_{\text{out}}^2 - n_c^2) + \frac{u_{v-1,\mu}^2}{r_c^2}}} \quad (4.3)$$

avec

$$d = \begin{cases} 1, & \text{si mode } TE_{0,\mu} \end{cases} \quad (4.4)$$

$$d = \begin{cases} 1, & \text{si mode } TE_{0,\mu} \\ \frac{n_{\text{out}}^2}{n_c^2}, & \text{si mode } TM_{0,\mu} \\ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{n_{\text{out}}^2}{n_c^2} \right) & \text{si mode } HE_{v,\mu} \text{ ou } EH_{v,\mu} \end{cases}$$

La partie imaginaire des modes EH est elle prédite par l'équation 4.3, dans laquelle la quantité  $u_{v-1,\mu}$  est remplacé par la quantité  $u_{v+1,\mu}$ . Une fois l'indice effectif déterminé, les composantes du champ électromagnétique des modes de cœur peuvent être calculées [89]. Ce calcul révèle alors que les modes de cœur hybrides (HE ou EH) d'un antiguide ont une faible composante longitudinale devant leurs composantes transverses et peuvent donc être considérés, en première approximation, comme transverses, comme le sont les modes *TE* et *TM*.

La formule (4.2) et les propriétés des racines des fonctions de Bessel indiquent que le mode fondamental d'un antiguide (qui, par définition, est le mode présentant le plus grand  $n_{\text{eff}}^r$ ) est le mode  $HE_{11}$ . De plus, d'après la formule (4.2), les modes d'ordre supérieur sont répartis par groupes de deux ou quates modes présentant un indice effectif de même partie réelle. Le groupe qui présente le plus grand  $n_{\text{eff}}^r$  est appelé premier groupe et est constitué des modes :  $[TE_{0,1}, TM_{0,1}, HE_{2,1}(\times 2)]$ . Les groupes suivants (présentant une partie réelle  $n_{\text{eff}}^r$  plus faible que dans le cas du premier groupe) s'écrivent :  $[HE_{v-1,\mu}(\times 2), HE_{v+1,\mu}(\times 2)]$  et  $[TE_{0,\mu}, TM_{0,\mu}, HE_{2,\mu}(\times 2), \mu > 1]$ . (cf. formule (4.2)). Dans le cas général, les modes d'un groupe d'ordre supérieur ne sont pas dégénérés, car, selon la formule (4.3), ils diffèrent par leur partie imaginaire de leur indice effectif. La figure 4.4.(a) illustre cette propriété pour le premier groupe de modes de cœur d'ordre supérieur d'un antiguide de caractéristiques :  $[r_c = 10\mu m, n_c = 1, n_{\text{out}} = 1.45]$ .

#### Cas d'un antiguides à faible contraste d'indice : modes polarisés linéairement ( $LP_{lm}$ )

Dans ce paragraphe, le cas d'un antiguide à faible contraste d'indice (c'est à dire pouvant être réalisé avec les procédés de fabrication des fibres pour les télécommunications standard tel que le PCVD) est examiné. Nous évaluons à  $50 \times 10^{-3}$ , la différence d'indice maximale pouvant être rencontrée dans ces guides.

Pour les antiguides à faible contraste d'indice, à une longueur d'onde de  $1.06\mu m$ , le paramètre de guide  $V$  ( $V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_{\text{out}}^2 - n_c^2}$ ) est supérieur à 10 et peut donc être considéré comme grand devant 1 si la différence d'indice est supérieur à  $10 \times 10^{-3}$  et le rayon de cœur supérieur à  $10\mu m$ . Les formules (4.2), (4.3) et (4.4) peuvent alors être utilisées pour sa modélisation.

Le paramètre  $d$  de la formule (4.2) peut alors être considéré comme égal à 1 quelque soit la polarisation du mode étudié. En effet, si la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est inférieure à  $50 \times 10^{-3}$ , alors la quantité  $(1 - d)$  est inférieure à  $7 \times 10^{-2}$ . D'après les équations (4.2)



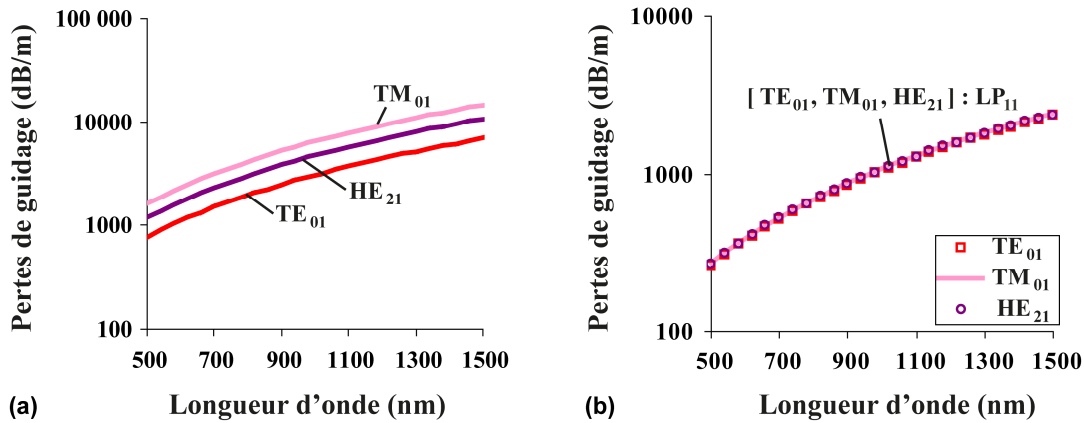


FIGURE 4.4 – Pertes de guidage du premier groupe de modes d'ordre supérieur d'un antiguide à grand contraste d'indice de caractéristiques :  $[r_c = 10\mu\text{m}, n_c = 1, n_{out} = 1.45]$  (a), et à faible contraste d'indice de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, n_{out} = 1.4738]$  (b), telles que prédites par la formule (4.3). À la différence du cas d'un grand contraste d'indice, dans le cas d'un faible contraste d'indice les modes d'ordre supérieur du premier groupe sont dégénérés et forment le mode  $LP_{11}$ .

et (4.3), les modes d'ordre supérieur qui ont une même partie réelle d'indice effectif, présentent également, approximativement, une même partie imaginaire d'indice effectif. Les modes d'ordre supérieur sont donc, approximativement, dégénérés à l'intérieur d'un même groupe. La figure 4.4.(b) illustre cette propriété pour le premier groupe de modes de cœur d'ordre supérieur d'un antiguide de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, n_1 = 1.4738]$ .

Les groupes de modes d'ordre supérieur dégénérés :  $[HE_{l-1,m}(\times 2), HE_{l+1,m}(\times 2)]$  et  $[TE_{0,m}, TM_{0,m}, HE_{2,m}(\times 2)]$  sont exactement identiques à ceux obtenus dans le cas des fibres à faibles contrastes d'indice à guidage par réflexion totale interne (cf. Annexe C). Pour ces fibres, l'approximation de modes transverses quelle que soit leur polarisation, ajoutée à l'hypothèse d'une dégénérescence des modes à l'intérieur d'un même groupe mène à la construction d'une nouvelle base de modes, polarisés linéairement et notés  $LP_{lm}$ . Les modes de cœur d'ordre supérieur d'un antiguide à grand paramètre de guide pouvant également être considérés comme transverses, ils peuvent être décrits, dans le cas d'un faible contraste d'indice, à l'aide de la même base de modes polarisés linéairement ( $LP_{lm}$ ) que dans le cas des fibres à guidage par réflexion totale interne. Les correspondances entre les modes de chacune des deux bases, sont les mêmes que dans le cas de guidage par réflexion totale interne et sont indiquées en Annexe C.

Remarquons enfin que, selon cette analyse, le mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'un antiguide présente une répartition spatiale du champ électromagnétique similaire à celle qui serait obtenue dans le cas de fibres à guidage par réflexion totale interne et peut être considéré comme transverse [89]. Ce mode est donc linéairement polarisé et peut être noté  $LP_{01}$  [15, 89].

### Comparaison entre l'antiguide et la fibre de Bragg

Pour une fibre de Bragg donnée, on peut définir un *antiguide équivalent* à cette fibre. Cet antiguide a même rayon  $r_c$  et même indice de réfraction  $n_c$  que celui de la fibre de Bragg étudiée et une gaine externe de même indice que celui du premier anneau ( $n_{out} = n_1$ ). La figure 4.5 présente la courbe de dispersion<sup>2</sup> (a) et le spectre de pertes de guidage (d) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'une fibre de Bragg et de

2. La courbe de dispersion d'un mode donné correspond au tracé de l'évolution de la partie réelle de l'indice effectif de ce mode en fonction de la longueur d'onde, cf. section 1.3.4.

l'antiguide équivalent associés tels que calculés par la méthode matricielle.

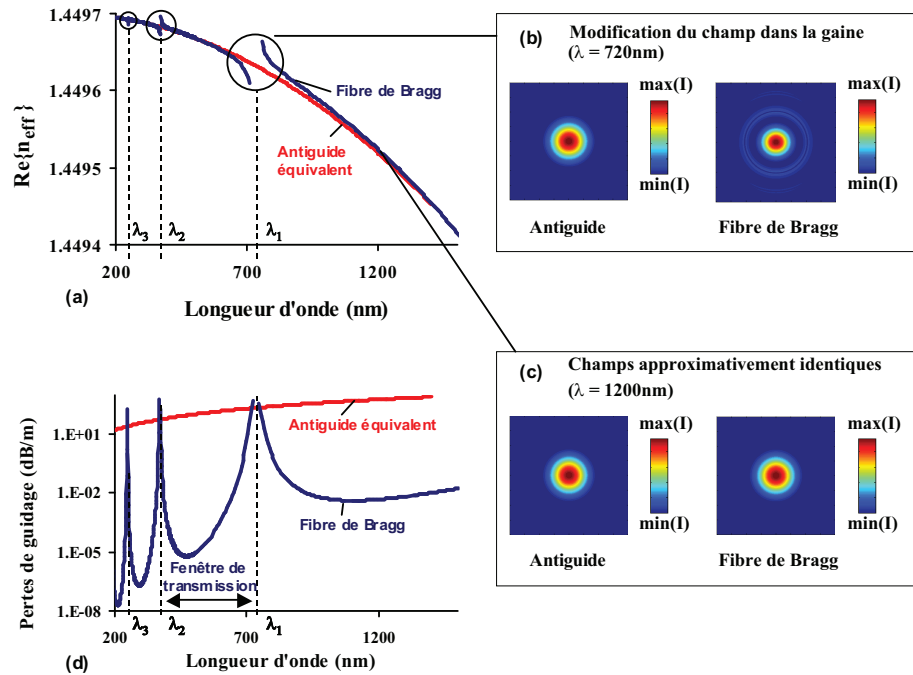


FIGURE 4.5 – Courbe de dispersion (a) et spectre de pertes de guidage (d) du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, l_1 = 1.4\mu\text{m}, n_1 = 1.4738, l_2 = 11\mu\text{m}, n_2 = n_c]$ , ayant cinq niveaux de gaine (trois anneaux de haut indice et deux anneaux de bas indice) et de l'antiguide équivalent à cette fibre. Profil d'intensité du mode fondamental des deux fibres lorsque leurs indices effectifs sont différents (b) et presque identiques (c). (Calculs effectués par la méthode matricielle).

Cette figure révèle que :

1. à l'intérieur des fenêtres de transmission, les indices effectifs et les répartitions d'intensité du mode fondamental des deux guides sont très proches, et les pertes de guidage sont plus faibles dans le cas de la fibre de Bragg que dans le cas de l'antiguide ;
2. au voisinage des longueurs d'onde limitant les fenêtres de transmission, (notées  $\lambda_1, \lambda_2$  et  $\lambda_3$ ), les indices effectifs et les répartitions d'intensité du mode fondamental des deux guides sont très différents et les pertes de guidage sont plus fortes dans le cas de la fibre de Bragg.

Nous expliquons ci-après ces deux observations en commençant par la première.

#### 4.1.3 Intérieur des fenêtres de transmission : modèle de l'antiguide perturbé

Dans le but d'expliquer, en théorie, les observations de la figure 4.5 concernant l'intérieur de la fenêtre de transmission, nous traitons la fibre de Bragg par la théorie des perturbations. En première approximation, une fibre de Bragg peut être vue comme l'antiguide équivalent perturbé par l'ajout d'une micro-structuration dans la gaine [128, 129] (cf. figure 4.6).

Si l'on se place dans l'approximation d'un grand paramètre de guide, les modes de l'antiguide sont scalaires. Nous supposons que la perturbation n'implique pas de modification de cette propriété. Cette perturbation est, de plus, à symétrie cylindrique et invariante par translation selon l'axe de la fibre. La théorie scalaire des perturbations à symétrie cylindrique invariante par translation (présentée en référence [15]) peut donc être utilisée pour étudier les fibres de Bragg à grand paramètre de guide.

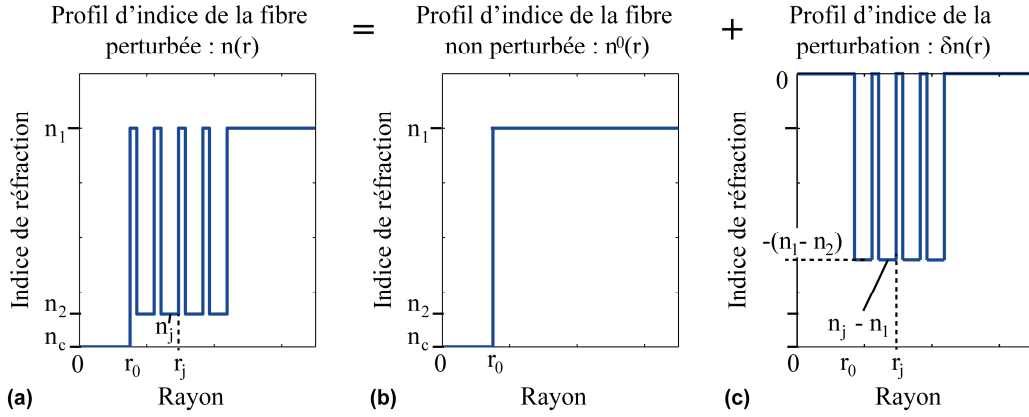


FIGURE 4.6 – Schéma du modèle de l'antiguide perturbé indiquant le profil de Bragg initial (a), le profil de l'antiguide équivalent correspondant (b) et le profil de la perturbation induite par l'ajout de la micro-structuration dans la gaine de l'antiguide (c).

La constante de propagation d'un mode de la fibre perturbée  $\beta$  peut alors être déduite de la constante de propagation de la fibre  $\beta_0$  non perturbée selon la formule [15] :

$$\beta^2 - \beta_0^2 = \frac{2\pi^2}{\lambda} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} (n^2 - n_0^2) \Psi \Psi_0^* r dr d\theta \bigg/ \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \Psi \Psi_0^* r dr d\theta \quad (4.5)$$

Dans cette formule,  $(\Psi, n)$  et  $(\Psi_0, n_0)$  sont les champs magnétiques ou électriques transverses et les indices de réfraction des fibres perturbées et non perturbées respectivement,  $\beta$  et  $\beta_0$  sont les constantes de propagation associées à  $\Psi$  et  $\Psi_0$  respectivement,  $(r, \theta, z)$  sont les coordonnées associées à un repère cylindrique dont l'axe est confondu avec l'axe de la fibre.

L'ajout d'une micro-structuration dans la gaine de l'antiguide se traduit par un changement d'indice de réfraction constant par morceaux (cf. figure 4.6.(c)) donné par :

$$n(r) = n_0(r) + \delta n(r), \quad (4.6)$$

avec

$$\delta n(r) = n_i - n_1, \text{ si } r_{i-1} < r < r_i. \quad (4.7)$$

En considérant, qu'en première approximation, la répartition transverse du champ électromagnétique  $\Psi$  n'est pas modifiée par l'ajout de la perturbation ( $\Psi = \Psi_0$ ), et en supposant que la perturbation est suffisamment faible pour limiter les calculs au premier ordre en  $\delta n$ , l'équation (4.5) se ré-écrit [15] :

$$n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^0 + \sum_{j=1}^N \eta_P^j (n_j - n_1). \quad (4.8)$$

Dans cette équation,  $n_{\text{eff}}$  et  $n_{\text{eff}}^0$  sont les indices effectifs des modes de la fibre perturbée et non perturbée respectivement.  $\eta_P^j$  est la fraction de puissance du mode de la fibre non perturbée, se propageant dans la section transverse  $A_j$  de l'anneau  $j$  et est définie par :

$$\eta_P^j = \int \int_{A_j} \Psi \Psi^* r dr d\theta \bigg/ \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \Psi \Psi^* r dr d\theta \quad (4.9)$$

Il est important de noter que, dans le cas de modes à pertes, les intégrales mises en jeu dans ces équations doivent être évaluées par le procédé présenté en référence [15], afin d'éviter d'obtenir des résultats faux ou des intégrales divergentes.

L'ajout de la micro-structuration s'effectue dans la gaine de l'antiguide et intervient donc dans une zone où l'amplitude du champ est faible. La fraction de puissance  $\eta_p$  est donc faible. D'après (4.8), l'indice effectif d'un mode de cœur donné est donc faiblement modifié par l'ajout de la micro-structuration. Il en résulte que la partie réelle de l'indice effectif (qui est de l'ordre de l'unité) peut être considérée comme inchangée par l'ajout de la micro-structuration [128, 129]. En revanche, même pour de très fortes pertes, la partie imaginaire de l'indice effectif est faible (de l'ordre de  $2 \times 10^{-6}$  pour des pertes de  $100\text{dB}/m$ ), et bien que faible, la quantité  $\eta_p \delta n$  produit un changement significatif sur sa valeur. L'ajout de la micro-structuration agit donc, en première approximation, uniquement sur la valeur des pertes de guidage d'un mode donné.

Ceci explique le comportement observé en figure 4.5, à l'intérieur des fenêtres de transmission, pour le mode fondamental de cœur de la fibre de Bragg et de l'antiguide équivalent (propriété (1))<sup>3</sup>. Le phénomène intervenant aux limites des fenêtres de transmission (propriété (2)) est analysé en section suivante.

#### 4.1.4 Limites des fenêtres de transmission : théorie des modes couplés

Dans ce paragraphe, le phénomène intervenant au voisinage des longueurs d'onde limitant les fenêtres de transmission d'une fibre de Bragg est analysé (propriété (2)). Le fait qu'un couplage de modes ait lieu au voisinage de ces longueurs d'onde est tout d'abord expliqué, puis les propriétés de ce phénomène sont analysées par le modèle des guides combinés et la théorie des modes couplés.

##### Présence d'un phénomène de couplage

La théorie des perturbations développée à la section précédente ne peut être appliquée au voisinage des longueurs d'onde limitant les fenêtres de transmission. En effet, cette théorie se base sur l'hypothèse que le champ électromagnétique des modes de cœur n'est pas modifié par l'ajout de la perturbation ( $\Psi = \Psi_0$ ). Or, le tracé du profil du champ révèle une importante différence entre le mode de cœur de l'antiguide et le mode de cœur de la fibre de Bragg (cf. figure 4.5.(b)). Dans le cas de la fibre de Bragg, une part importante d'énergie apparaît dans les anneaux de haut indice de la fibre de Bragg. Ce phénomène peut être interprété en termes de couplages entre le mode de cœur et les modes d'anneaux [130]. Au voisinage des limites des fenêtres de transmission, des modes d'anneaux admettent un indice effectif très proche de celui du mode fondamental de cœur et un couplage se produit alors entre ces modes [130].

Il est intéressant de noter que la première interprétation de ce phénomène, en termes de couplages de modes [130], n'a été faite que très tardivement (presque 40 ans après la première introduction théorique des fibres de Bragg). Auparavant, ce phénomène était compris en termes de « résonances » [131], ou d'absence de réflectivité de la gaine [28]. Ceci est probablement dû au fait que les modes mis en jeu sont des modes à pertes, dont les propriétés de couplage sont différentes de celles, largement connues, des modes guidés [105–107]. Nous les détaillons dans les paragraphes suivants.

##### Les fibres de Bragg vues comme une combinaison de guides

L'interprétation d'un phénomène en termes de couplage de modes nécessite la décomposition du guide en guides élémentaires. Les fibres de Bragg peuvent être vues comme une combinaison de guides

3. Notons que la diminution des pertes réalisée à l'intérieur des fenêtres de transmission grâce à l'ajout de la micro-structuration n'est pas expliquée dans cette section. Seul le fait que cet ajout induit une modification des pertes est démontré. L'impact de cet ajout sur la valeur des pertes sera examiné analytiquement au chapitre 5.

élémentaires de trois types différents : un antiguide, des anneaux de haut indice et des anneaux de bas indice [132]. Les modes d'anneaux de haut indice (anneaux de type 1) peuvent être guidés par réflexion totale interne (si  $Re\{n_{\text{eff}}\} > n_{\text{out}}$ ) ou frustrée (si  $Re\{n_{\text{eff}}\} < n_{\text{out}}$ ) (cf. figure 4.7.(a)). Les modes d'anneaux de bas indice (anneaux de type 2) sont guidés par un phénomène de résonance (guidage du même type que celui d'un antiguide) (cf. figure 4.7.(b)). Lorsque l'on étudie une fibre de Bragg, on appelle *mode d'anneaux*, un mode pour lequel la plus grande proportion d'énergie est située dans un ou plusieurs anneaux. Les modes des guides élémentaires sont amenés à se coupler lorsque leurs indices effectifs sont proches [35, 98, 130]. Le cas d'un couplage entre des modes d'anneaux est tout d'abord examiné, puis le cas d'un couplage entre un mode de cœur et un unique mode d'anneaux est détaillé. Enfin, le cas de couplages entre un mode de cœur et plusieurs modes d'anneaux est présenté.

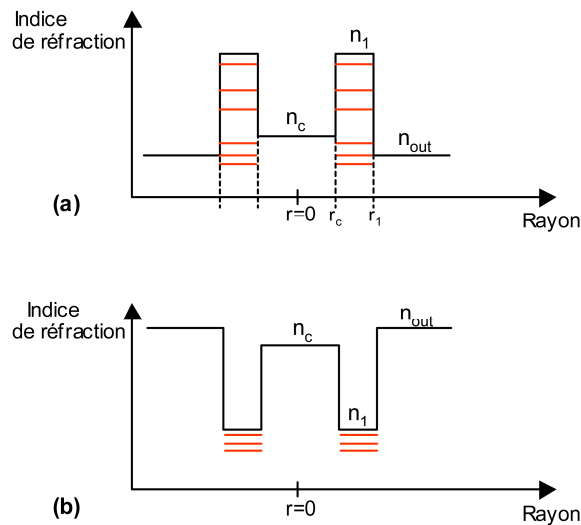


FIGURE 4.7 – Schéma des guides élémentaires constituant la gaine de Bragg et indication de la partie réelle des indices effectifs des modes pouvant se propager dans ces guides.

### Cas du couplage entre des modes d'anneaux

Le cas du couplage entre deux modes d'anneaux est tout d'abord étudié. La figure 4.8.(a-c) présente la courbe de dispersion des modes  $TE_{01}$  pour des guides contenant deux anneaux présentant différentes valeurs de l'espacement  $l_2$  entre ces anneaux, telle que calculée par la méthode matricielle. Les caractéristiques de ces guides sont :  $r_c = 20\mu\text{m}$ ,  $n_c = n_2 = 1.4497$ ,  $n_1 = 1.4697$ ,  $l_1 = 1.6\mu\text{m}$ , et  $l_2$  variable. Les courbes de dispersion du mode  $TE_{01}$  de chaque anneau pris isolément dans chacun des guides sont presque identiques et sont indiquées en noir<sup>4</sup>. Un espacement (« split ») entre les courbes de dispersion des modes couplés apparaît. Cet espacement indique une levée de dégénérescence. Cet espacement est d'autant plus grand que l'éloignement entre les anneaux est faible. Pour expliquer ce phénomène, nous utilisons le formalisme de la théorie des modes couplés.

Les indices effectifs modifiés des deux modes, en l'absence de couplage, sont notés  $n_{\text{eff}}^1$  et  $n_{\text{eff}}^2$ . Dans le cas général, ces indices effectifs modifiés sont différents des indices effectifs obtenus pour chacun des guides pris isolément. La modification de ces indices effectifs est due au changement des propriétés de guidage de chaque guide provoqué par la présence de l'autre guide, lorsque les couplages sont négligés.

4. Le fait que les courbes de dispersion du mode  $TE_{01}$  de chacun des anneaux pris isolément soient presque identiques provient du fait que, pour les caractéristiques choisies, l'analogie avec le guide planaire équivalent peut être effectuée pour ce mode. Cette propriété sera expliquée en détails à la section 4.2.2.

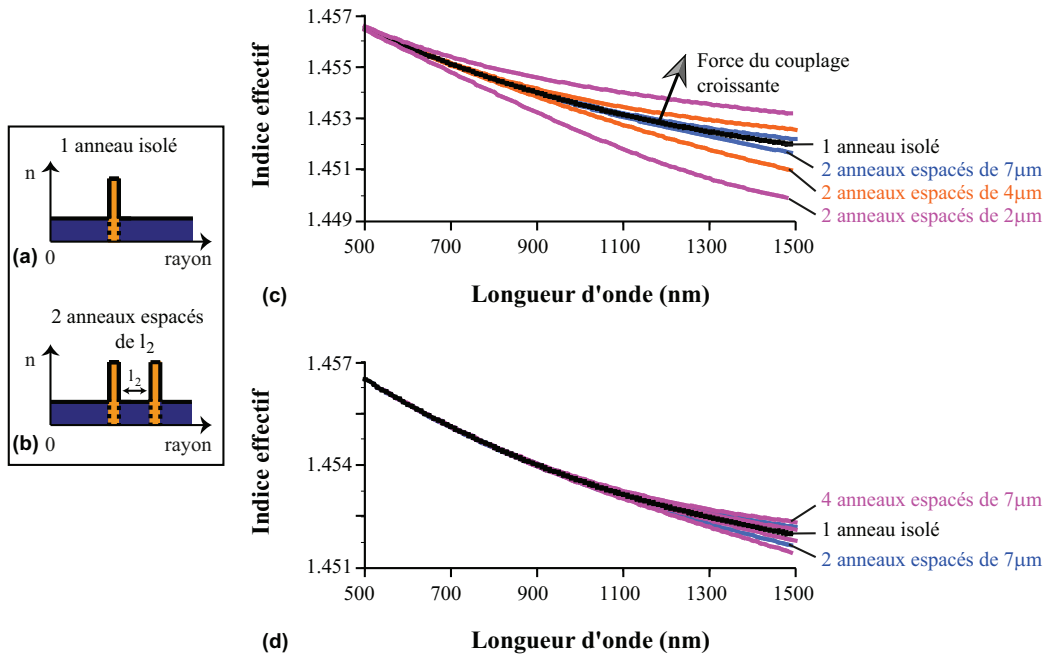


FIGURE 4.8 – Courbes de dispersion des modes  $TE_{01}$  d’anneaux de haut indice de guides de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = n_2 = 1.4497, n_1 = 1.4697, l_1 = 1.6\mu\text{m}]$  dans le cas d’une épaisseur  $l_2$  variable et d’un nombre d’anneaux de haut indice égal à deux (c) et dans le cas d’une épaisseur  $l_2 = 7\mu\text{m}$  et d’un nombre d’anneaux de haut indice égal à un, deux ou quatre (d). (Calculs réalisés avec la méthode matricielle).

Elle peut être évaluée par la théorie des perturbations. Le coefficient de couplage entre les deux modes est noté  $\kappa$ . Les indices effectifs des modes couplés résultants s’écrivent [13, 15, 133] :

$$n_{\text{eff}}^{\pm} = n_{\text{eff}}^{\text{moy}} \pm \sqrt{\delta^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \kappa^2} \quad (4.10)$$

$$\text{avec } n_{\text{eff}}^{\text{moy}} = \frac{n_{\text{eff}}^1 + n_{\text{eff}}^2}{2}, \delta = \frac{n_{\text{eff}}^1 - n_{\text{eff}}^2}{2}.$$

Dans le cas où les indices effectifs des deux modes modifiés sont identiques à toutes les longueurs d’onde d’étude (même courbe de dispersion pour les deux modes et même pertes de guidage), alors  $\delta = 0$  et  $n_{\text{eff}}^{\pm} = n_{\text{eff}}^{\text{moy}} \pm \frac{\lambda}{2\pi} \kappa$ . Il en résulte un espacement des indices effectifs des modes d’autant plus grand que le coefficient de couplage est grand. C’est le phénomène qui est observé en figure 4.8.(c) pour le cas particulier des modes  $TE_{01}$  des anneaux de haut indice.

Notons que ce phénomène a lieu quels que soient les modes considérés (guidés ou à pertes) du moment que la partie réelle et imaginaire de leurs indices effectifs sont identiques (cf. relation (4.10)).

Pour le cas d’un nombre d’anneaux supérieur à trois, nous nous limitons ici, à l’exposé des résultats d’un calcul numérique sur un cas particulier. La figure 4.8.(d) présente les courbes de dispersion des modes d’anneaux de haut indice lorsque l’espacement entre les anneaux  $l_2$  est de  $7\mu\text{m}$  dans le cas de guides constitués de deux anneaux et de quatre anneaux. On observe qu’il y a autant de modes se couplant que d’anneaux et que l’éloignement de leur courbe de dispersion par rapport à celle d’un mode d’anneau isolé est d’autant plus grand que le nombre de modes se couplant est grand.

### Cas du couplage entre un mode de cœur et un unique mode d'anneaux

Le cas du couplage entre un mode de cœur et un mode d'anneau est ensuite examiné. Dans ce cas, les indices effectifs des modes se couplant sont, en général, différents, mais leurs courbes de dispersion sont amenées à se croiser au voisinage d'une certaine longueur d'onde. À cette longueur d'onde (pour laquelle  $Re\{n_{\text{eff}}^1\} = Re\{n_{\text{eff}}^2\}$ ), l'équation suivante est vérifiée [133] :

$$\sqrt{\delta^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \kappa^2} = \sqrt{-\delta_i^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \kappa^2} \quad (4.11)$$

avec  $\delta_i = Im\{\delta\} = Im\{n_{\text{eff}}^1\} - Im\{n_{\text{eff}}^2\}$ .

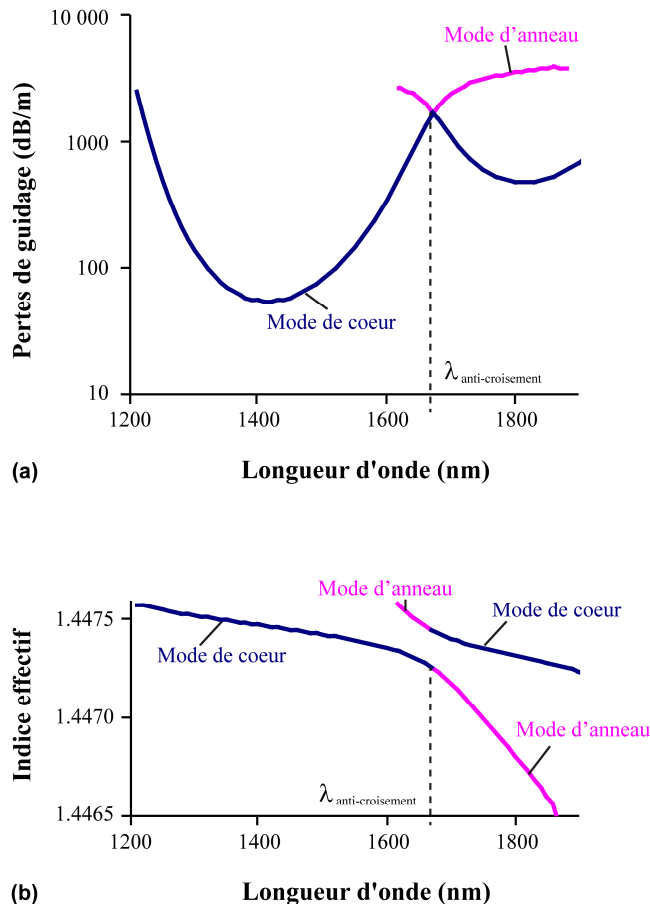


FIGURE 4.9 – Pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4477, n_1 = 1.4697, l_1 = 2.26\mu\text{m}, n_2 = 1.4497, l_2 = 10\mu\text{m}]$ , ayant sept niveaux dans la gaine (soit trois anneaux de haut indice). Une discontinuité de la partie réelle de l'indice effectif du mode de cœur est observée à la longueur d'onde d'anti-croisement  $\lambda_{\text{anti-croisement}}$ . À cette même longueur d'onde  $\lambda_{\text{anti-croisement}}$ , les modes couplés ont des pertes identiques. (Calculs réalisés avec la méthode matricielle).

Deux cas se présentent alors suivant la valeur respective du coefficient de couplage et de la différence des pertes des deux modes à cette longueur d'onde [133].

- Si le coefficient de couplage est grand devant la différence de pertes des modes, la quantité

$\sqrt{-\delta_i^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \kappa^2}$  est réelle [133]. Les parties réelles des indices effectifs des modes couplés sont

éloignées de celles des modes initiaux. Ce phénomène est appelé *anti-croisement* et est bien connu pour les modes guidés (qui entrent toujours dans ce cas de figure puisque, pour ces modes,  $\delta_i = 0$ ). Dans le cas de modes à pertes, d’après l’équation 4.10, les parties imaginaires des indices effectifs des modes couplés sont alors identiques et sont égales à la moyenne des parties imaginaires des deux modes initiaux :  $(\text{Im}\{n_{\text{eff}}^1\} + \text{Im}\{n_{\text{eff}}^2\}) / 2$ . La figure 4.9 illustre ce phénomène.

- Si le coefficient de couplage est faible devant la différence entre les pertes des modes, la quantité

$$\sqrt{-\delta_i^2 + \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \kappa^2}$$

est un imaginaire pur. Les deux modes couplés ont même partie réelle. Il n’y a alors pas anti-croisement mais croisement (cf. figure 4.10.(a)). Ce phénomène peut être compris qualitativement de la manière suivante : si l’un des modes présente des pertes très grandes devant celles de l’autre, alors toute l’énergie transférée depuis le mode à faibles pertes vers ce mode à très fortes pertes est immédiatement perdue et le couplage ne peut s’établir. Les parties imaginaires des modes couplés sont alors différentes et leur différence est d’autant plus grande que le couplage est faible. Notons que si, à la longueur d’onde de croisement, la partie réelle de l’indice effectif des modes n’est pas affectée par le couplage, il en va différemment pour les longueurs d’onde situées au voisinage du croisement (cf. figure 4.10.(b)).

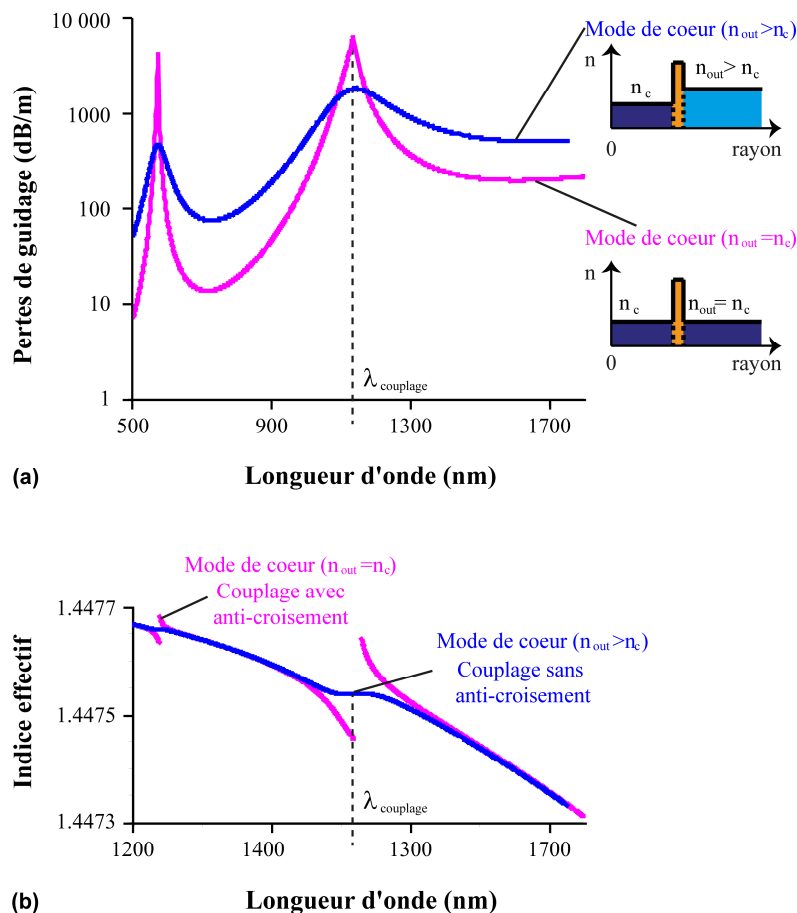


FIGURE 4.10 – Pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d’une fibre de Bragg constituée d’un anneau de haut indice de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4477, n_1 = 1.4697, l_1 = 2.26\mu\text{m}]$ , d’indice de réfraction  $n_2$  variable. Un anti-croisement est observé dans le cas  $n_2 = n_c$  à la longueur d’onde  $\lambda_{\text{couplage}}$ . Par contre, le mode fondamental de cœur subit un couplage sans anti-croisement à  $\lambda_{\text{couplage}}$  dans le cas où  $n_2 > n_c$ . (Calculs réalisés avec la méthode matricielle).



### Cas du couplage entre un mode de cœur et plusieurs modes d'anneaux

Les figures 4.9 et 4.10 ont été réalisées dans le cas de guides contenant un unique anneau. Dans le cas de guides constitués de plusieurs anneaux, les modes d'anneaux se couplent entre eux (cf. figure 4.8) ; ce qui implique un espacement de leurs courbes de dispersion plus ou moins grand suivant la force du couplage. Dans le cas d'un couplage très faible entre les modes d'anneaux, l'espacement entre les indices effectifs des modes d'anneaux est très faible et la limite de la fenêtre de transmission est concentrée sur un intervalle d'une largeur réduite. C'est ce qui est observé en figure 4.5, pour une fibre contenant cinq anneaux de haut indice très espacés ( $11\mu\text{m}$ ). Dans le cas d'un couplage important, les courbes de dispersion des modes d'anneaux sont significativement espacées, et les longueurs d'onde pour lesquelles un couplage est observé entre le mode de cœur et les modes d'anneaux se répartissent sur un intervalle d'une largeur relativement grande. La figure 4.11 qui présente le cas d'une fibre identique à celle traitée en figure 4.5, si ce n'est que l'espacement entre les anneaux de haut indice a été réduit de  $11\mu\text{m}$  à  $1\mu\text{m}$ , illustre cette propriété.

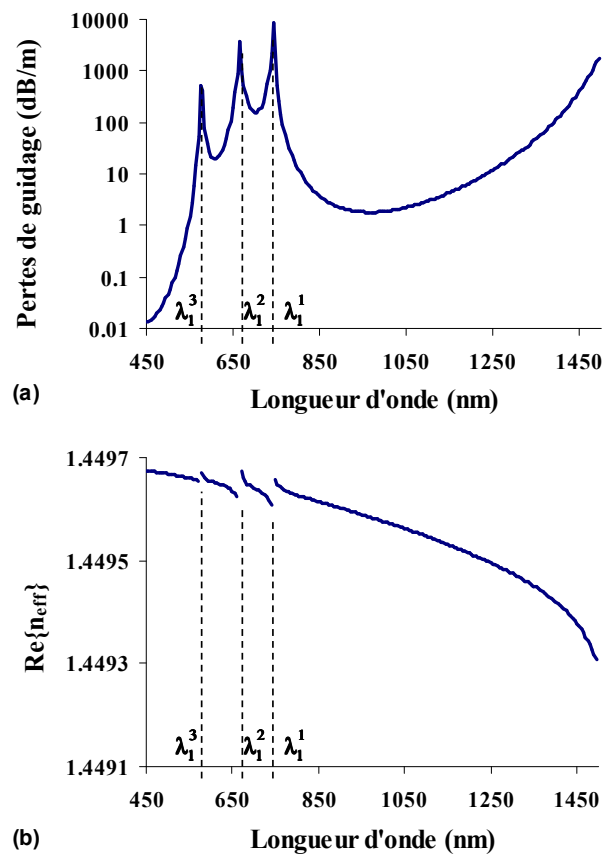


FIGURE 4.11 – Pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  d'une fibre de Bragg dont les anneaux de haut indice sont espacés de  $1\mu\text{m}$  uniquement, de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, l_1 = 1.4\mu\text{m}, n_1 = 1.4738, l_2 = 1\mu\text{m}, n_2 = n_c]$ , ayant cinq niveaux de gaine (soit trois anneaux de haut indice). Du fait du faible espacement des anneaux de haut indice entre eux, les modes d'anneaux sont fortement couplés entre eux, et leurs courbes de dispersion présentent un espacement non négligeable par rapport au cas où chaque anneau serait isolé. Il en résulte que l'intervalle dans lequel se répartissent les longueurs d'onde d'anti-croisement des trois modes d'anneaux avec le mode fondamental de cœur ( $\lambda_1^1, \lambda_1^2, \lambda_1^3$ ), est d'une largeur relativement grande ( $\sim 165\text{nm}$ ), à la différence du cas où les anneaux de haut indice sont très espacés dans lequel cet intervalle présente une largeur relativement faible ( $\sim 23\text{nm}$ , cf. figure 4.5). (Calculs effectués par la méthode matricielle).

#### 4.1.5 Conclusion

En conclusion, une fibre de Bragg peut être vue comme un antiguide perturbé par l'ajout d'une micro-structuration dans la gaine. En première approximation, la partie réelle de l'indice effectif des modes de cœur n'est pas affectée par cet ajout. En revanche, l'ajout de la gaine micro-structurée permet de diminuer de manière significative les pertes de guidage des modes de cœur dans certains intervalles de longueurs d'onde. Ces intervalles sont les fenêtres de transmission. Ces fenêtres sont délimitées par les longueurs d'onde auxquelles les modes de cœur et les modes de gaine se couplent. Ces couplages ayant lieu entre des modes à pertes, un anti-croisement n'est pas toujours observé à cette limite.

La prédiction analytique de la délimitation des fenêtres de transmission est une question fondamentale pour la modélisation des fibres de Bragg. Une revue de la littérature concernant cette question est présentée en section suivante.

## 4.2 Prédiction analytique des fenêtres de transmission

Les délimitations des fenêtres de transmission peuvent être déduites des courbes de dispersion des modes de cœur et de gaine et de la prévision de leurs croisements. Il existe deux modèles principaux de prédiction analytique des délimitations des fenêtres de transmission des fibres de Bragg. Ces modèles sont basés sur une décomposition de la fibre de Bragg en au moins deux éléments : le cœur et la gaine ainsi qu'une modélisation indépendante des modes pouvant se propager dans chaque élément. Les deux modèles concordent quant à la modélisation des propriétés optiques des modes de cœur, mais diffèrent par leur modélisation de la gaine cylindrique qui est faite :

- soit par décomposition de la gaine en résonateurs isolés (modèle dit « ARROW » : Anti - Resonant Reflecting Optical Waveguide) [128, 131, 134, 135];
- soit par analogie avec un réseau de Bragg plan équivalent [28, 129].

Ces deux méthodes ont été introduites en 1986 et 2001 respectivement. Elles ont été développées de manière indépendante et leur connexion n'a été clarifiée qu'en 2008 [132]. Parallèlement à ces deux modèles, une autre méthode de modélisation a été développée pour les modes de gaine : l'approximation asymptotique du champ dans la gaine [105–107]. La liaison entre l'approximation asymptotique et ces deux modèles n'a pas été étudiée, à notre connaissance, dans la littérature. Nous l'examinons ici.

Dans cette section, la modélisation analytique des modes de cœur est, tout d'abord, exposée, puis les deux méthodes de modélisation des modes de gaine de la littérature sont analysées, et leurs conséquences pour la prédiction analytique des fenêtres de transmission sont présentées. Enfin, les conséquences de l'approximation asymptotique du champ dans la gaine pour la prédiction des fenêtres de transmission sont présentées et confrontées aux résultats du modèle du réseau de Bragg plan équivalent et du modèle ARROW.

### 4.2.1 Modes de cœur

La partie réelle de l'indice effectif du mode de cœur peut être déduite par la méthode de l'antiguide équivalent (ou antiguide perturbé) présentée en section 4.1.2. Sa prédiction est ainsi réalisée indépendamment des caractéristiques de la micro-structuration de la gaine. Notons que d'autres méthodes ont été proposées pour prédire la partie réelle de l'indice effectif des modes de cœur. Citons, en particulier, les travaux dans lesquels l'hypothèse d'une grande réflectivité de la gaine de Bragg est effectuée, aboutissant aux mêmes résultats que la formule (4.2) [2]. D'autres auteurs considèrent que la gaine de Bragg se conduit comme un métal parfait (grâce à sa grande réflectivité) et utilisent une analogie entre les modes de cœur

d'une fibre de Bragg et les modes de cœur d'un guide d'onde circulaire métallique [28, 136]. Cette approche conduit à des résultats très précis dans le cas des modes  $TE$  [137] mais moins précis dans le cas des autres polarisations<sup>5</sup> [136]. Dans le cas des modes  $TE$ , ces travaux aboutissent, en fait, à une prédiction de la partie réelle de l'indice effectif des modes de cœur par la formule (4.2). Enfin, dans la référence [138], la formule (4.2) est obtenue pour les modes  $TE$  pour les longueurs d'onde vérifiant la condition quart d'onde<sup>6</sup> par calculs analytiques et utilisation de l'approximation asymptotique.

Les méthodes de modélisation analytique des modes de cœur de la littérature sont donc toutes concordantes, dans leur zone de précision, avec la méthode de l'antiguide équivalent présenté en section 4.1.2. Pour la prédiction analytique des modes de gaine, les méthodes de la littérature sont présentées en section suivante.

#### 4.2.2 Fenêtres de transmission : les modèles de la littérature

Tout d'abord, la modélisation des modes de gaine par l'analogie avec un réseau de Bragg plan et ses conséquences en termes de prédiction de la délimitation des fenêtres de transmission sont présentées, puis, les modèles ARROW sont détaillés, enfin la connexion entre les modèles ARROW et le modèle fondé sur l'analogie de la gaine de Bragg cylindrique avec un réseau de Bragg plan est examinée. Pour illustrer cette partie, nous présentons des résultats numériques et analytiques prédisant les propriétés d'une fibre de Bragg Air-Silice de caractéristiques : [  $r_c = 10\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1$ ,  $l_1 = 0.5\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.45$ ,  $l_2 = 2.3\mu\text{m}$ ,  $n_2 = 1$ ,  $N = 5$  soit 10 niveaux de gaine] qui sera notée, dans ce chapitre, *fibre A*.

#### Analogie avec le réseau de Bragg plan équivalent : tracé du diagramme de bande

Plusieurs études [28, 129, 136] se basent sur une modélisation des modes se propageant dans la gaine cylindrique par analogie avec ceux du réseau de Bragg plan équivalent ayant un nombre de périodes infini. Le réseau de Bragg plan équivalent à une gaine de Bragg cylindrique donnée est constitué de niveaux de même indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  et de même épaisseur  $l_1$  et  $l_2$  que les anneaux de la gaine cylindrique. Les deux conditions de validité de cette méthode, indiquées dans ces articles, est un rayon de cœur grand devant la longueur d'onde :  $r_c \gg \lambda$  et un nombre de période suffisamment grand pour qu'il puisse être considéré comme infini. Dans cette méthode, les indices effectifs des modes se propageant dans la gaine de Bragg cylindrique et ceux des modes se propageant dans le réseau de Bragg plan équivalent sont considérés identiques. Dans ce cas, les modes de la gaine cylindrique correspondent aux modes de Bloch qui s'établissent dans une structure périodique plane (cf. section 1.2.1). Le nombre d'onde d'un mode de Bloch  $K$  est donné par les équations 1.18 et 1.19, que nous rappelons ici :

$$K = \frac{1}{\Lambda} \arccos(A) \quad (4.12)$$

où

$$A = \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{d} \frac{k_1}{k_2} + d \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) \quad (4.13)$$

5. Notons que, dans cette approche, la correspondance entre les modes de la fibre de Bragg et les modes du guide d'onde métallique est établie par examen de l'ordre des modes uniquement sans tenir compte de leur polarisation [136]. La modélisation du mode  $HE_{11}$  de la fibre de Bragg est ainsi possible, bien qu'un tel mode ne puisse s'établir dans un guide d'onde circulaire métallique (qui n'admet que des modes transverses TE ou TM).

6. Cf. section 1.2.1 pour une définition de cette condition.

avec

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

Les quantités  $k_1$  et  $k_2$ , qui interviennent dans cette équation, sont les projections du vecteur d'onde sur l'axe normal au réseau de Bragg plan dans le milieu d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  respectivement. Leur expression est rappelée en équation 4.14.

$$k_i = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sqrt{n_i^2 - n_{\text{eff}}^2}; i = 1, 2 \tag{4.14}$$

Rappelons également que le tracé de l'indice effectif des modes de Bloch en fonction de la longueur d'onde est appelé *diagramme de bande* (cf. section 1.2.1). Un exemple d'un tel diagramme est tracé en figure 4.12.(d) dans le cas particulier d'un réseau de Bragg plan équivalent à la gaine cylindrique de la fibre A.

Les fenêtres de transmission des modes de cœur d'une fibre de Bragg peuvent alors être déterminées grâce au tracé du diagramme de bande du réseau de Bragg plan équivalent et de la courbe de dispersion des modes de cœur telle que prédite par la formule (4.2) (cf. figure 4.12.(c-d)). Ainsi, la fenêtre de transmission d'un mode de cœur donné correspond aux longueurs d'onde pour lesquelles la partie réelle de son indice effectif est située dans la bande interdite de la gaine (cf. figure 4.12.(a-d)). En effet, à de telles longueurs d'onde, la lumière ne peut pas se propager dans la gaine et est donc confinée dans le cœur.

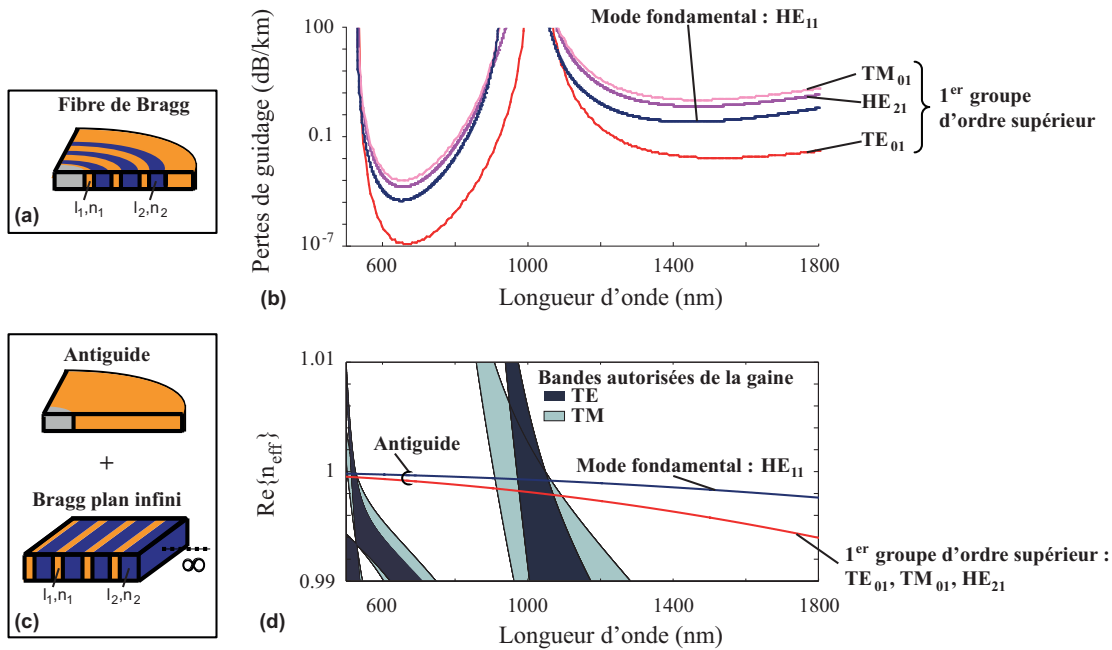


FIGURE 4.12 – (a-b) Spectre de pertes de guidage des premiers modes de cœur de la fibre de Bragg A (fibre Air-Silice de caractéristiques :  $r_c = 10\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1$ ,  $l_1 = 0.5\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.45$ ,  $l_2 = 2.3\mu\text{m}$ ,  $n_2 = 1$ , ayant 10 niveaux de gaine, soit 5 périodes), calculé numériquement avec la méthode matricielle. (c-d) Résultat de la modélisation de la fibre A par la méthode de l'antiguide équivalent et du réseau de Bragg plan équivalent, mettant en évidence le fait que les fenêtres de transmission des modes de cœur correspondent aux longueurs d'onde pour lesquelles leur courbe de dispersion (telle que prédite analytiquement par la formule (4.2)) est située dans une bande interdite du réseau de Bragg plan équivalent (telle que prédite par l'équation (4.12)).

### Modèle(s) des résonateurs isolés (ARROW)

Le modèle des résonateurs isolés prend différentes formes, dans la littérature, suivant les hypothèses qui sont réalisées pour l'établir. Nous présentons tout d'abord les hypothèses qui sont générales à tous les modèles ARROW. Puis, nous exposons le cas le plus général et le plus précis pour lequel le moins d'hypothèses simplificatrices sont réalisées (modèle Archambault-ARROW). Enfin, nous terminons par le cas le plus simple et le moins précis où le plus d'hypothèses sont réalisées (modèle ARROW simplifié).

Quelle que soit la version du modèle des résonateurs isolés (ARROW) considérée, les modes de la gaine de Bragg sont approchés par ceux de deux guides annulaires formés par chacun des deux types d'anneaux pris séparément [128, 134, 135, 135] (cf. figure 4.13.(a-b)). Cette approche revient à négliger le couplage des modes d'anneaux entre eux.

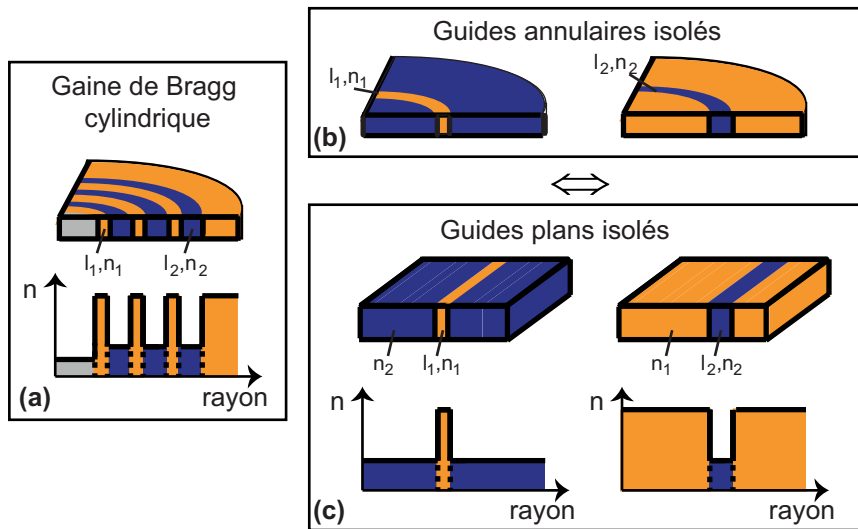


FIGURE 4.13 – Schéma du principe de la méthode des résonateurs isolés dite méthode « ARROW » (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) montrant la gaine cylindrique de Bragg initiale (a), les guides annulaires isolés la constituant (b), et les guides plans isolés équivalents à ces derniers guides (c).

L'étude des guides annulaires étant complexe dans le cas général, les indices effectifs des modes de ces guides sont approchés par ceux des modes des guides plans équivalents [128, 135]. (Le guide plan équivalent à un guide annulaire donné est constitué de niveaux de mêmes indices de réfraction et présente un anneau de même épaisseur que l'anneau du guide annulaire (cf. figure 4.13(b-c)). Les travaux de Marcuse et Tsao indiquent que cette approximation peut être effectuée si le rayon de cœur  $r_c$  est grand et si l'épaisseur de l'anneau  $l_p$  est faible devant le rayon de cœur ( $l_p/r_c \ll 1, p = 1, 2$ )<sup>7</sup> [139, 140].

La modélisation des modes de gaine repose donc sur la modélisation des guides plans équivalents aux guides annulaires. Une telle modélisation peut se faire par une méthode matricielle [13]. L'indice de réfraction étant le même de part et d'autre du cœur de ces guides plans, ces guides sont symétriques et l'indice effectif de leurs modes, qu'ils soient guidés ou à pertes, peut se déduire à partir de relations simples [13]. Pour le guide plan équivalent à un anneau de haut indice (anneau de type 1), ces relations sont :

7. Notons qu'un modèle ARROW est fondé par essence sur l'analogie entre guide annulaire et guide plan. En effet, cette analogie permet d'établir que les indices effectifs des modes d'un anneau d'un type donné sont les mêmes quelque soit sa position (c'est à dire quelque soit son rayon interne  $r_{p-1}$ ). Sans cette analogie, la courbe de dispersion des modes d'un anneau isolé serait dépendante de sa position [139] et le choix de l'unique anneau permettant de représenter tous les autres ne serait pas trivial.

$$\tan\left(\frac{k_1 l_1}{2}\right) = \begin{cases} s_l d^2 \frac{ik_2}{k_1}, & \text{si modes impairs} \\ -s_l \frac{1}{d^2} \frac{k_1}{ik_2}, & \text{si modes pairs} \end{cases} \quad \text{où } k_j = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sqrt{n_j^2 - n_{\text{eff}}^2}; j = 1, 2 \quad (4.15)$$

avec

$$d = \begin{cases} 1, & \text{si } TE \\ \frac{n_1}{n_2}, & \text{si } TM \end{cases} \quad (4.16)$$

et

$$s_i = \begin{cases} 1, & \text{si } \text{Re}\{n_{\text{eff}}\} > n_2 \text{ (mode guidé)} \\ -1, & \text{si } \text{Re}\{n_{\text{eff}}\} < n_2 \text{ (mode à pertes)} \end{cases} \quad (4.17)$$

Pour le guide plan équivalent à un anneau de bas indice (anneau de type 2), l'indice effectif des modes est obtenu en permutant les indices 1 et 2 dans les relations (4.15 - 4.17).

Un fait intéressant est que dans le cas de modes à pertes, (c'est à dire les modes dont l'indice effectif vérifie :  $\text{Re}\{n_{\text{eff}}\} < n_2$ ), sous les hypothèses :  $[k_1 l_1 \gg 1$  et  $|n_{\text{eff}}^i| \ll |n_{\text{eff}}^r| < n_2]$ , les courbes de dispersion des modes des guides plans équivalents aux anneaux de type 1 et 2 peuvent être approchées par la relation unifiée [13, 132] :

$$k_j l_j = \begin{cases} m\pi, & m \in \mathbb{N}, \quad \text{si } j = 1 \\ m\pi, & m \in \mathbb{N}^*, \quad \text{si } j = 2 \end{cases} \quad (4.18)$$

Un fait particulièrement important pour les modes à pertes d'un guide plan, est que les modes *TE* et *TM* sont confondus, même lorsque les contrastes d'indice sont forts. De plus, les modes pairs et impairs correspondent aux valeurs paires et impaires du paramètre  $m$ .

Dans le modèle ARROW, les bandes autorisées de la gaine sont donc réduites aux courbes de dispersion des résonateurs isolés. Ce modèle, couplé à celui de l'antiguide équivalent, permet de définir les limites de la fenêtre de transmission selon la formule [128] :

$$\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_i^2 - n_c^2) + \frac{u_{v-1,\mu}^2}{r_c^2}} l_i = p\pi, \quad p \in \mathbb{N}. \quad (4.19)$$

soit :

$$\lambda = 2\pi \frac{\sqrt{n_i^2 - n_c^2}}{\sqrt{\left(\frac{p\pi}{l_i}\right)^2 - \frac{u_{v-1,\mu}^2}{r_c^2}}}. \quad (4.20)$$

Dans cette équation, le nombre  $p$  est appelé *ordre de la résonance*.

Cette méthode de prédiction est appelé Archambault-ARROW. La figure 4.14 présente un exemple de prédiction des délimitations de la fenêtre de transmission avec la formule (4.20) dans le cas de la fibre A.

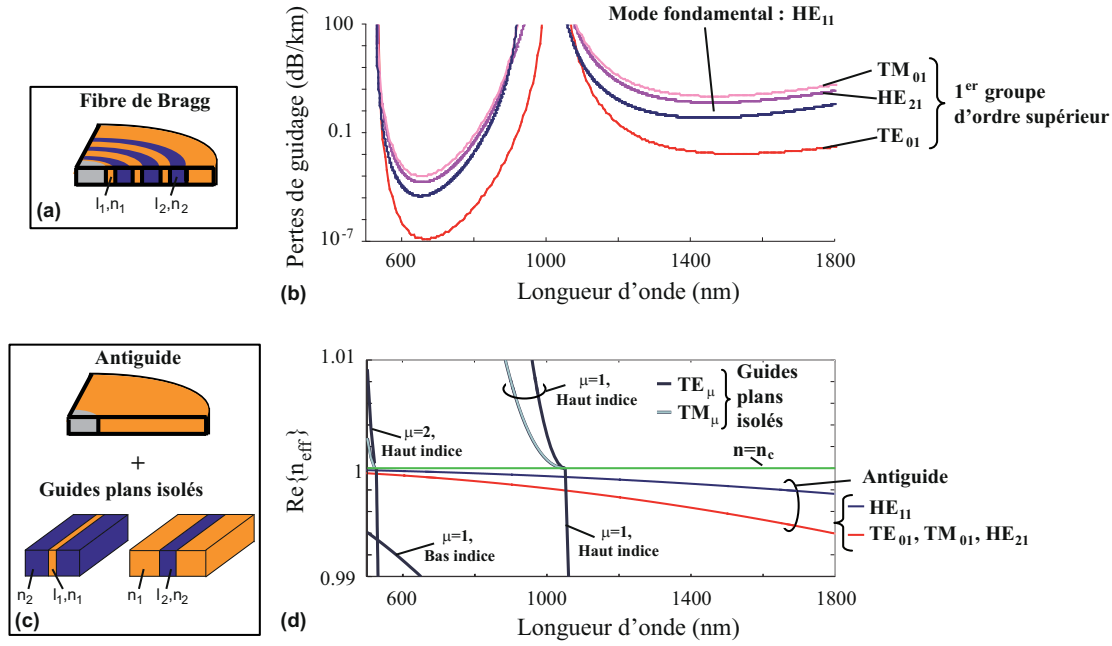


FIGURE 4.14 – Spectre de perte de guidage du mode fondamental de cœur et des modes d'ordre supérieur du premier groupe de la fibre A (a-b). Schéma (c) et résultat (d) de la modélisation de la fibre A par la méthode des résonateurs isolés (dite ARROW), mettant en évidence le fait que les limites des fenêtres de transmission correspondent approximativement aux longueurs d'onde de résonance (c.à.d. égalité d'indices effectifs) entre les modes de cœur (tels que prédits par la formule (4.2)) et les modes des résonateurs isolés (tels que prédits par les formules (4.8) et (4.15)).

Dans le cas particulier où l'indice de réfraction des anneaux de bas indice est égal à celui du cœur ( $n_2 = n_c$ ), la formule (4.19) indique que les anneaux de bas indice (ou anneaux de type 2) n'interviennent pas dans la délimitation de la fenêtre de transmission. Dans de tels guides, la fenêtre de transmission est donc délimitée par les caractéristiques des anneaux de haut indice uniquement.

D'autre part, la formule (4.2) indique que, pour de grands cœurs, la partie réelle de l'indice effectif du mode de cœur est proche de l'indice de réfraction du cœur et, en première approximation, ces deux indices peuvent être considérés comme égaux. Dans ce cas, les limites des fenêtres de transmission sont données par les longueurs d'onde de coupure des modes d'anneaux de haut indice (et donc les longueurs d'onde de coupure des modes des guides plans équivalents) [135]. Les délimitations des fenêtres de transmission sont alors définies par<sup>8</sup> :

$$\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_c^2) l_1} = p\pi, \quad p \in \mathbb{N}. \quad (4.21)$$

Cette dernière méthode a eu un très grand succès dans la communauté car elle réduit l'analyse complexe du spectre de pertes de guidage d'une fibre de Bragg à une formule très simple. Elle correspond à la première formulation de la méthode ARROW pour les fibres de Bragg [135] et nous l'appellerons ARROW-simplifiée.

8. Il est intéressant de noter que l'équation 4.21 peut également se déduire de l'équation 4.19, en effectuant l'approximation  $r_c \rightarrow \infty$ .

### Connexion entre l'analogie avec le réseau de Bragg plan et le(s) modèle(s) de l'ARROW

La connexion entre le modèle ARROW et l'analogie entre la gaine cylindrique et le réseau de Bragg plan n'a été faite que récemment [132]. Pour illustrer cette connexion, nous avons tracé les courbes de dispersion des modes des guides plans équivalent aux anneaux de type 1 et 2 de la fibre A tels que prédites par l'équation (4.15) en figure 4.15. Est également indiqué sur cette figure, le diagramme de bande d'un réseau de Bragg plan équivalent à la gaine cylindrique de la fibre A calculé suivant la formule (4.12). Cette figure révèle que les courbes de dispersion des modes des guides plans isolés sont situées dans les bandes autorisées du réseau de Bragg plan infini [132]. Cette propriété peut être comprise, si l'on considère le réseau de Bragg plan comme un guide composé d'un ensemble de guides plans de type 1 et de guides plans de type 2. L'onde ne peut se propager dans ce réseau que dans les guides de type 1 ou les guides de type 2. L'onde de Bloch se propageant dans un réseau de Bragg plan est donc le résultat du couplage de modes des différents guides plans pris isolément. Ce couplage se traduit par un éloignement (« split ») des courbes de dispersion (cf. section 4.1.4). La délimitation des bandes autorisées peut donc être comprise comme étant la limite de l'éloignement entre les courbes de dispersion lorsque le nombre de guides tend vers l'infini.

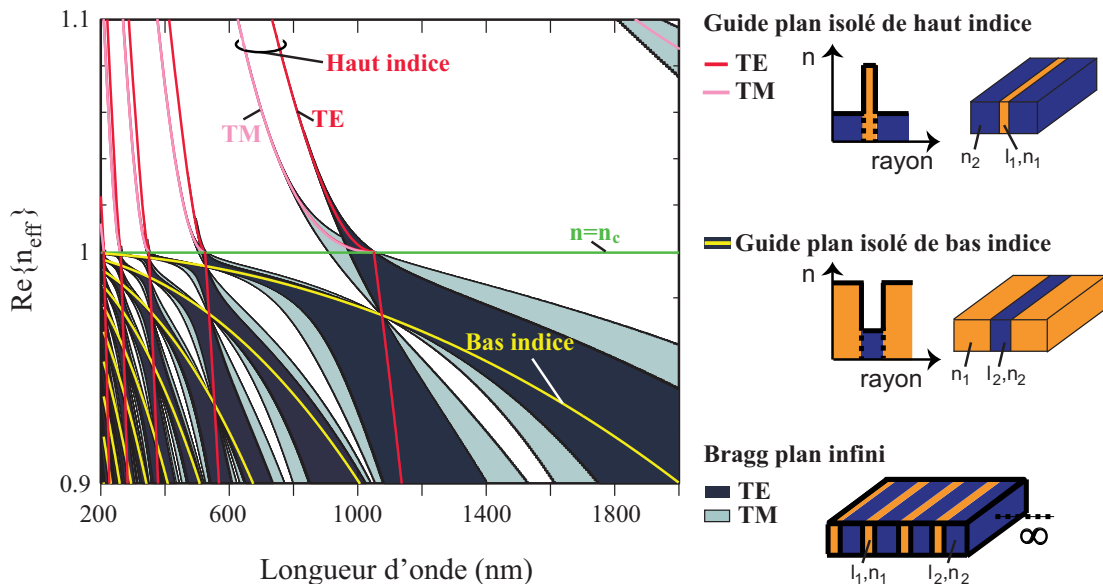


FIGURE 4.15 – Diagramme de bande et superposition des courbes de dispersion des modes des guides plans isolés tels que prédits par les formules (4.8) et (4.15). Les courbes de dispersion des modes des guides plans isolés se trouvent au cœur des bandes autorisées. En effet, le diagramme de bande est le résultat du couplage des différents modes des résonateurs de type 1 et 2 lorsque leur nombre devient infini.

Il en résulte que les modèles ARROW sont, en fait, une simplification de l'analogie entre gaine cylindrique et réseau de Bragg plan dans laquelle les couplages des modes d'anneaux entre eux sont négligés. L'exactitude des modèles ARROW dépend donc de la force du couplage entre les différents modes d'anneaux.

#### 4.2.3 Approximation asymptotique du champ dans la gaine

Dans cette section, nous examinons les implications de l'approximation asymptotique du champ dans la gaine pour la prédiction des fenêtres de transmission des modes de cœur et les confrontons à celles des modèles précédents.



### Rappel de l'approximation asymptotique

Rappelons que l'approximation asymptotique du champ dans la tranche  $P$  d'un guide cylindrique est fondée sur la condition (cf. section 2.1.4) :  $\frac{2\pi}{\lambda} r_{P-1} \sqrt{n_P^2 - n_{\text{eff}}^2} \gg 1$  [105], et qu'elle consiste à considérer que la matrice de représentation du champ  $M_P^{as}(k_P, r)$  est diagonale par blocs (cf. section 2.1.4) :

$$M_P^{as} = \sqrt{\frac{2}{\pi k_P r}} \begin{bmatrix} M_P^{TM} & 0 \\ 0 & M_P^{TE} \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

Chacun des deux blocs correspond à une onde  $TE$  et une onde  $TM$  (eq. (4.23)) et est identique à la matrice que l'on aurait dans le cas d'une structure plane au facteur  $\sqrt{\frac{2}{\pi k_P r}}$  près [105, 106] :

$$M_P^S = \sqrt{\frac{2}{\pi k_P r}} \begin{bmatrix} e^{ik_P(r-r_{P-1})} & e^{-ik_P(r-r_{P-1})} \\ \frac{-\omega s_P}{k_P} e^{ik_P(r-r_{P-1})} & \frac{\omega s_P}{k_P} e^{-ik_P(r-r_{P-1})} \end{bmatrix}, \quad (4.23)$$

avec

$$s_P = \begin{cases} \mu_0, & \text{si } S = TE \\ \varepsilon_0 n_P^2, & \text{si } S = TM \end{cases} \quad (4.24)$$

et

$$M_P^S = \sqrt{\frac{2}{\pi k_P r}} M_P^{S, \text{Plan}}, \quad (4.25)$$

La précision de l'approximation asymptotique a été vérifiée pour la modélisation du mode  $TE_{01}$  et du mode fondamental de cœur des fibres de Bragg présentant de grands contrastes d'indice [105, 106].

### Cas d'un nombre infini d'anneaux

Dans le cas d'un nombre infini d'anneaux, lorsque l'approximation asymptotique du champ dans la gaine est effectuée, Sakai et Nouchi ont démontré, par calculs analytiques, qu'une équation similaire à celle correspondant au cas d'un réseau de Bragg plan pouvait être établie pour prédire les bandes autorisées d'une onde de Bloch [105–107]. Ces équations sont en fait exactement identiques. Un examen simultané de la référence [105–107] et de la relation (4.12) prédisant les bandes autorisées d'un réseau de Bragg plan permet, en effet, de s'en rendre compte. Il en résulte que l'approximation asymptotique est la formulation rigoureuse de l'analogie entre gaine de Bragg cylindrique d'extension infinie et réseau de Bragg plan d'extension infinie.

### Cas d'un guide annulaire isolé

Dans le cas d'un guide annulaire isolé, si l'approximation asymptotique du champs dans la gaine est effectuée, l'indice effectif d'un mode donné est déterminé par annulation du déterminant de la matrice  $T^{as}$  reliant les coefficients du champ dans le cœur à ceux de la gaine externe (cf. section 2.1.3), définie par :

$$T^{as} = \begin{bmatrix} T^{TM} & 0 \\ 0 & T^{TE} \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

où

$$T^S = M_c^{S^{-1}}(r_c)M_1^S(r_c)M_1^{S^{-1}}(r_c + l_1)M_2^S(r_c + l_1) \quad (4.27)$$

Compte tenu de (4.25), la relation (4.27) se ré-écrit :

$$T^S = M_c^{S,\text{Plan}^{-1}}(r_c)M_1^{S,\text{Plan}}(r_c)M_1^{S,\text{Plan}^{-1}}(r_c + l_1)M_2^{S,\text{Plan}}(r_c + l_1) \quad (4.28)$$

Dans le cadre de l'approximation asymptotique, la matrice reliant les coefficients du champ dans le cœur à ceux de la gaine externe est diagonale par blocs, chacun des blocs étant égal à la matrice qui relierait les coefficients des deux gaines externes dans le cas d'un guide plan pour une onde  $TM$  et  $TE$ . Les indices effectifs des modes d'anneaux se déduisent alors de l'écriture des conditions aux limites et de la condition d'annulation du déterminant de cette matrice :

$$\det(T^{as}) = 0 \quad (4.29)$$

L'indice effectif d'un mode  $TE_{\nu\mu}$  (respectivement  $TM_{\nu\mu}$ ) d'un anneau est donc égal à celui du mode  $TE_\mu$  (respectivement  $TM_\mu$ ) du guide plan équivalent.

Pour les modes hybrides, l'équation (4.29) est équivalente au système :

$$\begin{cases} \det(T^{TM}) = 0 \\ \text{ou} \\ \det(T^{TE}) = 0 \end{cases} \quad (4.30)$$

Dans l'approximation asymptotique, l'indice effectif d'un mode hybride  $HE_{\nu\mu}$  ou  $EH_{\nu\mu}$  d'un anneau est donc égal à l'indice du mode  $TE_\mu$  ou  $TM_\mu$  du guide plan équivalent<sup>9</sup>.

Il en résulte que l'approximation asymptotique du champ dans la gaine aboutit à l'analogie entre un guide annulaire isolé et un guide plan isolé. Cette analogie correspond exactement à celle qui est effectuée dans le cas du modèle ARROW. L'approximation asymptotique est donc la formulation rigoureuse de cette analogie.

#### 4.2.3.1 Conclusion

L'approximation asymptotique est donc l'expression rigoureuse de l'analogie entre anneau cylindrique et structure plane. Suivant que les couplages entre les modes d'anneaux sont pris en compte ou non, effectuer cette approximation est respectivement équivalent à assimiler la gaine cylindrique à un réseau de Bragg plan d'extension infinie ou à utiliser le modèle des résonateurs isolés. La prédiction des délimitations des fenêtres de transmission se fait alors selon l'une ou l'autre méthode, en fonction du cas particulier étudié.

#### 4.2.4 Interprétation : longueur d'onde centrale de la fenêtre de transmission

Pour une fibre de Bragg donnée, la fenêtre de transmission située aux plus grandes longueurs d'onde est appelée *première fenêtre de transmission*, les autres sont numérotées par ordre décroissant de la longueur d'onde constituant leur limite supérieure. Il peut être intéressant de repérer une fenêtre de transmission par sa longueur d'onde centrale plutôt que par ses délimitations. Nous définissons la longueur d'onde

9. Notons que, dans cette approximation, l'indice effectif d'un mode ne dépend pas de son nombre azimutal. En revanche, le profil du champ d'un mode dépend toujours de son nombre azimutal (les composantes du champs étant proportionnelles à la quantité :  $\cos(\nu\theta)$  ou  $\sin(\nu\theta)$ , cf. eq. (2.2) de la section 2.1.3).

centrale  $\lambda_q^{\text{centre}}$  ( $q \in \mathbb{N}$ ) de la  $q$ -ième fenêtre de transmission comme étant la moyenne, dans le domaine fréquentiel, des deux longueurs d'onde la limitant<sup>10</sup>.

Selon le modèle ARROW, les limites des fenêtres de transmission correspondent aux résonances entre mode de cœur et mode d'anneaux isolés (cf. relation (4.20)). Dans le cadre de ce modèle, la longueur d'onde de la résonance d'ordre  $p_k$  de l'anneau de type  $k$  ( $k = 1$  ou  $2$ ) est notée  $\lambda_{k,p_k}$ . En notant  $(\lambda_{i_q,p_{i_q}}, \lambda_{j_q,p_{j_q}})$  les longueurs d'onde limitant la  $q$ -ième fenêtre de transmission, on obtient :

$$\frac{1}{\lambda_q^{\text{centre}}} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\lambda_{i_q,p_{i_q}}} + \frac{1}{\lambda_{j_q,p_{j_q}}} \right) \quad (4.31)$$

Soit (en utilisant (4.20)) :

$$\frac{1}{\lambda_q^{\text{centre}}} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\sqrt{\left(\frac{p_{i_q}\pi}{l_1}\right)^2 - \frac{u_{v-1,\mu}^2}{r_c^2}}}{\sqrt{n_{i_q}^2 - n_c^2}} + \frac{\sqrt{\left(\frac{p_{j_q}\pi}{l_2}\right)^2 - \frac{u_{v-1,\mu}^2}{r_c^2}}}{\sqrt{n_{j_q}^2 - n_c^2}} \right) \quad (4.32)$$

Par exemple, dans le cas de la fibre *A*, les longueurs d'onde limitant la deuxième fenêtre de transmission du mode  $TE_{01}$  sont (d'après la formule (4.20)) :  $\lambda_{1,1} = 1052\text{nm}$  et  $\lambda_{1,2} = 525\text{nm}$  et la longueur d'onde centrale de la deuxième fenêtre de transmission est (d'après (4.32)) :  $\lambda_2^{\text{centre}} = 700\text{nm}$ . L'examen de la figure 4.14.(b) indique que la longueur d'onde de plus faibles pertes de la deuxième fenêtre de transmission se situe au voisinage de sa longueur d'onde centrale.

L'équation (4.32) permet donc de déterminer simplement la position des longueurs d'onde de faibles pertes d'une fibre de Bragg donnée.

#### 4.2.5 Conclusion

L'analyse des modèles analytiques de la littérature nous a permis de démontrer que l'approximation asymptotique des modes de gaine revient à considérer que les courbes de dispersion des modes de la gaine de Bragg cylindrique sont identiques à celles qui seraient obtenues dans le cas d'un réseau de Bragg plan. Cette approximation est la formulation rigoureuse des deux autres modèles analytiques existants pour la prédiction des fenêtres de transmission : le modèle des résonateurs isolés (« ARROW ») et la modélisation par analogie avec le réseau de Bragg plan. Les différents modèles proposés dans la littérature ainsi que leurs connexions sont récapitulés à la table 4.1 et à la table 4.2 respectivement. Ces modèles ont été développés dans la littérature pour le cas particulier de fibres à grands contrastes d'indice (supérieur à 0.4). Leur application au cas des fibres à faibles contrastes d'indice est étudiée en section suivante.

10. Notons que cette définition ne peut s'appliquer à la première fenêtre de transmission qui n'est pas limitée du côté des grandes longueurs d'onde par une résonance avec les modes de gaine.

| Modèles   | Conditions de validité<br>(telles qu'énoncées dans la littérature)       | Approximations  |
|---|--|---|
| <b>Tracé du diagramme de bande</b> [28, 129, 136] | - $r_c \gg \lambda$<br>- Nombre de périodes suffisamment grand           | - Indices effectifs des modes de gaine : considérés identiques à ceux des modes du réseau de Bragg plan infini équivalent.<br><br>- Indices effectifs des modes de cœur : considérés identiques à ceux de l'antiguide équivalent ou considérés égaux à l'indice de réfraction du cœur.            |
| <b>Archambault-ARROW</b> [134]                    | - Couplages des modes d'anneaux entre eux négligés.                      | - Indices effectifs des modes de gaine : considérés identiques à ceux des guides plans équivalents aux guides annulaires isolés formés par chacun des deux types d'anneaux pris séparément.<br><br>- Indices effectifs des modes de cœur : considérés identiques à ceux de l'antiguide équivalent |
| <b>ARROW simplifié</b> [128, 131, 135]            | - Couplages des modes d'anneaux entre eux négligés.<br><br>- $n_2 = n_c$ | - Indices effectifs des modes de gaine : même approximation que dans le cas du modèle Archambault-ARROW.<br><br>- Indices effectifs des modes de cœur : considérés identiques à l'indice de réfraction du cœur  |
| <b>Approximation asymptotique</b> [105–107]       | - $\frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_p^2 - n_{\text{eff}}^2} \gg 1$       | -Matrice de représentation du champ diagonale par blocs. Chacun des blocs est égal, à un facteur près, à la matrice de représentation du champ obtenu dans le cas de guides plans pour des ondes <i>TE</i> et <i>TM</i> respectivement.   |

TABLE 4.1 – Récapitulatif des modèles de la littérature développés dans le cadre de fibres présentant de grands contrastes d'indices.

|   |   |
|---|---|
| Connexion entre le modèle ARROW et le modèle fondé sur le tracé du diagramme de bande | Établie en 2008 [132].  |
| Connexion entre les trois types de modèles  | Analyse originale de ces travaux : l'approximation asymptotique est la formulation mathématique rigoureuse des deux autres types de modèle. |

TABLE 4.2 – Récapitulatif des connexions établies entre les différents modèles.

### 4.3 Étude du cas des faibles contrastes d'indice

Bien que de nombreuses études numériques et expérimentales existent dans la littérature pour les fibres à faibles contrastes d'indice, les études analytiques ou théoriques sont, en revanche, très rares. La question de l'éventuelle application des méthodes développées dans le contexte des grands contrastes d'indice pour ces fibres particulières est alors soulevée. L'objectif de cette section est de répondre à cette question. L'apparente inconsistance entre les prédictions théoriques des modèles analytiques et les observations numériques et expérimentales effectuées sur les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice qui émane de la lecture de la littérature est tout d'abord détaillée. Puis, les conditions de validité de l'approximation asymptotique sont examinées. Enfin les conditions de validité des modèles analytiques pour la prédiction des fenêtres de transmission des modes de cœur des fibres à faibles contrastes d'indice sont déterminées.

#### 4.3.1 Apparente contradiction

Le tracé du diagramme de bande du réseau de Bragg plan équivalent à la gaine d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice indique que les fenêtres de transmission du mode fondamental de cœur correspondent aux intervalles de longueur d'onde pour lesquels son indice effectif se trouve dans la bande interdite photonique du réseau de Bragg plan équivalent (cf. figure 4.16) [126, 141]. D'un autre côté, les résultats numériques et expérimentaux sur les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice indiquent la présence de modes d'anneaux à l'intérieur de la fenêtre de transmission du mode fondamental et donc dans le bandgap du réseau de Bragg plan équivalent (cf. figure 4.17) [98, 126]. Le bandgap étant, par définition, synonyme de l'absence de modes de gaine, une contradiction apparaît alors. La formulation rigoureuse de l'analogie avec le réseau de Bragg plan équivalent étant l'approximation asymptotique du champ dans la gaine, un examen des hypothèses et conditions de validité de cette approximation dans le cas des faibles contrastes d'indice apparaît donc nécessaire et est effectuée au paragraphe suivant.

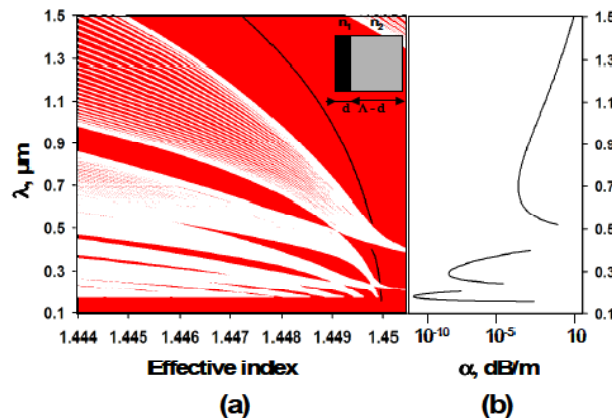


FIGURE 4.16 – (a) Diagramme de bande du réseau de Bragg plan équivalent à la gaine d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice. L'indice effectif du mode fondamental de cœur de cette fibre est également représenté. (b) pertes de guidage du mode fondamental de cœur de cette fibre. (Figure extraite de [126]).

#### 4.3.2 Validité de l'approximation asymptotique : guide annulaire

La validité de l'approximation asymptotique est examinée, ici, pour le cas particulier d'un guide contenant un unique anneau de haut indice (guide annulaire).

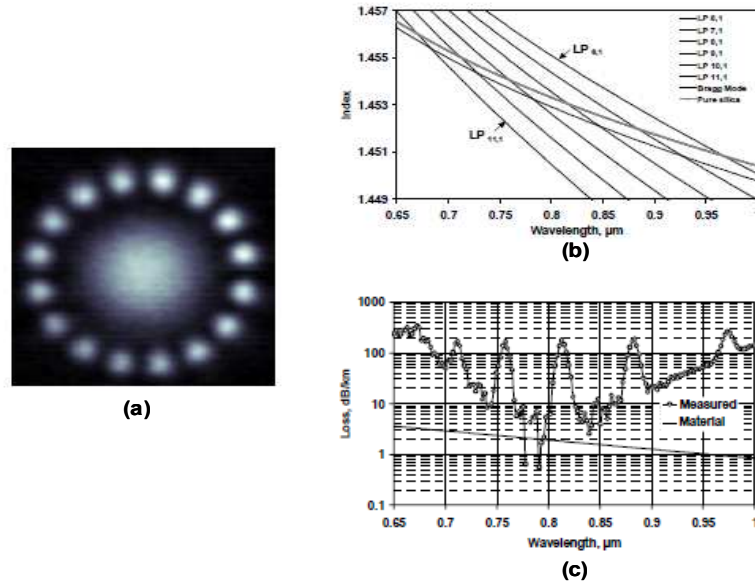


FIGURE 4.17 – (a) Mesure du profil d’intensité du mode fondamental d’une fibre de Bragg à sa longueur d’onde de couplage avec le mode  $LP_{8,1}$  du premier anneau de haut indice. (b) Évolution de l’indice effectif du mode fondamental de cœur et des modes du premier anneau de haut indice en fonction de la longueur d’onde. (c) Atténuation de la fibre de Bragg mesurée pour une longueur de  $30m$ . Les pertes matérielles sont également rapportées. (Figure extraite de [98]).

**Validité de l’approximation asymptotique**

L’approximation asymptotique implique que, lorsque  $k_t r_c \rightarrow \infty$ , tous les modes d’anneaux ( $HE_{\nu\mu}$ ,  $EH_{\nu\mu}$ ,  $TE_{0\mu}$  ou  $TM_{0\mu}$ ) d’une gaine de Bragg cylindrique donnée ont le même indice effectif que les modes  $TE_\mu$  ou  $TM_\mu$  du guide plan équivalent et ce, quel que soit leur nombre azimutal  $\nu$  (eq. (4.30) [105]). Cette propriété est résumée par l’équation (4.33).

$$n_{\text{eff}}^{\nu, \text{Anneau}} \xrightarrow{k_t r_c \rightarrow \infty} \begin{cases} n_{\text{eff}}^{TE, \text{Plan}} \\ \text{OU} \\ n_{\text{eff}}^{TM, \text{Plan}} \end{cases} ; \nu \in \mathbb{N} \tag{4.33}$$

Pour examiner numériquement cette propriété dans le cas des faibles contrastes d’indice, les courbes de dispersion des modes d’anneaux (pour  $\nu = 0$  à 41) d’une fibre contenant un unique anneau (de caractéristiques :  $r_c = 20\mu m, n_c = 1.4497, n_1 = 1.4738, l_1 = 1.4\mu m, n_2 = 1.4497$ ) a été tracée en figure 4.18. La courbe de dispersion des modes  $TE$  et  $TM$  du guide plan équivalent (calculée à l’aide de la formule (4.15)) est également indiquée. Les contrastes d’indice étant faibles, le paramètre  $d$  de l’équation (4.16) est proche de 1 que ce soit pour les modes  $TE_\mu$  ou les modes  $TM_\mu$  et ces modes sont dégénérés. La figure 4.18 révèle que la courbe de dispersion des modes de l’anneau s’écarte de la courbe de dispersion du guide plan équivalent et donc de leur approximation asymptotique, lorsque leur nombre azimutal augmente. L’approximation asymptotique ne semble donc pas précise pour les modes ayant un nombre azimutal  $\nu$  élevé. Pour comprendre ce résultat, les conditions de validité de cette approximation doivent être examinées. C’est le sujet du paragraphe suivant.

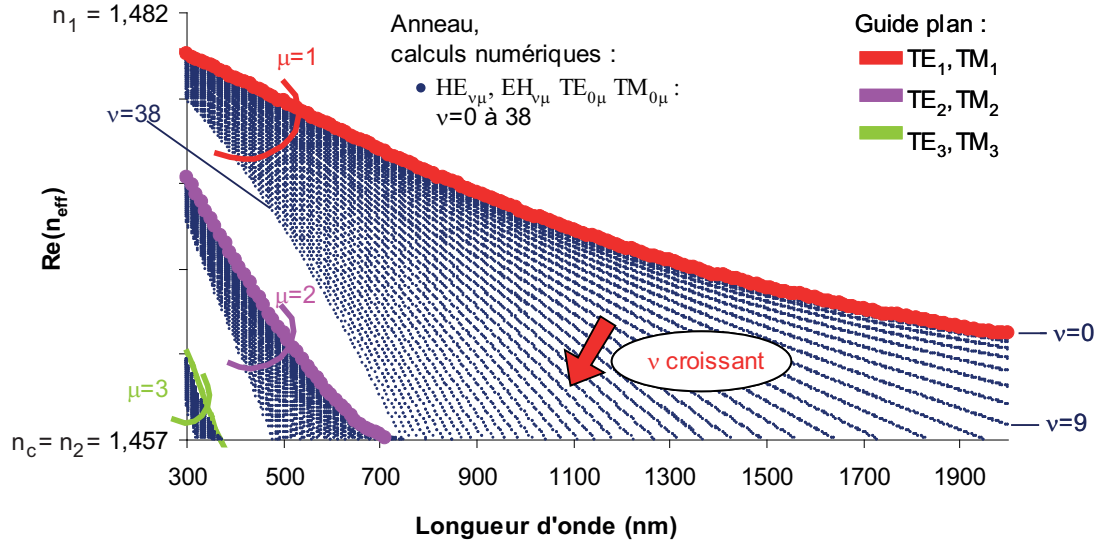


FIGURE 4.18 – Tracé des courbes de dispersion des modes d'anneau d'une fibre, présentant un unique anneau, de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.457, n_1 = 1.482, l_1 = 1.4\mu\text{m}, n_2 = 1.457]$ , mettant en évidence le fait qu'elles s'écartent progressivement des prédictions de l'approximation asymptotique lorsque le nombre azimutal  $v$  de l'anneau augmente. (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle).

### Conditions pour l'approximation asymptotique

L'expression du champ à l'aide de la matrice asymptotique est fondée sur deux hypothèses (H1) et (H2) (cf. section 2.1.4 et relation (2.17)) :

- (H1) Le champ dans la gaine est décrit par la forme asymptotique des fonctions de Bessel.
- (H2) Les composantes ortho-radiales du champ électromagnétique ( $E_\theta, H_\theta$ ) sont exprimées en ne gardant que le terme dominant.

Dans la littérature, la validité de ces deux hypothèses est assurée par la condition :  $k_l r_c \rightarrow \infty$  [105]. Un examen détaillé de ces hypothèses permet d'obtenir des conditions plus précises. Ainsi, d'après les propriétés des fonctions de Bessel, l'hypothèse (H1) est précise dans la tranche P si la condition (C1) est vérifiée [108].

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_P^2 - n_{\text{eff}}^2}\right) r_{P-1} \gg \frac{1}{8} (4v^2 - 1) \quad (\text{C1})$$

D'autre part, d'après l'expression exacte de la matrice de représentation (cf. relation 2.3), l'hypothèse (H2) est précise dans la tranche P si la condition (C2) est vérifiée.

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_P^2 - n_{\text{eff}}^2}\right) r_{P-1} \gg \frac{vn_{\text{eff}}}{c\mu_0} \quad (\text{C2})$$

La validité des hypothèses fondatrices de l'approximation asymptotique dépend donc du nombre azimutal du mode considéré. Notons que la condition (C2) est moins restrictive que la condition (C1). Par exemple, pour  $v = 2$ , le membre de droite des conditions (C1) et (C2) sont respectivement de l'ordre de

$1.3$  et  $8 \times 10^{-3}$ . Tous les autres paramètres opto-géométriques de la fibre étant fixés, les conditions (C1) et (C2) sont vérifiées dans des anneaux dont le rayon interne est supérieur à une certaine valeur minimale  $r_{\min}$ . Cette valeur minimale  $r_{\min}$  est d'autant plus faible que la différence entre l'indice effectif du mode et l'indice de réfraction du milieu dans lequel il se propage est grande. D'autre part, pour une fibre ayant des paramètres opto-géométriques fixés, la valeur minimale  $r_{\min}$  est d'autant plus grande que le nombre azimutal du mode considéré est grand. Dans une tranche donnée, l'approximation asymptotique est donc de moins en moins précise lorsque le nombre azimutal du mode augmente.

Si l'on considère un guide annulaire donné, il existe toujours un nombre azimutal pour lequel un mode d'anneau ne vérifie pas l'approximation asymptotique lorsque sa courbe de dispersion se rapproche de la droite  $n = n_c$ , (c'est à dire des courbes de dispersion des premiers modes de cœur). Par exemple, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour un guide annulaire de caractéristiques :  $r_c = 20\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.45$  et  $n_1 = 1.45 + 20 \times 10^{-3}$ , le membre de gauche de la condition (C1) est égal à 29 si  $n_{\text{eff}} = n_c$ , alors que le membre de droite de (C1) est égal à 50 pour un nombre azimutal  $v = 10$ . Ceci est, à notre connaissance, la première fois que cette propriété est mise en évidence par considérations théoriques.

### 4.3.3 Fenêtres de transmission et validité des modèles analytiques

#### Fenêtres de transmission

L'examen de la figure 4.18, montrant la présence de modes d'anneaux à de très nombreuses longueurs d'onde de l'intervalle  $[700\text{nm}; 1900\text{nm}]$ , pourrait laisser penser qu'une fibre de Bragg contenant un anneau correspondant à celui de cette figure ne présenterait pas de fenêtre de transmission dans cet intervalle. En effet, les courbes de dispersion des modes d'anneaux et de cœur se croisent pour de nombreuses longueurs d'onde. Un couplage entre ces modes pourrait donc potentiellement se produire.

Pour examiner cette propriété, nous avons tracé, en figure 4.19, les courbes de dispersion du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  et des modes d'anneaux  $HE_{1\mu}$  ( $\mu = 1,2$ ) et  $HE_{18\mu}$  ( $\mu = 1,2$ ), ainsi que le spectre de pertes de guidage du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$ , pour une fibre de Bragg ayant trois anneaux de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, n_1 = 1.4738, n_2 = n_c, l_1 = 1.4\mu\text{m}, l_2 = 11\mu\text{m}]$ , tels que calculés avec la méthode matricielle. Cette figure révèle que le mode fondamental de cœur admet des fenêtres de transmission, à l'intérieur desquelles il ne subit aucune remontée de pertes. Cette propriété provient des propriétés de couplage entre deux modes. Le coefficient de couplage entre deux modes fait intervenir l'intégrale de recouvrement entre ces deux modes [15]. Dans une fibre de Bragg non courbée et non perturbée, cette intégrale est nulle si les modes ont un nombre azimutal différent [98]. Il s'ensuit que, si la courbe de dispersion d'un mode de cœur croise celle d'un mode d'anneaux ayant un nombre azimutal différent, il n'y a pas couplage et la partie réelle de l'indice effectif du mode de cœur ainsi que ses pertes ne sont pas affectées (cf. figure 4.19). Si, en revanche, le mode de cœur et d'anneaux, dont les courbes de dispersion sont amenées à se croiser, sont de même nombre azimutal, un couplage a lieu, et une remontée de pertes est observée pour le mode fondamental.

Il en résulte que les fenêtres de transmission du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  et du premier groupe de modes d'ordre supérieur ( $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$  et  $HE_{21}$ ) sont délimitées par les longueurs d'onde pour lesquelles les indices effectifs de ces modes et ceux des modes d'anneaux de nombre azimutal  $v = 0, 1$  et  $2$  se rejoignent respectivement.

#### Validité des modèles pour la prédiction des fenêtres de transmission

La présence de modes d'anneaux à l'intérieur de la bande interdite prévue par l'approximation asymptotique indique que cette approximation n'est pas précise pour les modes ayant un grand nombre azimutal. Mais cela est sans conséquences pour la fenêtre de transmission des premiers modes de cœur,



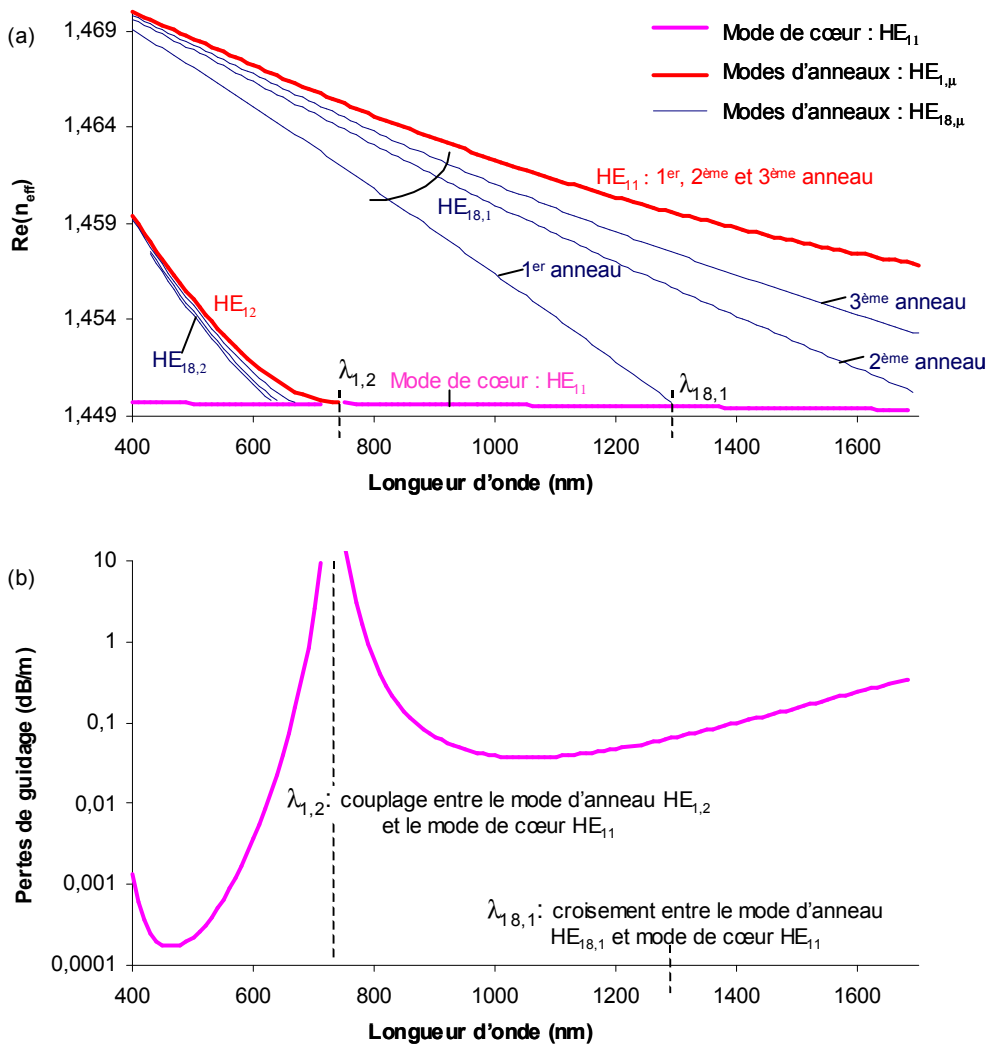


FIGURE 4.19 – (a) Tracé des courbes de dispersion du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  et des modes d'anneau  $HE_{1\mu}$  et  $HE_{18\mu}$  d'une fibre de Bragg ayant trois anneaux ( $r_c = 20\mu m$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $n_1 = 1.4738$ ,  $n_2 = n_1$ ,  $l_1 = 1.4\mu m$ ,  $l_2 = 1.1\mu m$ ). (b) Pertes de guidage du mode fondamental de cœur :  $HE_{11}$  de la fibre de la Figure 18.(a). (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle).

sur laquelle ces mode n'ont, en théorie, aucune influence. Il est intéressant d'examiner le domaine de validité de l'approximation asymptotique pour les modes de nombre azimutal  $\nu = 0, 1$  ou  $2$  qui sont les seuls modes intervenant, en théorie, dans la délimitation des fenêtres de transmission du mode fondamental et du premier groupe de modes d'ordre supérieur (si la fibre n'est pas perturbée).

Pour  $\nu = 0$ , les conditions (C1) et (C2) sont toujours vérifiées. Pour  $\nu = 1$  ou  $2$ , nous considérerons que les conditions (C1) et (C2) sont vérifiées si le rapport de leur membre de gauche et de droite est de 10 au moins. L'indice effectif des modes de cœur est inférieur à l'indice de réfraction du cœur, pour déterminer la validité des conditions (C1) et (C2), leur évaluation effectuée pour  $n_{eff} = n_c$  suffit (d'après l'expression des membres de gauche de ces conditions). La relation (4.34) est ainsi obtenue pour un indice de réfraction de l'anneau étudié  $n_p$  assurant la vérification de la condition (C1), soit :

$$n_P > \sqrt{100 \cdot \left( \frac{1}{8} (4\nu^2 - 1) \frac{\lambda}{2\pi r_{P-1}} \right)^2 + n_c^2} \quad (4.34)$$

La figure 4.20 présente la zone de validité (zone hachurée) de la condition (C1) dans l'anneau P en termes de la différence d'indice  $n_P - n_c$  et de rayon interne de l'anneau :  $r_{P-1}$  pour le cas  $\nu = 2$  (qui est le cas le plus restrictif). La condition (C2) étant moins restrictive que la condition (C1), elle est également vérifiée dans cette zone de validité.

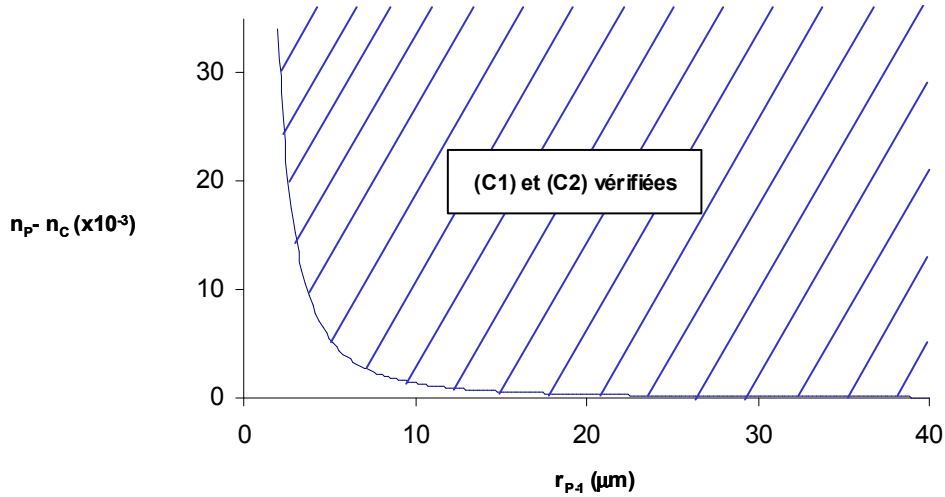


FIGURE 4.20 – Zone de validité pour les trois premiers modes de cœur (partie hachurée) des conditions (C1) et (C2) dans l'anneau P en fonction de la différence d'indice  $n_P - n_c$  et du rayon interne de l'anneau  $r_{P-1}$ .

Pour un rayon de cœur supérieur à  $10\mu\text{m}$ , les conditions (C1) et (C2) sont donc vérifiées dans les anneaux dont l'indice de réfraction est supérieur à  $1.4 \times 10^{-3}$ , ce qui est généralement le cas des anneaux de haut indice. Pour les anneaux de bas indice, l'approximation asymptotique peut ne pas être vérifiée. Mais, il est intéressant de noter que, si l'indice de réfraction de l'anneau de bas indice est égal à celui du cœur ( $n_2 = n_c$ ), alors ses modes n'interviennent pas dans les délimitations des fenêtres de transmission (cf. équation 4.19 et section 4.2.2). D'autre part, d'après les formules (4.2) et (4.15), l'indice effectif d'un mode d'un anneau isolé d'indice de réfraction  $n_2$  est inférieur à celui des modes de cœur ( $TE_{0,\mu}, TM_{0,\mu}, HE_{\nu+1,\mu}$  ou  $EH_{\nu-1,\mu}$ ), à une longueur d'onde donnée, si la largeur  $l_2$  de l'anneau est inférieure à largeur  $l_{\text{max}}$  donnée par :

$$l_{\text{max}} = \frac{\pi}{\sqrt{\left(\frac{u_{\nu\mu}}{r_c}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_2^2 - n_c^2)}} \quad (4.35)$$

Pour un anneau de bas indice de rayon interne  $r_{P-1}$  donné, l'injection de la valeur minimale de son indice de réfraction, permettant la vérification des conditions (C1) et (C2) (donnée en figure 4.20), dans l'équation 4.35, permet de déterminer la largeur maximale pour laquelle ses modes présentent des indices effectifs toujours inférieurs à ceux des modes de cœur des deux premiers groupes. Pour des largeurs d'anneaux inférieures à cette largeur maximale  $l_{\text{max}}$ , l'approximation asymptotique permet donc de déterminer les fenêtres de transmission du mode fondamental de cœur et du premier groupe d'ordre supérieur, avec

une bonne précision, même lorsque les conditions (C1) ou (C2) ne sont pas vérifiées. La figure 4.21 présente l'évolution de cette largeur maximale  $l_{\max}$  en fonction du rayon de cœur pour la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Les limites des fenêtres de transmission trouvées à des longueurs d'onde inférieures à  $1.06\mu\text{m}$  sont alors précises si les paramètres de l'anneau sont situés dans la zone hachurée de cette figure.

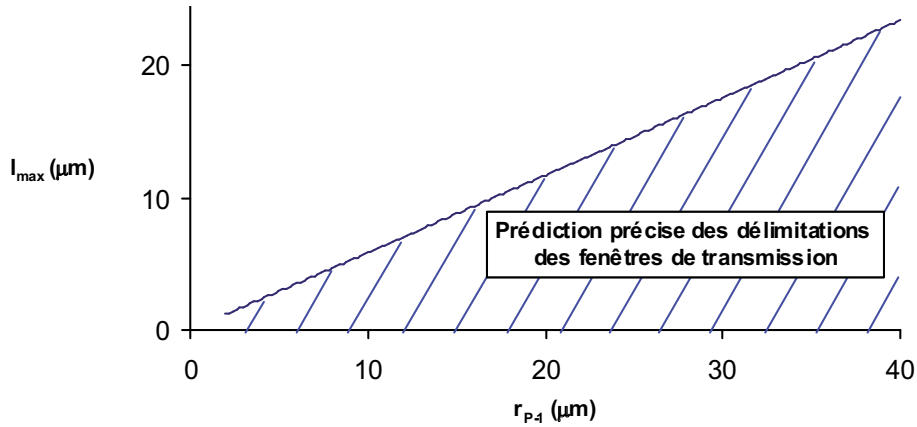


FIGURE 4.21 – Largeur maximale des anneaux de bas indice en fonction du rayon interne de l'anneau  $r_{p-1}$  pour laquelle la prédiction des limites des fenêtres de transmission par l'approximation asymptotique est précise pour les longueurs d'onde inférieures à  $1.06\mu\text{m}$  même dans le cas où les conditions (C1) ou (C2) ne sont pas vérifiées.

Dans nos travaux, nous nous intéressons aux fibres de Bragg à grande aire effective. Leur rayon de cœur est donc relativement élevé, l'approximation asymptotique sera donc précise, dans la plupart des cas étudiés, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour les modes de nombres azimutaux  $\nu = 0, 1$  et  $2$ .

#### 4.3.4 Conclusion

Bien que des modes d'anneaux de haut indice existent dans la bande interdite prédite par l'analogie avec le réseau de Bragg plan, cette analogie permet une prédiction précise, dans la plupart des cas, de la position des fenêtres de transmission dans le cas de fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice et grand cœur. Cela provient du fait que ce modèle n'est pas valide pour les modes à nombre azimutal élevé mais l'est, en revanche, pour les modes à faible nombre azimutal, seuls responsables de la délimitation théorique des fenêtres de transmission, dans la plupart des cas.

L'apparente contradiction est ainsi levée. Il est intéressant de noter que, l'analogie avec le réseau de Bragg plan a déjà été utilisée dans la littérature traitant des fibres à faibles contrastes d'indice [126], mais que sa validité théorique en dépit de l'apparente contradiction entre résultats théoriques et numériques/expérimentaux est démontrée, à notre connaissance, pour la première fois ici.

#### 4.3.5 Discussion

Même si, en théorie, les croisements entre les premiers modes de cœur et les modes d'anneaux de nombre azimutal élevé ne produisent pas de couplages, la littérature révèle, que des perturbations longitudinales de la fibre, telles que des macro-courbures, des imperfections de fabrication ou des micro-courbures, peuvent provoquer des couplages à ces longueurs d'onde de croisement (cf. figure 4.17) [98]. On peut se demander alors, si une fenêtre de transmission peut être réellement obtenue expérimentalement. Ces questions sont étudiées théoriquement et expérimentalement aux chapitres 6 et 7 respectivement.

#### 4.4 Conclusion et perspectives

L'analyse théorique des propriétés des fibres de Bragg par la théorie des perturbations et des modes couplés permet de mettre en évidence le fait qu'une fibre de Bragg peut être considérée, en première approximation, comme un antiguide perturbé par l'ajout d'une micro-structuration dans la gaine. Cet ajout ne modifie pas la courbe de dispersion des modes de cœur, sauf au voisinage des longueurs d'onde pour lesquels ces modes se couplent avec les modes de gaine. Ces longueurs d'onde délimitent les fenêtres de transmission des fibres de Bragg. Les pertes de guidage sont fortement diminuées pour les longueurs d'onde situées à l'intérieur de ces fenêtres grâce à l'ajout de la micro-structuration.

Le modèle des résonateurs isolés (dit ARROW) et l'analogie avec un réseau de Bragg plan ont été proposés, dans la littérature, pour prédire la délimitation de ces fenêtres de transmission dans le cas de fibres de Bragg à grands contrastes d'indice. Pour la première fois, à notre connaissance, après avoir établi que ces modèles trouvent leur expression rigoureuse dans l'approximation asymptotique du champ dans la gaine, nous avons démontré que ces modèles peuvent être appliqués pour la prédiction du comportement des fibres à faibles contrastes d'indice. Dans cette démonstration, nous avons également élucidé le fait que ces modèles soient applicables au cas des faibles contrastes d'indice bien qu'il y ait une apparente contradiction.

Ce dernier résultat nous permet d'utiliser l'approximation asymptotique et l'image de l'antiguide équivalent pour établir des modèles analytiques prédisant les pertes de guidage des fibres de Bragg. Ces modèles, qui vont permettre l'établissement de règles de conception, sont présentés au chapitre suivant.

## Chapitre 5

# Pertes de guidage : modélisation analytique et règles de design

L'objectif de ce chapitre est de définir des règles de design permettant de concevoir une fibre de Bragg adaptée au transport de fortes puissances. Cette étude concerne le cas particulier d'une fibre non courbée et non perturbée. Les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice, précédemment proposées dans la littérature, ne permettent pas de dépasser l'aire effective maximale atteignable dans une fibre à saut d'indice (qui est de  $1073\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , cf. section 3.1.2). Dans ce chapitre, la possibilité de dépasser cette limitation grâce aux fibres de Bragg est étudiée.

Du fait du nombre important de paramètres opto-géométriques caractérisant une fibre de Bragg, une approche numérique serait très longue et très coûteuse en temps de calcul. Une approche analytique apparaît, par contre, beaucoup plus adaptée. Il n'existe pas, à notre connaissance, de méthode analytique générale permettant d'obtenir la valeur des pertes de guidage des modes de cœur des fibres de Bragg. Les méthodes de la littérature sont, en effet, soit spécifiques à une polarisation particulière (les modes TE) [137, 142], soit limitées à des designs présentant un cœur d'air [143], soit limitées à des designs présentant un nombre d'anneaux de gaine inférieur à deux [128]. Dans ce chapitre, nous proposons un modèle analytique prédisant la valeur des pertes de guidage des modes de cœur des fibres de Bragg à gaine périodique quelle que soit leur polarisation et leur nombre d'anneaux. Ce modèle est mis au point grâce à l'utilisation de deux approximations étudiées au chapitre précédent : l'approximation asymptotique du champ dans la gaine et l'image de l'antiguide équivalent. Spécifique aux fibres de Bragg présentant une gaine parfaitement périodique, ce modèle est ensuite généralisé au cas des fibres de Bragg ayant une gaine quelconque grâce à des approximations supplémentaires (dans lesquelles les couplages entre les modes d'anneaux sont partiellement ou totalement négligés).

Ce chapitre se termine par l'utilisation des modèles analytiques pour définir des règles de design d'une fibre de Bragg adaptée au transport de fortes puissances (c'est-à-dire présentant de faibles pertes pour le mode fondamental, de fortes pertes pour les modes d'ordre supérieur et une grande aire effective). Grâce à ces règles de design, la possibilité de dépasser, avec les fibres de Bragg, les limitations des fibres à profil saut d'indice en l'absence de perturbations (courbures, micro-courbures) est examinée.

### 5.1 État de l'art

Tout d'abord, une revue de la littérature concernant les règles de design des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances ainsi que les modèles analytiques permettant de prédire les pertes de guidage est présentée. Les limitations des études de la littérature sont également examinées.

#### 5.1.1 Notations

Les notations utilisées dans ce chapitre sont celles présentées en section 2.1.3 et sont résumées en figure 5.1.

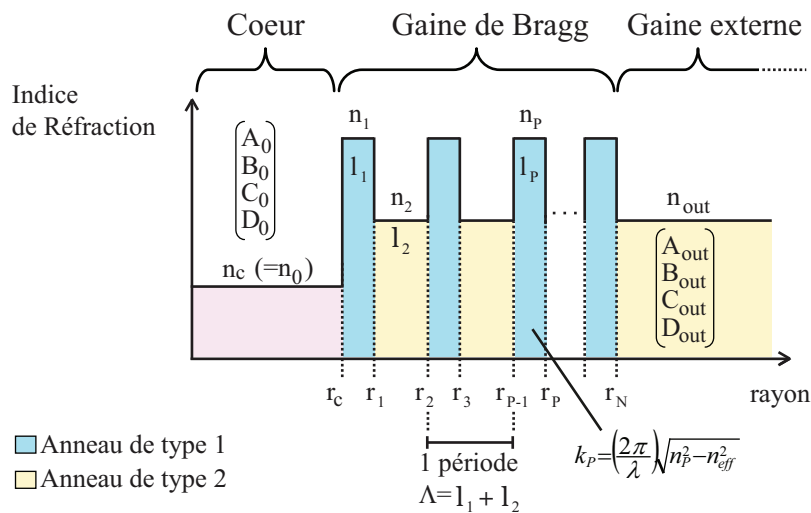


FIGURE 5.1 – Schéma d'une fibre de Bragg et notations utilisées dans le cas d'une gaine contenant  $N \frac{1}{2}$  périodes.

Dans le cas d'une gaine périodique, seuls deux types d'anneaux constituent la gaine. Comme en section 4.1.1, les anneaux présentant un indice de réfraction  $n_1$  (respectivement  $n_2$ ) et une épaisseur  $l_1$  (respectivement  $l_2$ ) sont appelés anneaux de type 1 (respectivement 2). Le pas du réseau  $\Lambda$  est défini comme étant la largeur d'une période :  $\Lambda = l_1 + l_2$ .

La dernière couche de la gaine d'une fibre de Bragg s'étend jusqu'à un rayon infini et son indice est homogène et est noté  $n_{out}$ . La condition  $n_c \leq n_{out}$  assure un guidage de type bande interdite photonique dans le cœur. Mise à part la dernière couche, les couches de la gaine sont appelées anneaux. Suivant la parité du nombre d'anneaux qu'elles contiennent, le nombre de périodes de la gaine est entier ou semi-entier. En effet, si une fibre de Bragg contient un nombre impair d'anneaux (égal à  $2N + 1, N \in \mathbb{N}$ ), la dernière période, qui contient uniquement un anneau de type 1, est incomplète (cf. figure 5.1) et la gaine contient  $N \frac{1}{2}$  périodes. Par contre, si une fibre de Bragg contient un nombre pair d'anneaux (égal à  $2N, N \in \mathbb{N}$ ), alors la gaine contient  $N$  périodes.

Un repère de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  d'axe confondu avec celui de la fibre est choisi. D'après la méthode matricielle, les champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  dans la  $P$ -ième couche peuvent être exprimés à l'aide d'une matrice de représentation  $M_P$  et de quatre constantes  $A_P, B_P, C_P, D_P$  suivant l'équation (cf. section 2.1.3) :

$$\begin{bmatrix} E_z \\ H_\theta \\ H_z \\ E_\theta \end{bmatrix} = M_P(n_{\text{eff}}, r, \lambda) \begin{bmatrix} A_P \\ B_P \\ C_P \\ D_P \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Dans le cœur (respectivement la dernière couche) la matrice de représentation est notée  $M_0$  (respectivement  $M_{\text{out}}$ ) et les quatre constantes  $A_0, B_0, C_0, D_0$  (respectivement  $A_{\text{out}}, B_{\text{out}}, C_{\text{out}}, D_{\text{out}}$ ).

Pour un mode donné d'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ , le vecteur d'onde transverse dans la tranche  $P$  est noté :

$$k_P = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) \sqrt{n_P^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad (5.2)$$

Dans ce chapitre, nous nous focalisons sur les modes de cœur et nous nous plaçons dans le cas particulier où l'indice de réfraction de toute tranche est supérieur à la partie réelle de leur indice effectif :

$$\text{Re}(n_{\text{eff}}) < n_P, \forall P \in \mathbb{N} \quad (5.3)$$

Il en résulte que le vecteur d'onde transverse  $k_P$  est réel dans toutes les tranches et que la matrice de représentation du champ s'écrit :

$$M_P(n_{\text{eff}}, \nu, r) = \begin{bmatrix} J_\nu(k_P r) & Y_\nu(k_P r) & 0 & 0 \\ \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2}{k_P} J_\nu'(k_P r) & \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2}{k_P} Y_\nu'(k_P r) & \frac{\nu \beta}{k_P r} J_\nu(k_P r) & \frac{\nu \beta}{k_P r} Y_\nu(k_P r) \\ 0 & 0 & J_\nu(k_P r) & Y_\nu(k_P r) \\ \frac{\nu \beta}{k_P r} J_\nu(k_P r) & \frac{\nu \beta}{k_P r} Y_\nu(k_P r) & \frac{\omega \mu_0}{k_P} J_\nu'(k_P r) & \frac{\omega \mu_0}{k_P} Y_\nu'(k_P r) \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

Dans la dernière tranche, le champ est exprimé à l'aide des fonctions de Hankel. La matrice de représentation  $M_P^{\text{Hankel}}(n_{\text{eff}}, \nu, r)$  est alors identique à celle indiquée en équation (5.4) dans laquelle les fonctions de Bessel  $J_\nu$  et  $Y_\nu$  sont remplacées par les fonctions de Hankel  $H_\nu^I$  et  $H_\nu^{II}$  respectivement.

### 5.1.2 Modèles analytiques de la littérature et limitations

Dans ce paragraphe, sont présentés les modèles analytiques de la littérature prédisant la valeur des pertes de guidage des fibres de Bragg. Le modèle Archambault-ARROW [128], qui permet de prédire les pertes de guidage des modes de cœur d'une fibre de Bragg dont la gaine contient au plus deux anneaux est tout d'abord présenté. Puis les modèles utilisant les formules de réflectivité d'un réseau de Bragg plan connues de la littérature sont détaillés [137, 142, 143].

#### Modèle analytique Archambault-ARROW

Archambault et al. [128] proposent des formules analytiques pour prédire le spectre des pertes des modes d'une fibre de Bragg, quelle que soit leur polarisation, dans le cas particulier où le nombre d'anneaux de la gaine est inférieur ou égal à 2.

Dans cette référence, l'image de l'antiguide équivalent (cf. section 4.2.1) et l'approximation d'un grand paramètre de guide (cf. section 4.1.4) sont utilisées pour prédire la partie réelle de l'indice effectif d'un mode de cœur de nombre azimutal  $\nu$  et d'ordre  $\mu$  :

$$\frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2} = \begin{cases} u_{\nu-1, \mu} & \text{si mode } HE_{\nu, \mu}, TE_{0, \mu}, TM_{0, \mu} \\ u_{\nu+1, \mu} & \text{si mode } EH_{\nu, \mu} \end{cases} \quad (5.5)$$

avec  $u_{l,\mu}$  la  $\mu$ -ième racine de la fonction de Bessel  $J_{l,\mu}$ .

L'approximation asymptotique du champ dans la gaine et des calculs analytiques, basés sur une hypothèse de faibles pertes, mènent alors aux résultats présentés dans la table 5.1.

| Fibres  | Coefficient d'atténuation (dB/m)  |
|---|---|
| <b>Antiguide</b>  | $\alpha^{\text{Antiguide}} = \left( \frac{40\pi}{\lambda \ln(10)} \right) \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{d^{\text{anti}} u_{v-1,\mu}^2}{n_c r_c^3 \sqrt{\left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_1^2 - n_c^2) + \frac{u_{v-1,\mu}^2}{r_c^2}}}$ |
| <b>1 anneau</b>   | $\alpha^{1A} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \frac{k_1 k_2}{\frac{1}{d_1} (k_1 S_1)^2 + d_1 (k_2 C_1)^2}$   |
| <b>2 anneaux</b>  | $\alpha^{2A} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \frac{k_1 k_2^2 k_3}{d_1 d_2 k_3^2 \left( \frac{1}{d_1} k_1 S_1 S_2 - k_2 C_1 C_2 \right)^2 + \frac{1}{d_1 d_2} k_2^2 (d_1 k_2 C_1 S_2 + k_1 S_1 C_2)^2}$  |
| <p>Avec <math>k_q</math> le vecteur d'onde transverse dans la tranche <math>q</math>, <math>S_q = \sin(k_q l_q)</math> et <math>C_q = \cos(k_q l_q)</math></p> $d^{\text{anti}} = 1 \text{ si } TE; \quad \frac{n_1^2}{n_c^2} \text{ si } TM; \quad \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{n_1^2}{n_c^2} \right) \text{ si } HE \text{ ou } EH,$ $d_q = 1 \text{ si } TE; \quad \frac{n_q^2}{n_{q+1}^2} \text{ si } TM; \quad \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{n_q^2}{n_{q+1}^2} \right) \text{ si } HE \text{ ou } EH$ |   |

TABLE 5.1 – Formules analytiques pour les pertes de guidage des modes de cœur d'une fibre de Bragg contenant au plus deux anneaux proposées en référence [128].

Dans le cas général, ce modèle est limité aux fibres contenant au plus deux anneaux. La valeur du minimum de pertes atteignable à une longueur d'onde d'opération donnée :  $\lambda_{op}$ , dans une fibre contenant un nombre quelconque d'anneaux peut, cependant, être obtenue par un raisonnement par récurrence [128].

Tout d'abord, l'examen des formules de la table 5.1 permet de déterminer que les pertes sont minimales à la longueur d'onde d'étude, si les anneaux de la fibre vérifient la condition :

$$k_q l_q = \frac{m\pi}{2}, \quad m \in \mathbb{N} \quad (5.6)$$

Cette condition est appelée *condition d'anti-résonance* ou *condition QWS* (« Quarter Wave Stack condition »). Elle est identique à la condition assurant une réflectivité maximale d'un miroir de Bragg plan (cf. section 1.2.1).

L'effet de l'ajout d'un anneau vérifiant la condition d'anti-résonance, autour d'une fibre contenant initialement  $(N - 1)$  anneaux vérifiant cette même condition, sur la valeur minimale de pertes atteignable à une longueur d'onde donnée, est ensuite déterminé par les formules de la table 5.1 (pour  $N = 1, 2$ ) puis par récurrence (pour  $N > 2$ ).



$$\alpha_{\min}^{NA} = \begin{cases} \alpha_{\min}^{(N-1)A} \cdot \frac{d_{N+1}}{d_N} \cdot \frac{k_N}{k_{N+1}}, & \text{si } n_{N+1} > n_N \\ \alpha_{\min}^{(N-1)A} \cdot \frac{d_N}{d_{N+1}} \cdot \frac{k_{N+1}}{k_N}, & \text{si } n_{N+1} < n_N \end{cases} \quad (5.7)$$

où  $d_i$ , ( $i \in \mathbb{N}$ ) est défini dans le tableau 5.1. La valeur minimale de pertes atteignable à une longueur d'onde donnée dans une fibre périodique contenant  $N$  anneaux d'indice de réfraction fixés est donc (dans le cas particulier où  $n_2 > n_1$ ) :

$$\alpha_{\min}^{NA} = \alpha^{\text{Antiguide}} \left( \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{d_1}{d_2} \right)^N \quad (5.8)$$

### Modèles analytiques utilisant la réflectivité du Bragg plan

Les modèles analytiques utilisant la réflectivité du Bragg plan se placent dans le cadre de la théorie des rayons [137, 142, 143]. Une onde localement plane de même vecteur d'onde est associée à chaque mode de la fibre. L'angle d'incidence  $\theta$  d'un rayon de cette onde sur la gaine de Bragg est déterminé par la formule (cf. figure 5.2) :

$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{\text{Re}(n_{\text{eff}})}{n_c} \right) \quad (5.9)$$

Les études des références [137, 142] se placent dans le cas particulier de modes  $TE$ . Elles utilisent l'hypothèse d'une grande réflectivité de la gaine pour prédire la valeur de  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ . Cette hypothèse aboutit en fait au même résultat que l'image de l'antiguide équivalent et de l'approximation d'un grand paramètre de guide  $V$  pour cet antiguide (cf. section 4.2.1). Soit (cf. (5.5)) :

$$\frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - \text{Re}(n_{\text{eff}})^2} = \frac{2\pi}{\lambda} r_c n_c \cos \theta = u_{1,\mu} \quad (5.10)$$

avec  $u_{1,\mu}$  la  $\mu$ -ième racine de la fonction de Bessel  $J_1$ .

Le coefficient d'atténuation est ensuite évalué par comparaison de la puissance guidée dans le cœur de la fibre avant et après une réflexion sur la gaine (notées respectivement  $P(0)$  et  $P(L)$ ) :

$$\alpha = \frac{10}{L} \text{Log} \left( \frac{P(L)}{P(0)} \right) \quad (5.11)$$

Dans cette équation, la distance  $L$  est déterminée par :  $L = 2r_c \tan \theta$  (cf. figure 5.2), l'angle  $\theta$  est déterminé par les relations (5.5) et (5.6).

Le rapport  $P(L)/P(0)$  est alors calculé analytiquement en considérant que la réflectivité de la gaine cylindrique  $|R|^2$  est égale à celle, bien connue de la littérature [42], du réseau de Bragg plan équivalent.

La référence [137] propose alors la relation (5.12) pour les pertes de guidage des mode  $TE_{0\mu}$  :

$$\alpha(\text{dB/m}) = \frac{-5}{r_c \tan \theta} \cdot \text{Log} \left( |R|^2 \right) \quad (5.12)$$

avec  $u_{1,\mu}$  la  $i$ -ème racine de la fonction de Bessel  $J_1$ .

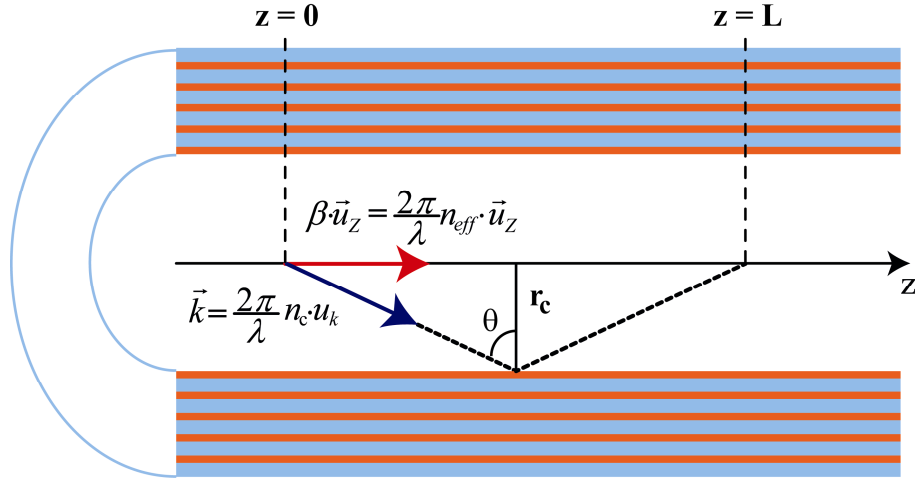


FIGURE 5.2 – Schéma de l'estimation des pertes de guidage par la théorie des rayons et utilisation de la réflectivité du réseau de Bragg plan équivalent à la gaine.

Cette formule peut être simplifiée dans le cas où la réflectivité de la gaine est proche de 1 et l'angle  $\theta$  est grand (incidence rasante) [142].

$$\alpha = \frac{5}{2\pi \ln(10)} \cdot \frac{u_{1,\mu} \lambda}{n_c r_c^2} (1 - |R|^2) \quad (5.13)$$

Récemment, une méthode similaire a été présentée pour prédire les pertes de guidage des modes de cœur de toute polarisation, dans le cas particulier de fibres de Bragg présentant un cœur d'air [143]. Dans cette étude, les pertes des modes  $TE$  et  $TM$  sont déterminées analytiquement. Celles des modes hybrides sont obtenues, de manière heuristique, par pondération des pertes obtenues dans le cas de modes  $TM$  (le coefficient de pondération étant choisi à la suite de la confrontation des résultats numériques et analytiques).

Il est intéressant de noter qu'un raisonnement analogue, effectué dès les premiers travaux proposant le concept de fibres de Bragg [2], permet d'obtenir le minimum de pertes atteignable pour le mode fondamental de cœur dans le cas particulier où le cœur et les niveaux de bas indice sont constitués d'air.

#### Discussion : limites des modèles existants

Le modèle Archambault-ARROW présente l'avantage d'englober le cas de tous les modes de cœur, et ce quelle que soit leur polarisation. Il permet de déterminer la valeur du minimum de pertes atteignable à une longueur d'onde donnée dans une fibre de Bragg contenant un nombre quelconque  $N$  d'anneaux. Sa limite majeure est que la prédiction des pertes de guidage à une longueur d'onde pour laquelle la condition d'anti-résonance (indiquée en équation 5.8) n'est pas vérifiée pour tous les anneaux est limitée aux fibres contenant au plus deux anneaux. Notons que ce modèle utilise une approximation asymptotique du champ dans la gaine.

Les modèles basés sur une comparaison avec le Bragg plan présentent l'avantage de prédire les pertes pour toute longueur d'onde située à l'intérieur de la fenêtre de transmission quelque soit le nombre d'anneaux. Leur inconvénient majeur est que, excepté pour les modes  $TE$  [137, 142], elles sont limitées au cas d'un cœur d'air [143]. De plus, l'effet de la gaine de Bragg sur les modes hybrides y est déduit par recours au calcul numérique des pertes de guidage à au moins une longueur d'onde [143]. Ces modèles basés sur l'équivalence entre gaine cylindrique et gaine plane, utilisent l'approximation asymptotique du

champ dans la gaine.

| Modèles  | Avantages  | Limites  |
|--|--|--|
| <b>Archambault - ARROW</b>                             | Applicable à tous les modes de cœur quelle que soit leur polarisation. | Limité à un nombre d'anneaux inférieur à deux (sauf pour la prédiction de la valeur minimale des pertes atteignable à une longueur d'onde donnée).   |
| <b>Modèles utilisant la réflectivité du Bragg plan</b> | Applicable à un nombre quelconque d'anneaux                            | <ul style="list-style-type: none"> <li>- Prédiction entièrement analytique limitée au cas des modes TE et TM.</li> <li>- Prédiction limitée au cas d'un cœur d'air, sauf pour les modes TE.</li> </ul> |

TABLE 5.2 – Avantages et inconvénients des modèles analytiques de la littérature.

La table 5.1.2 résume les avantages et inconvénients des deux types de modèles. Cette table révèle qu'il n'existe pas de modèle analytique général permettant de traiter le cas d'un nombre quelconque d'anneaux pour un mode hybride ou *TM*.

### 5.1.3 Analyse des règles de design de l'état de l'art

Plusieurs règles de designs ont été proposées dans la littérature pour concevoir des fibres de Bragg à grande aire effective et faibles pertes pour le mode fondamental, assurant de fortes pertes pour les modes d'ordre supérieur (c'est-à-dire des fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances). Nous les analysons ici, et montrons qu'elles ne permettent pas d'obtenir des fibres de Bragg dépassant les limitations des profils saut d'indice pour le transport de fortes puissances.

D'une manière générale, l'augmentation du contraste d'indice dans la gaine et l'augmentation du nombre d'anneaux diminuent la valeur du minimum de pertes de guidage pour le mode fondamental de cœur, mais également celle des modes d'ordre supérieur (cf. formule (5.8)). Un compromis est alors nécessairement effectué entre, d'une part, l'obtention de faibles pertes pour le mode fondamental et, d'autre part, l'obtention de fortes pertes pour les modes d'ordre supérieur.

Dans la référence [41], il a été proposé de concevoir la fibre de sorte que la condition QWS soit vérifiée pour les anneaux de haut indice et le mode fondamental de cœur, puis de choisir finement le contraste d'indice dans la fibre de sorte qu'un compromis soit réalisé entre faibles pertes de guidage pour le mode fondamental de cœur et fortes pertes pour les modes d'ordre supérieur. Une fibre de Bragg de  $10\mu\text{m}$  de rayon de cœur présentant une aire effective du mode fondamental de  $170\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , de faibles pertes pour le mode fondamental et de fortes pertes pour le premier mode d'ordre supérieur a ainsi été théoriquement obtenue. Une autre stratégie consiste à diminuer l'indice de réfraction du cœur de manière à assurer de fortes pertes pour les modes d'ordre supérieur. Une fibre de Bragg de  $20\mu\text{m}$  de rayon de cœur présentant de faibles pertes pour le mode fondamental et de fortes pertes pour le premier mode d'ordre supérieur a ainsi été proposée [42]. L'aire effective de son mode fondamental à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  est de  $550\mu\text{m}^2$  [99].

Les deux stratégies développées dans la littérature pour obtenir des fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances ont abouti à des Aires Effectives bien inférieures à l'aire effective maximale atteignable dans la solution saut d'indice en l'absence de courbures et de micro-courbures déterminée en section 3.1.2 qui est de  $1073\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ .

Pour pouvoir déterminer la possibilité des fibres de Bragg à dépasser la limitation des fibres à profil saut d'indice, une étude supplémentaire est donc nécessaire. Une approche analytique paraît particulièrement adaptée du fait du grand nombre de paramètres opto-géométriques des fibres de Bragg. Un modèle analytique permettant de prédire les pertes de guidage quels que soit la polarisation du mode, le nombre d'anneaux de la gaine et les caractéristiques des anneaux (ne vérifiant donc pas obligatoirement la condition QWS) a été mis au point et est présenté en sections 5.2 et 5.3.

## 5.2 Modèle analytique pour les fibres à gaine périodique

Dans cette section, un modèle analytique prédisant la valeur des pertes de guidage des modes de cœur d'une fibre de Bragg est établi et sa précision est examinée. Les approximations utilisées sont l'approximation de l'antiguide équivalent de grand paramètre de guide et l'approximation asymptotique du champ dans la gaine.

### 5.2.1 Présentation du modèle : modes TE et TM

#### Méthodologie utilisée : théorie des perturbations

La méthodologie utilisée pour la prédiction des pertes de guidage est la méthode des flux de puissance. Le coefficient de pertes de guidage est relié au rapport du flux de puissance radiale rayonnée par unité de longueur de fibre  $P_R$  et du flux de puissance traversant une section transverse de fibre  $P_z$  selon la formule [14] :

$$\alpha = \frac{10}{\ln(10)} \frac{P_R}{P_z} \quad (5.14)$$

avec

$$P_R = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \text{Re} \left( [E_\theta H_z^* - E_z H_\theta^*]_{r=R} \right) R d\theta \quad (5.15)$$

et

$$P_z = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \text{Re} (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) r dr d\theta \quad (5.16)$$

où  $R$  vérifie :  $R > r_{\text{out}}$ .

Une approche perturbative est ensuite utilisée. Le système non perturbé est l'antiguide formé par le cœur et le premier niveau de la gaine de la fibre de Bragg. Ce système est appelé *antiguide équivalent* (cf. section 4.1.3). Cet antiguide est perturbé par l'ajout de couches supplémentaires dans la gaine.

Dans le cadre de la théorie des perturbations, l'ajout d'une gaine de Bragg autour d'un antiguide n'implique pas de modification de la puissance guidée à travers la section transverse de la fibre  $P_z$ , mais

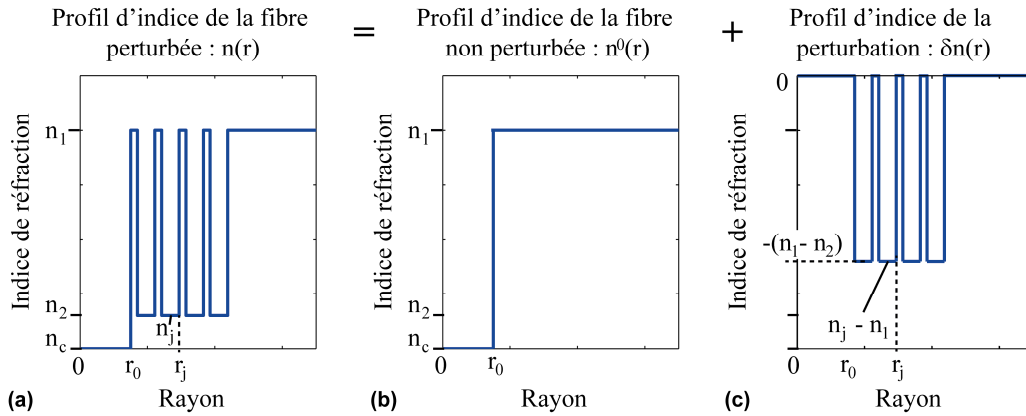


FIGURE 5.3 – Rappel du schéma du modèle de l'antiguide perturbé indiquant le profil de la fibre de Bragg initiale (a), de l'antiguide équivalent à cette fibre (b) et de la perturbation induite par l'ajout de la microstructuration dans la gaine de l'antiguide (c).

uniquement une modification de la puissance radiale rayonnée par unité de surface  $P_R^1$ . Compte tenu de (5.14), la variation du coefficient d'atténuation induite par l'ajout d'une gaine de Bragg autour d'un antiguide est donc déterminée par la variation de la puissance radiale rayonnée :  $P_R$  uniquement. Le coefficient de pertes des modes de cœur d'une fibre de Bragg  $\alpha^{\text{Bragg}}$  peut donc se déduire de celui de l'antiguide ( $\alpha^{\text{Antiguide}}$ ) selon :

$$\alpha^{\text{Bragg}} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \frac{P_R^{\text{Bragg}}}{P_R^{\text{Antiguide}}} \quad (5.17)$$

Dans cette équation,  $P_R^{\text{Bragg}}$  et  $P_R^{\text{Antiguide}}$  sont les puissances radiales rayonnées dans le niveau externe de la fibre de Bragg et de l'antiguide équivalent respectivement.

L'hypothèse d'un grand paramètre de guide étant réalisée, les pertes de guidage de l'antiguide vérifient la formule indiquée en ligne 1 de la table 5.1.

Dans ce cas, les seules inconnues dans l'équation (5.17) sont les puissances radiales rayonnées  $P_R^{\text{Bragg}}$  et  $P_R^{\text{Antiguide}}$ .

#### Puissance radiale rayonnée : $P_R^{\text{Antiguide}}$ dans le cas de l'antiguide

D'après l'équation (5.15) ainsi que les équations (B.5) et (B.6) de l'Annexe B, la puissance radiale rayonnée par un mode  $TE$  ou  $TM$  d'un antiguide dépend des constantes  $A_{\text{out}}$  et  $C_{\text{out}}$  que nous déterminons ci-dessous.

1. La puissance guidée à travers une section transverse de la fibre  $P_z^{\text{Bragg}}$  peut être approchée par la puissance guidée dans le cœur uniquement  $P_{z,\text{cœur}}^{\text{Bragg}}$  ( $P_z^{\text{Bragg}} = P_{z,\text{cœur}}^{\text{Bragg}}$ ). En effet, nous nous intéressons aux modes de cœur et la majorité de la puissance est donc guidée dans le cœur. L'intégrale sur les rayons de l'équation (5.16) est alors tronquée aux rayons inférieurs à  $r_c$ . La puissance  $P_{z,\text{cœur}}^{\text{Bragg}}$  ne dépend donc que de l'indice effectif du mode considérée et des caractéristiques opto-géométriques du cœur de la fibre. Nous considérons que les pertes sont suffisamment faibles pour que la partie imaginaire de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}^i$  soit négligeable devant sa partie réelle  $n_{\text{eff}}^r$  (qui est approximativement égale à 1.5 dans le cas d'une fibre en silice ou 1 si la fibre est à cœur d'air). Par suite des propriétés des fonctions de Bessel complexes, l'utilisation de l'approximation  $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^r$  dans l'équation (5.16) permet de déterminer le champ avec une bonne précision (la dérivée partielle d'une fonction de Bessel par rapport à la partie imaginaire d'un nombre complexe donné est très faible). Dans le cadre du modèle de l'antiguide perturbé, la partie réelle de l'indice effectif d'un mode de cœur donné peut être considérée comme identique à celle du même mode de l'antiguide équivalent à la fibre de Bragg (cf. section 4.1.3). La puissance  $P_{z,\text{cœur}}^{\text{Bragg}}$  peut donc être approchée par la puissance guidée à travers une section transverse dans l'antiguide équivalent :  $P_{z,\text{cœur}}^{\text{Antiguide}}$ .

En écrivant l'égalité des composantes tangentielles du champ à l'interface  $r = r_c$ , il vient :

$$\begin{bmatrix} A_{out} \\ B_{out} \\ C_{out} \\ D_{out} \end{bmatrix} = M_1^{-1} \cdot M_c \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \\ D_0 \end{bmatrix} \quad (5.18)$$

Les conditions ( $B_0 = D_0 = 0$ ) et ( $B_{out} = D_{out} = 0$ ) assurant la convergence du champ (cf. section 2.1.3) mènent alors à :

$$A_{out}^{Antiguide} = \sqrt{\frac{\pi k_{out} r_c}{2}} J_v(k_c r_c) A_0 \quad (5.19)$$

$$C_{out}^{Antiguide} = \sqrt{\frac{\pi k_{out} r_c}{2}} J_v(k_c r_c) C_0 \quad (5.20)$$

La puissance radiale rayonnée par un mode  $TE$  ou  $TM$  d'un antiguide est donc indiquée en formule (5.21) et (5.22) respectivement :

$$P_R^{Antiguide,TE} = \frac{\omega}{k_{out}^2} \mu_0 \frac{\pi k_{out} r_c}{2} J_v^2(k_c r_c) |A_0|^2 \quad (5.21)$$

$$P_R^{Antiguide,TM} = \frac{\omega}{k_{out}^2} \varepsilon_0 n_{out} \frac{\pi k_{out} r_c}{2} J_v^2(k_c r_c) |C_0|^2 \quad (5.22)$$

#### Pertes de guidage d'une fibre de Bragg contenant un nombre entier $N$ de périodes (soit $2N$ anneaux)

Nous nous plaçons, tout d'abord, dans le cas d'une fibre périodique composée d'un nombre entier  $N$  de périodes. L'indice de réfraction de la gaine externe  $n_{out}$  est alors égal à  $n_1$  ( $n_{out} = n_1$ , contrairement au cas présenté en figure 5.1, mais comme dans le cas présenté en figure 5.3.(a)).

Les quatre constantes du champ du niveau d'indice de réfraction  $n_1$  (respectivement  $n_2$ ) de la  $Q$ -ième période sont notées :  $A_1^Q, B_1^Q, C_1^Q, D_1^Q$  (respectivement :  $A_2^Q, B_2^Q, C_2^Q, D_2^Q$ ).

Pour le champ dans la gaine, nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation asymptotique. La matrice de représentation du champ dans l'anneau P s'exprime donc par l'équation (2.17) de la section 2.1.4). La matrice  $T_1$ , qui relie les constantes de deux périodes consécutives dans les anneaux de type 1, est donnée par les relations (5.23 - 5.27) [105, 106] :

$$V_1^{Q+1} = T_1 \cdot V_1^Q, \quad V_1^Q = \begin{bmatrix} A_1^Q \\ B_1^Q \\ C_1^Q \\ D_1^Q \end{bmatrix} \quad (5.23)$$

$$T_1 = \begin{bmatrix} T_1^{TM} & 0 \\ 0 & T_1^{TE} \end{bmatrix} \quad (5.24)$$

$$T_1^S = \begin{bmatrix} X_1^S & Y_1^S \\ Y_1^{*S} & X_1^{*S} \end{bmatrix}, \quad S = TE \text{ ou } TM \quad (5.25)$$

$$X_1^S = e^{ik_1 l_1} \left[ \cos(k_2 l_2) + \frac{i}{2} \left( \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{d} + d \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_2 l_2) \right] \quad (5.26)$$

$$Y_1^S = e^{-ik_1 l_1} \left[ \frac{i}{2} \left( \frac{k_2}{k_1} d - \frac{1}{d} \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2 l_2) \right] \quad (5.27)$$

$$d = \begin{cases} (n_1/n_2)^2, & \text{si } S = TM \\ 1, & \text{si } S = TE \end{cases} \quad (5.28)$$

Dans ces formules, le symbole « \* » représente l'opérateur de conjugaison complexe. D'après (5.23), pour une fibre de Bragg contenant  $N$  périodes, les constantes du champ dans le niveau extérieur  $V_1^{\text{out}}$  sont reliées à celles de l'anneau de type 1 de la première période  $V_1^1$  par la relation (5.29) :

$$V_1^{\text{out}} = T_1^N V_1^1 \quad (5.29)$$

D'après (5.26) et (5.27),  $|X_1^S|^2 - |Y_1^S|^2 = 1$ . Les sous-matrices  $T_1^S$  sont donc unitaires et leur puissances peuvent se calculer à l'aide des polynômes de Tchebychev selon les formules (5.30-5.32) [24] :

$$(T_1^S)^N = \begin{bmatrix} X_1^S U_{N-1} - U_{N-2} & -Y_1^S U_{N-1} \\ -Y_1^{S*} U_{N-1} & X_1^{S*} U_{N-1} - U_{N-2} \end{bmatrix} \quad (5.30)$$

$$U_N = \sin((N+1)K\Lambda) / \sin(K\Lambda) \quad (5.31)$$

où

$$K\Lambda = \arccos(\text{Re}(X_1^S)) \quad (5.32)$$

Les matrices  $(T_1^S)^N$  étant unitaires, leur inverse est donnée par la formule :

$$(T_1^S)^{-N} = \begin{pmatrix} X_1^{S*} U_{N-1} - U_{N-2} & -Y_1^S U_{N-1} \\ -Y_1^{S*} U_{N-1} & X_1^S U_{N-1} - U_{N-2} \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

En écrivant la continuité des composantes tangentielles du champ en  $r = r_c$ , on trouve la relation entre les constantes du champ dans le niveau externe  $V^{\text{out}}$  et les constantes dans le cœur  $V^0$ , qui est donnée par :

$$M_c(r_c) V^0 = M_1(r_c) T_1^{-N} V_1^{\text{out}} \quad (5.34)$$

où  $M_c$  et  $M_1$  sont respectivement les matrices de représentation du champ dans le cœur et dans l'anneau de type 1.

Les conditions ( $B^0 = D^0 = 0$ ) et ( $B^{\text{out}} = D^{\text{out}} = 0$ ) mènent alors à l'expression :

$$J_v(k_c r_c) A^0 = \sqrt{\frac{2}{\pi k_1 r_c}} \left[ (X_1^{S*} - Y_1^{S*}) U_{N-1} - U_{N-2} \right] A^{\text{out}} \quad (5.35)$$

La formule (5.35) est également vérifiée par les constantes  $C^0$ ,  $C^{\text{out}}$ .

D'après (5.21), (5.22) et (5.35), et compte tenu des égalités  $n_{\text{out}} = n_1$  et  $k_{\text{out}} = k_1$ , la puissance radiale rayonnée par un mode  $TE$  ou  $TM$  sont données par :

$$P_R^{2N(TE, TM)} = \frac{P_R^{\text{Antiguide}(TE, TM)}}{|(X_1^{S*} - Y_1^{S*}) U_{N-1} - U_{N-2}|^2} \quad (5.36)$$

En utilisant (5.17) et (5.36) les coefficients de pertes de guidage d'un mode de cœur  $TE$  ou  $TM$  d'une fibre de Bragg ayant  $N$  périodes sont données par :

$$\alpha^{2N, S} = \frac{\alpha^{\text{Antiguide}}}{|(X_1^{S*} - Y_1^{S*}) U_{N-1} - U_{N-2}|^2} \quad (5.37)$$

Cette formule ne dépend que des caractéristiques opto-géométriques de la fibre et des vecteurs d'onde transverses  $k_1$  et  $k_2$  des modes étudiés. En négligeant la partie imaginaire de l'indice effectif du mode considéré devant sa partie réelle, et en utilisant la formule de prédiction de l'indice effectif des modes de cœur d'un antiguide (formule (5.5)) on obtient :

$$k_j = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_j^2 - n_c^2) + \frac{u_{V-1, \mu}^2}{r_c^2}}; \quad j = 1, 2 \quad (5.38)$$

Les pertes de guidage peuvent donc être déterminées directement à partir des caractéristiques opto-géométriques de la fibre considérée et de la longueur d'onde.

#### **Pertes de guidage d'une fibre de Bragg contenant un nombre semi-entier de périodes $N\frac{1}{2}$ périodes (soit $(2N + 1)$ anneaux)**

Le cas d'une fibre contenant un nombre semi-entier de périodes  $N\frac{1}{2}$  périodes (soit  $(2N + 1)$  anneaux) est ensuite étudié. La matrice  $T_2$  qui relie les constantes de deux périodes consécutives dans les anneaux de type 2 peut se déduire de la matrice  $T_1$  dans laquelle les indices 1 et 2 sont intervertis. Dans la suite, nous utiliserons les notations suivantes pour cette matrice :

$$T_2 = \begin{bmatrix} T_2^{TM} & 0 \\ 0 & T_2^{TE} \end{bmatrix} \quad (5.39)$$

$$T_2^S = \begin{bmatrix} X_2^S & Y_2^S \\ Y_2^{S*} & X_2^{S*} \end{bmatrix}, \quad S = TE \text{ ou } TM \quad (5.40)$$

Nous notons  $L_1$ , la matrice de passage d'un anneau de type 1 (de rayon interne  $r_{2Q}$ ) à l'anneau consécutif de type 2 de la  $Q$ -ième période :

$$V_2^Q = L_1 V_1^Q, \quad L_1 = M_2^{-1} (r_{2Q} + l_1) M_1 (r_{2Q} + l_1) \quad (5.41)$$

D'après (5.51) et (5.41),  $L_1$  s'écrit :

$$L_1^S = \left(\frac{1}{2} \frac{k_2}{k_1}\right) \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} d\right) \exp(ik_1 l_1) & \left(1 - \frac{k_2}{k_1} d\right) \exp(-ik_1 l_1) \\ \left(1 - \frac{k_2}{k_1} d\right) \exp(ik_1 l_1) & \left(1 + \frac{k_2}{k_1} d\right) \exp(-ik_1 l_1) \end{bmatrix}, \quad S = TE \text{ ou } TM \quad (5.42)$$



Il est intéressant de noter que  $L_1$  ne dépend pas du rayon interne de l'anneau 1.  $L_1$  ne dépend donc pas de la position de l'anneau dans la gaine.

Pour une fibre de Bragg ayant  $2N + 1$  anneaux ( $N\frac{1}{2}$  périodes), l'écriture de la continuité des composantes tangentielles du champ à l'interface  $r = r_c$  mène à la relation :

$$M_C(r_c)V^0 = M_1(r_c)L_1^{-1}T_2^{-N}V^{\text{out}} \quad (5.43)$$

L'équation (5.43) se ré-écrit alors :

$$J_V(k_c r_c)A^0 = \sqrt{\frac{2}{\pi k_1 r_c}} \left[ (aX_2^{S^*} - a^*Y_2^{S^*})U_{N-2} - aU_{N-3} \right] A^{\text{out}} \quad (5.44)$$

avec

$$a = \cos(k_1 l_1) - i \frac{k_1}{k_2} \frac{1}{d} \sin(k_1 l_1) \quad (5.45)$$

La formule (5.44) est également vérifiée par les constantes  $C^0$ ,  $C^{\text{out}}$ .

Compte tenu de (5.17) et (5.44), les coefficients de pertes associés d'un mode  $TE$  ou  $TM$  vérifient :

$$\alpha^{(2N+1),S} = \frac{k_1}{k_2} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{|(aX_2^{S^*} - a^*Y_2^{S^*})U_{N-1} - aU_{N-2}|^2} \cdot \alpha^{\text{Antiguide},S} \quad (5.46)$$

avec

$$d = \begin{cases} (n_1/n_2)^2 & \text{si } S = TM \\ 1 & \text{si } S = TE \end{cases} \quad (5.47)$$

### 5.2.2 Cas des modes hybrides

La section précédente a permis de fournir une prédiction analytique des pertes de guidage des modes  $TE$  et  $TM$  d'une fibre de Bragg à gaine périodique contenant un nombre quelconque d'anneaux. Nous évaluons ici, le coefficient de pertes de guidage des modes hybrides par la méthodes des flux de puissance.

Pour un mode hybride, on peut définir ses composantes  $(H_z, E_\theta, H_r)$  comme étant les *composantes TE* et les composantes  $(E_z, H_\theta, E_r)$  comme étant les *composantes TM*.

#### Puissance guidée dans le cœur

Le flux de puissance guidée selon l'axe  $z$  à travers une section transverse de la fibre du mode hybride  $P_Z^{\text{Hybride}}$  est tout d'abord évalué. On peut montrer que la puissance totale guidée dans le cœur à travers le mode hybride  $P_Z^{\text{Hybride}}$  est la somme des puissances guidées à travers les composantes TE et TM telles que définies plus haut (cf. Annexe D) :

$$P_Z^{\text{Hybride}} = P_Z^{\text{TE}} + P_Z^{\text{TM}} \quad (5.48)$$

De plus, les puissances guidées à travers chacune des composantes sont égales (cf. Annexe D) :

$$P_Z^{\text{TE}} = P_Z^{\text{TM}} \quad (5.49)$$

Il en résulte que la puissance totale dans le cas d'un mode hybride vérifie :

$$P_Z^{\text{Hybride}} = 2P_Z^{TE} \quad (5.50)$$

### Puissance radiale rayonnée $P_R$

Le flux de puissance radiale rayonnée par unité de longueur de fibre  $P_R$  est déterminé dans un second temps. La couche externe des guides est d'extension infinie, le rayon  $R$  pour lequel le flux de puissance radial est calculé peut être choisi arbitrairement grand. Nous le choisissons suffisamment grand pour que la matrice de représentation du champ puisse s'exprimer à l'aide de sa forme asymptotique avec une bonne précision (cf. section 2.1.4). La matrice de représentation du champ s'écrit alors :

$$M_{\text{out}}^{\text{as}} = \sqrt{\frac{2}{\pi k_{\text{out}} R}} \begin{bmatrix} e^{(ik_{\text{out}}(R-r_N))} & e^{(-ik_{\text{out}}(R-r_N))} & 0 & 0 \\ \frac{-\omega \epsilon_0 n_{\text{out}}^2}{k_{\text{out}}} e^{(ik_{\text{out}}(R-r_N))} & \frac{\omega \epsilon_0 n_{\text{out}}^2}{k_{\text{out}}} e^{(-ik_{\text{out}}(R-r_N))} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{(ik_{\text{out}}(R-r_N))} & e^{(-ik_{\text{out}}(R-r_N))} \\ 0 & 0 & \frac{-\omega \mu_0}{k_{\text{out}}} e^{(ik_{\text{out}}(R-r_N))} & \frac{\omega \mu_0}{k_{\text{out}}} e^{(-ik_{\text{out}}(R-r_N))} \end{bmatrix} \quad (5.51)$$

avec  $k_{\text{out}}$  le vecteur d'onde transverse dans la couche externe.

Les composantes  $TE$  et  $TM$  du champ sont donc découplées et leurs puissances radiales rayonnées  $P_R^{TE}$  et  $P_R^{TM}$  s'écrivent (d'après (5.15) et compte tenu de  $B_{\text{out}} = D_{\text{out}} = 0$ , cf. section 2.1.2) :

$$P_R^{TE} = \frac{\omega}{k_{\text{out}}^2} \mu_0 |C_{\text{out}}|^2 \quad (5.52)$$

$$P_R^{TM} = \frac{\omega}{k_{\text{out}}^2} \epsilon_0 n_{\text{out}}^2 |A_{\text{out}}|^2 \quad (5.53)$$

D'après (5.15) et (5.51), la puissance radiale du mode hybride est égale à la somme des puissances rayonnées des composantes  $TE$  et  $TM$  :

$$P_R^{\text{Hybride}} = P_R^{TE} + P_R^{TM} \quad (5.54)$$

Il en résulte que le coefficient de pertes d'un mode hybride est égal à la moyenne des coefficients des pertes de ses composantes  $TE$  et  $TM$  :

$$\alpha^{\text{Bragg}} = \frac{P_R^{\text{Hybride}}}{2P_z^{TE, TM}} = \frac{1}{2} (\alpha^{TE} + \alpha^{TM}) \quad (5.55)$$

Notons que cette formule, démontrée analytiquement ici, est en accord avec celle proposée dans la référence [128] sur la base d'observations numériques.

Les pertes de guidage d'un mode hybride d'une fibre de Bragg contenant un nombre quelconque d'anneaux peuvent donc être évaluées à partir des coefficients des pertes de guidage de ses composantes  $TE$  et  $TM$ . Pour l'évaluation de ces coefficients, le vecteur d'onde transverse est déterminé suivant (cf. formule (5.5)) :

$$k_j = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_j^2 - n_c^2) + \frac{u_{v-1, \mu}^2}{r_c^2}}; & \text{si mode } HE \\ \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_j^2 - n_c^2) + \frac{u_{v+1, \mu}^2}{r_c^2}}; & \text{si mode } EH \end{cases} ; j = 1, 2 \quad (5.56)$$

avec  $u_{l,\mu}$  la  $\mu$ -ième racine de la fonction de Bessel  $J_{l,\mu}$ . Les formules (5.37) ou (5.46) sont ensuite utilisées suivant le nombre d'anneaux que contient la gaine de la fibre de Bragg considérée.

### 5.2.3 Précision du modèle

La précision des formules établies au paragraphe précédent est examinée ici. Ces formules ont été développées en faisant l'hypothèse d'un grand paramètre de guide ( $V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_1^2 - n_c^2}$ ) de la fibre de Bragg (et d'un ordre de mode suffisamment faible pour que les formules analytiques de prédiction de l'indice effectif de l'antiguide équivalent soient précises), de la validité de l'approximation asymptotique du champ dans la gaine, ainsi qu'en négligeant les couplages entre les modes de cœur et les modes de gaine. Elles sont donc valables, aussi bien pour les fibres à grands contrastes d'indice qu'à faibles contrastes d'indice du moment que ces hypothèses sont vérifiées.

Pour les fibres à faibles contrastes d'indice, les formules de prédiction de l'indice effectif de l'antiguide sont précises, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour le mode fondamental de cœur et le premier groupe de modes d'ordre supérieur si la fibre a un rayon de cœur supérieur à  $10\mu\text{m}$  et une différence d'indice de réfraction cœur-(premier anneau) supérieure à  $10 \times 10^{-3}$  (cf. section 4.1.2). Nous nous plaçons donc dans ce cas de figure. Les conditions de validité de l'approximation asymptotique ont été déterminées en section 4.3.2 et sont rappelées en figure 5.4. Les fibres examinées ici étant des fibres périodiques, l'anneau de type 1 est toujours dans la zone de validité de l'approximation asymptotique (car  $(n_1 - n_c) > 10^{-3}$  et  $r_c > 10\mu\text{m}$ ). Seul l'anneau de type 2 (c'est-à-dire l'anneau de bas indice) peut ne pas entrer dans le cadre de la validité de l'approximation asymptotique. Pour tester la précision de ce modèle, nous choisissons une fibre de rayon de cœur  $15\mu\text{m}$  appartenant à cette zone de validité tout en étant située juste à sa limite (fibre A) (cf. figure 5.4).

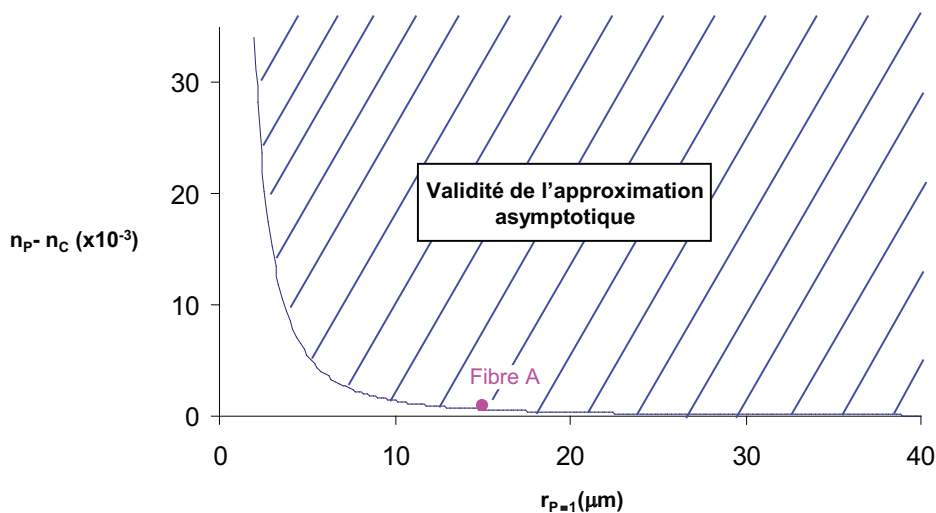


FIGURE 5.4 – Zone de validité (partie hachurée) de l'approximation asymptotique dans l'anneau  $P$  en fonction de la différence d'indice  $n_p - n_c$  et du rayon interne de l'anneau  $r_{p-1}$ . Le positionnement de la fibre A choisie pour illustrer la validité des modèles est également indiqué.

La fibre A présente les caractéristiques suivantes : [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 2.6\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4786$ ,  $l_2 = 6\mu\text{m}$ ,  $n_2 = 1.4506$ ]. Son nombre d'anneaux a été adapté à chacun des cas examinés.

La figure 5.5 présente le coefficient de pertes de guidage du mode fondamental de cœur en fonction de la longueur d'onde. Il a été obtenu avec les formules (5.46) et (5.55) pour la fibre A contenant cinq anneaux (soit deux périodes et demi). Les résultats issus de la méthode matricielle (méthode numérique considérée

comme exacte) sont également présentés. Nous notons un très bon accord entre ces deux méthodes, excepté aux longueurs d'onde situées au voisinage des pics de fortes pertes.

L'imprécision des résultats au voisinage des pics de fortes pertes provient du fait que l'hypothèse d'absence de couplage entre les modes de gaine et les modes de cœur a été effectuée pour dériver le modèle analytique. L'indice effectif du mode de cœur de la fibre de Bragg est ainsi considéré comme identique à celui qui serait obtenu dans le cas de l'antiguide équivalent. Or, au voisinage des pics de fortes pertes, des couplages ont lieu entre les modes de cœur et les modes d'anneaux (cf. 4.1.4). Il en résulte que l'indice effectif du mode de cœur de la fibre de Bragg est alors différent de celui qui serait obtenu dans le cas de l'antiguide équivalent (cf. figure 5.5), d'où l'origine des imprécisions observées. Rappelons que, pour un mode donné, la différence d'indice effectif induite par un couplage avec un autre mode est d'autant plus grande que la longueur d'onde est grande (cf. section 4.1.4). L'imprécision du modèle est donc plus grande au voisinage des pics de fortes pertes situés aux plus grandes longueurs d'onde.

Les résultats des calculs concernant le mode  $HE_{21}$  de cœur (appartenant au premier groupe de modes d'ordre supérieur) sont présentés en figure 5.6. Cette figure révèle que, tout comme dans le cas du mode fondamental, le modèle analytique est précis pour les longueurs d'onde situées loin des résonances entre les modes de cœur et les modes d'anneaux. D'après la formule (5.55), les pertes de guidage du mode  $HE_{21}$  sont la moyenne des pertes de guidage des deux autres modes du premier groupe d'ordre supérieur :  $TE_{01}$  et  $TM_{01}$ . Pour des raisons de clarté, les pertes des modes  $TE_{01}$  et  $TM_{01}$  n'ont pas été présentées sur la figure, mais elles sont également prédites avec une bonne précision loin des résonances entre les modes de cœur et les modes d'anneaux.

Afin de vérifier la validité de l'ensemble des formules, le cas d'une fibre contenant un nombre entier de périodes est ensuite étudié. Les pertes de guidage du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  et du mode  $HE_{21}$  de la fibre  $A$  contenant dix anneaux (soit cinq périodes) telles que calculées analytiquement par la formule (5.37) ainsi que numériquement à l'aide de la méthode matricielle sont présentées en figure 5.7. Tout comme pour le cas précédent, la formule (5.37) aboutit à des résultats précis sauf au voisinage des couplages entre les modes de cœur et les modes de gaine et ce, pour les mêmes raisons<sup>2</sup>.

#### 5.2.4 Comparaison aux modèles de la littérature

Nous comparons tout d'abord le modèle développé dans cette section au modèle Archambault - ARROW de la littérature permettant de prédire le spectre de pertes de guidage des fibres de Bragg contenant au plus deux anneaux [128]. Selon notre modèle, le cas particulier d'une gaine contenant un ou deux anneaux respectivement est indiqué en formules (5.57) et (5.58) respectivement (cf. formules (5.46) et (5.37) respectivement) :

$$\alpha^{1A} = K_1 \cdot \alpha^{\text{Antiguide}} \quad (5.57)$$

$$\alpha^{1p} = \Gamma_1^{\text{Périodique}} \cdot \alpha^{\text{Antiguide}} \quad (5.58)$$

avec

$$K_1 = \frac{k_1 k_2}{\frac{1}{d} (k_1 S_1)^2 + d (k_2 C_1)^2}, \quad S_1 = \sin(k_1 l_1), \quad C_1 = \cos(k_1 l_1) \quad (5.59)$$

2. Notons la diminution importante des pertes minimales du spectre de transmission lors de l'augmentation du nombre d'anneaux de cinq à dix. Cette propriété est expliquée à la section 5.4.1

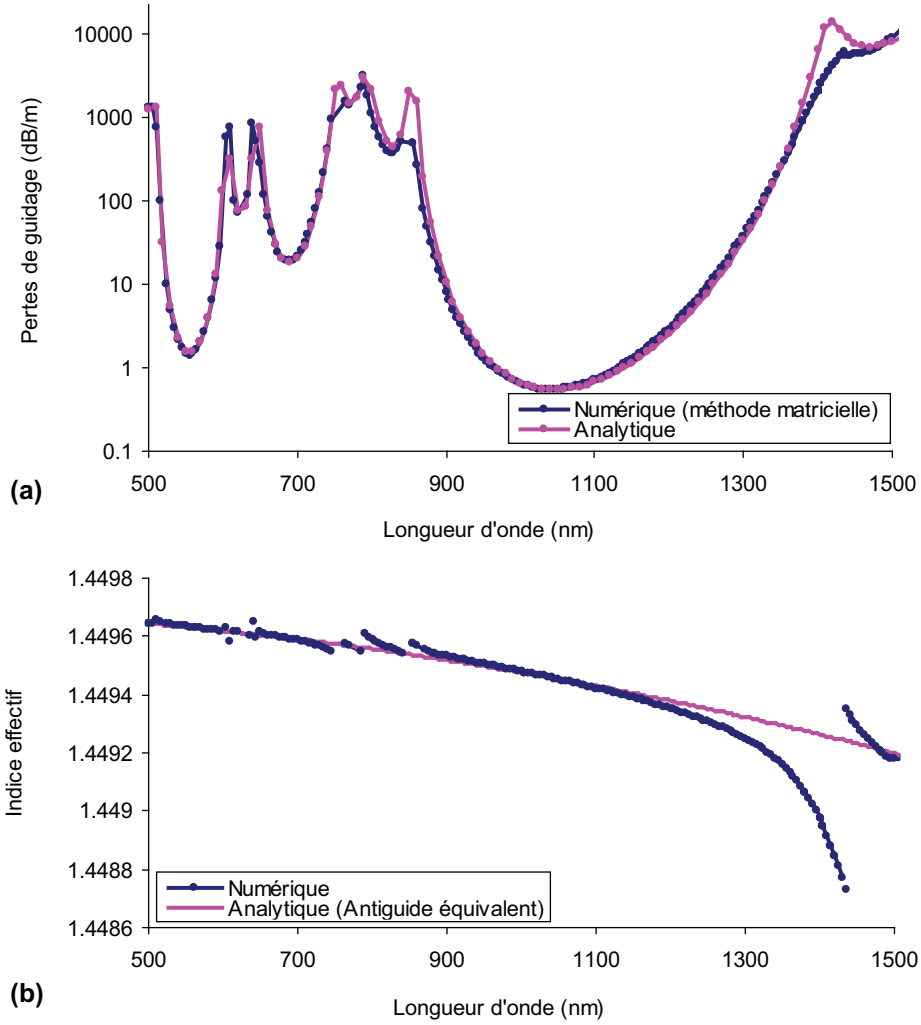


FIGURE 5.5 – Spectre de pertes de guidage (a) et courbe de dispersion (b) du mode fondamental de cœur de la fibre A, de caractéristiques [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 2.6\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4786$ ,  $l_2 = 6\mu\text{m}$ ,  $n_2 = 1.4506$ ], présentant cinq anneaux (deux périodes et demi) telles que prédites par les formules analytiques (respectivement (5.46) et (5.5)) et calculées numériquement par la méthode matricielle. Ces figures mettent en évidence le fait que les résultats analytiques sont précis sauf au voisinage des couplages entre les modes de cœur et les modes de gaine.

$$\Gamma_1^{\text{Periodique}} = \frac{k_1^2 k_2^2}{k_1^2 \left( \frac{1}{d} k_1 S_1 S_2 - k_2 C_1 C_2 \right)^2 + k_2^2 (d k C_1 s_2 + k_1 S_1 C_2)^2} \quad (5.60)$$

$$S_1 = \sin(k_1 l_1), \quad C_1 = \cos(k_1 l_1), \quad S_2 = \sin(k_2 l_2), \quad C_2 = \cos(k_2 l_2) \quad (5.61)$$

et

$$d = \begin{cases} (n_1/n_2)^2 & \text{si } S = TM \\ 1 & \text{si } S = TE \end{cases} \quad (5.62)$$

Les formules (5.57) et (5.58) sont exactement identiques à celles proposées dans le modèle Archambault - ARROW [128] (cf. table 5.1). De plus la gestion des modes hybrides de notre modèle est identique

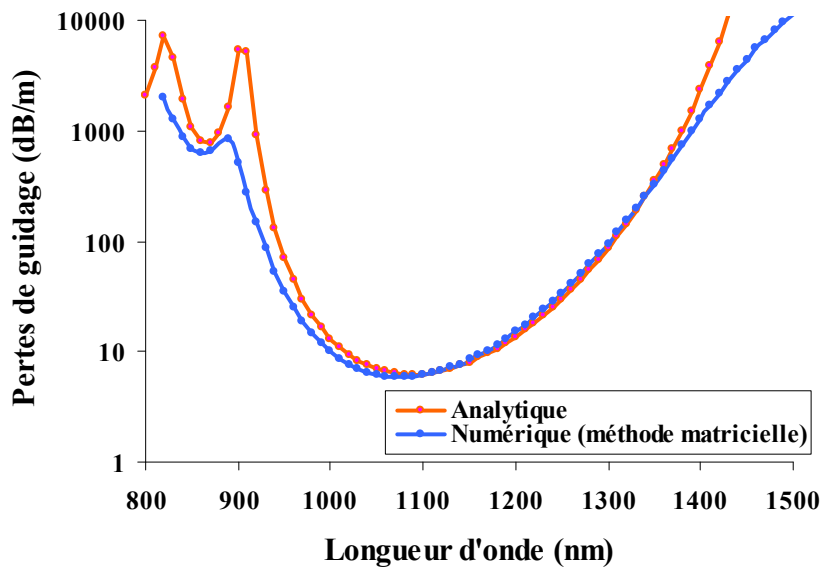


FIGURE 5.6 – Pertes de guidage du mode d'ordre supérieur  $HE_{21}$  de cœur de la fibre  $A$  présentant cinq anneaux (deux périodes et demie) telles que calculées avec la formule analytique (5.46) et prédites par la méthode matricielle. Un bon accord entre les deux méthodes est observé sauf au voisinage des pics de fortes pertes correspondant aux longueurs d'onde de couplage entre les modes de cœur et les modes de gaine.

à celle utilisée dans le modèle d'Archambault - ARROW. Notre modèle constitue donc une extension du modèle Archambault - ARROW au cas d'une fibre de Bragg dont la gaine contient un nombre d'anneaux supérieur à deux.

Puis le modèle développé dans cette section est comparé aux modèles basés sur la réflectivité du Bragg plan [137, 142, 143]. Ces modèles se limitent au cas d'un cœur d'air, sauf pour la prédiction des pertes de guidage des modes  $TE$ . Ces modèles ne sont entièrement analytiques que pour la prédiction des pertes de guidage des modes  $TE$  et  $TM$  de cœur. La prédiction des pertes de guidage des modes hybrides nécessitent, en partie, des calculs numériques. Ces modèles assimilent la gaine cylindrique à un réseau de Bragg plan, ce qui revient à faire une approximation asymptotique du champ dans la gaine (cf. section 4.2.3). De plus, la formule utilisée dans ces modèles pour prédire la partie réelle de l'indice effectif des différents modes est identique à celle que nous avons utilisée dans cette section. Par rapport à ces modèles, l'apport original de nos travaux est donc double. Premièrement nous avons étendu ces modèles au cas de fibres présentant un cœur solide de grand rayon. Deuxièmement, pour la première fois, nous traitons, de manière entièrement analytique le cas des modes hybrides.

Enfin, nous comparons notre modèle à un modèle semi-analytique proposé dans la littérature pour le cas des faibles contrastes d'indice. Selon ce modèle, les pertes de guidage de la fibre de Bragg peuvent s'écrire sous la forme :

$$\alpha = C \cdot t_{Bragg} \quad (5.63)$$

où  $C$  est une constante et  $t_{Bragg}$  la transmission du miroir formé par la gaine cylindrique, tous deux évalués par calculs numériques.

En écrivant l'expression analytique des pertes de l'antiguide équivalent dans les formules (5.37) et (5.46), la formule (5.63) est retrouvée. Notre modèle entièrement analytique est donc cohérent avec le modèle semi-analytique préalablement proposé dans la littérature.

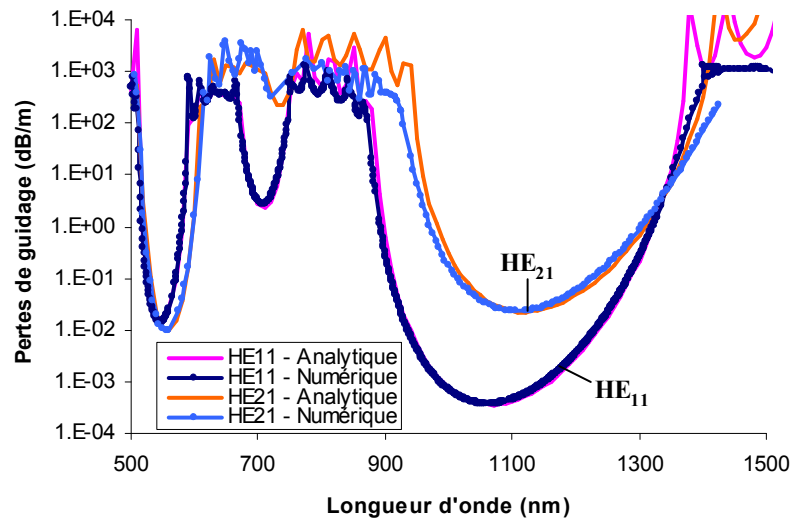


FIGURE 5.7 – Pertes de guidage du mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  et du mode  $HE_{21}$  de la fibre A présentant dix anneaux (cinq périodes) telles que calculées avec la formule (5.37) et prédites par la méthode matricielle révélant un très bon accord entre les deux méthodes, sauf au voisinage des pics de fortes pertes correspondant aux longueurs d'onde de couplage entre les modes de cœur et les modes de gaine.

### 5.2.5 Conclusion

Nous avons développé un modèle analytique prédisant les pertes de guidage des fibres de Bragg. Les formules obtenues permettent de modéliser le coefficient de pertes de guidage de tout mode de cœur (d'ordre suffisamment faible) quel que soit le nombre d'anneaux. Pour les obtenir, la théorie des perturbations est utilisée et la partie réelle des indices effectifs des modes de cœur est prédite par référence à l'antiguide équivalent. Les pertes des modes  $TE$  et  $TM$  sont déduites par approximation asymptotique du champ dans la gaine. Les pertes de guidage des modes hybrides sont obtenues grâce à la démonstration qu'elles correspondent à la moyenne des pertes de guidage de leurs composantes  $TE$  et  $TM$  (résultat en accord avec les observations numériques de la référence [128]). Notre modèle est plus général que ceux proposés auparavant dans la littérature (cf. section 5.1.2) et est basé sur les mêmes hypothèses. Son domaine de précision englobe celui des autres modèles. Nous avons démontré, qu'il permet de prédire, avec une très bonne précision, les pertes de guidage du mode fondamental et du premier groupe de modes d'ordre supérieur des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice de rayon de cœur supérieur à  $10\mu\text{m}$ , de contraste d'indice cœur/premier anneau supérieur à  $10 \times 10^{-3}$ .

Cependant, la compréhension de l'impact des différents paramètres opto-géométriques d'une fibre de Bragg sur le spectre de pertes de ses modes de cœur à partir du modèle analytique développé dans cette section est délicate à cause de la complexité des formules obtenues. De plus, ce modèle est restreint au seul cas des fibres de Bragg ayant une gaine parfaitement périodique, ce qui peut limiter son utilisation pratique. Pour pallier à ces inconvénients, nous avons développé un modèle approché présenté en section suivante.

## 5.3 Modèle simplifié et général : éléments constitutifs de base

Le modèle développé en section précédente est d'une grande précision mais ne permet pas de prendre en compte le cas de gaines qui ne sont pas parfaitement périodiques ni de comprendre aisément l'impact des différents paramètres sur les pertes de guidage d'un mode de cœur donné. Dans cette section, nous

développons un modèle approché, basé sur le modèle de la section précédente, permettant d'obtenir des formules plus simples et englobant le cas des fibres de Bragg dont la gaine n'est pas périodique. Ce modèle approché se fonde sur une décomposition de la gaine en éléments constitutifs de base. Les différentes approches possibles pour décomposer la gaine sont présentées, de la plus simple (c'est - à - dire la moins précise) à la plus compliquée (c'est - à - dire la plus précise). La décomposition en anneaux isolés est tout d'abord exposée, puis la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux, enfin la décomposition en plus grands éléments constitutifs de base adaptée au cas des fibres presque périodiques est détaillée.

### 5.3.1 Première approche et limites : décomposition en anneaux

Dans une première approche, le spectre de pertes d'une fibre de Bragg contenant un nombre  $M$  d'anneaux peut être déterminé en isolant la contribution de chaque anneau constituant la gaine et en l'intégrant par la théorie des perturbations. Ce modèle, dans lequel les couplages des modes d'anneaux entre eux sont négligés, est tout d'abord exposé, puis sa précision est étudiée.

#### Présentation du modèle

L'effet sur les pertes de guidage de l'ajout d'un anneau autour d'une fibre possédant  $(T - 1)$  anneaux dont la gaine est d'indice de réfraction  $n_{out} = n_T$  (c'est-à-dire à un rayon  $r_T$  tel que  $r_T > r_{out}$ ) (cf. figure 5.8) est tout d'abord déterminé par la théorie des perturbations. Le guide non perturbé  $G^{NP}$  est la fibre possédant  $(T - 1)$  anneaux et le guide perturbé  $G^P$  est la fibre possédant  $T$  anneaux.

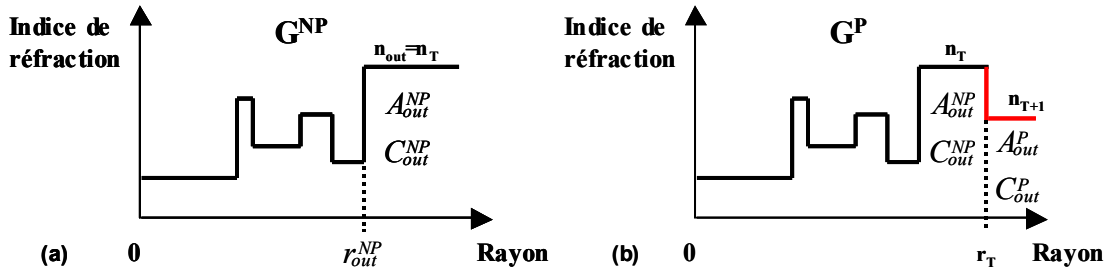


FIGURE 5.8 – Schéma de la construction du guide  $G^P$  par l'ajout d'un  $T$ -ième anneau autour d'un guide  $G^{NP}$  en contenant  $(T - 1)$ .

Dans le cadre d'une approche perturbative, la puissance guidée dans le cœur est considérée comme identique pour les deux fibres, la variation des pertes de guidage est donc due à la variation de la puissance radiale rayonnée dans la gaine (cf. équation (5.14)). Cette puissance dépend uniquement des constantes du champ dans le dernier niveau  $A_{out}$  et  $C_{out}$  (cf. équations (5.52) et (5.53)). En première approximation, nous considérons que le champ dans les  $T$  premières tranches du guide final  $G^P$  est identique à celui obtenu dans le cas du guide initial  $G^{NP}$ . Il en résulte que :  $A_T^P = A_{out}^{NP}$ ,  $B_T^P = 0$ ,  $C_T^P = C_{out}^{NP}$ ,  $D_T^P = 0$ . Cette hypothèse revient à négliger le couplage des modes d'anneaux entre eux (cf. section 4.1.4).

On peut alors écrire :

$$V_{out}^P = L_T V_{out}^{NP}, \quad L_T = M_{T+1}^{-1} (r_{T-1} + l_T) M_T (r_{T-1} + l_T) \quad (5.64)$$

où  $L_T$  est la matrice de passage de la tranche  $T$  à la tranche  $T + 1$ .

Dans le cadre de l'approximation asymptotique, la matrice de passage  $L_T$  peut se déduire de l'équation (5.41) en remplaçant l'indice 1 par l'indice  $T$  et l'indice 2 par l'indice  $T + 1$ . Il en résulte que, quel que soit le guide étudié, la relation entre les vecteurs  $V_{out}^P$  et  $V_{out}^{NP}$  et donc la relation entre les puissances radiales



rayonnées  $P_R^P$  et  $P_R^{NP}$  ne dépendent que de l'épaisseur  $l_T$  de l'anneau ajouté et de l'indice de réfraction des tranches  $T$  et  $T + 1$ .

L'effet de l'ajout d'un anneau supplémentaire autour d'un guide initial contenant un nombre quelconque de tranches, peut donc se déduire de l'effet de l'ajout d'un anneau autour d'un antiguide de même indice de cœur et de même indice de réfraction externe que le guide initial. D'après (5.17), dans le cas particulier de l'ajout d'un anneau autour d'un antiguide, les puissances  $P_R^P$  et  $P_R^{NP}$  vérifient la relation (5.59) (dans laquelle  $\alpha^{\text{Antiguidé}}$  est remplacé par  $P_R^{NP}$  et  $\alpha^{1A}$  est remplacé par  $P_R^P$ ).

Il en résulte que, dans le cas général, l'ajout d'un anneau autour d'une fibre possédant  $T$  tranches dont la dernière tranche est d'indice de réfraction  $n_T$  se traduit par une modification de la puissance radiale rayonnée dans la gaine selon la formule :

$$P_R^P = K_T P_R^{NP} \quad (5.65)$$

$$K_T = \frac{k_T k_{T+1}}{\frac{1}{d_T} (k_T S_T)^2 + d_T (k_{T+1} C_T)^2}, \quad d_T = \begin{cases} (n_T / n_{T+1})^2, & \text{si } TM \\ 1, & \text{si } TE \end{cases} \quad (5.66)$$

$$S_T = \sin(k_T l_T), \quad C_T = \cos(k_T l_T) \quad (5.67)$$

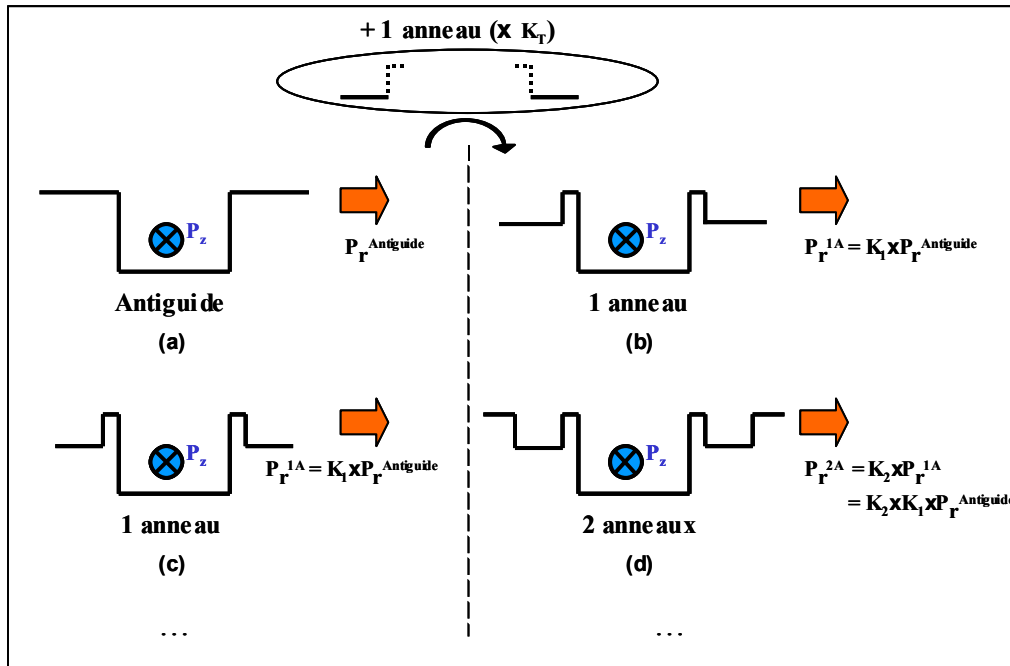


FIGURE 5.9 – Schéma de la modélisation des fibres de Bragg par étapes perturbatives successives. Les anneaux sont ajoutés successivement autour du guide initialement composé de l'antiguidé équivalent (a). A chaque étape de l'ajout d'un  $T$ -ième anneau, le champ dans les  $T$  premières tranches du guide final est considéré égal au champ obtenu dans le guide précédent (ayant  $T - 1$  anneaux) (b-d).

Dans un deuxième temps, les pertes de guidage  $\alpha^{MA}$  d'un guide contenant un nombre quelconque  $M$  d'anneaux peuvent être déterminées, en ajoutant un à un les anneaux autour de l'antiguidé équivalent (cf. figure 5.9). À chaque ajout d'anneau autour d'une fibre contenant  $T$  anneaux, le champ dans les  $T + 1$

premières tranches du guide final (perturbé) est considéré égal à celui de la fibre non perturbée. On obtient donc (en utilisant (5.17)) :

$$\alpha^{MA} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \prod_{j=1}^M K_j \quad (5.68)$$

### Précision du modèle

Dans le cas de l'ajout d'un anneau autour d'un antiguide la formule (5.68) est identique à celle obtenue par le modèle de la section 5.2 (cf. équation (5.57)) et présente donc une très bonne précision.

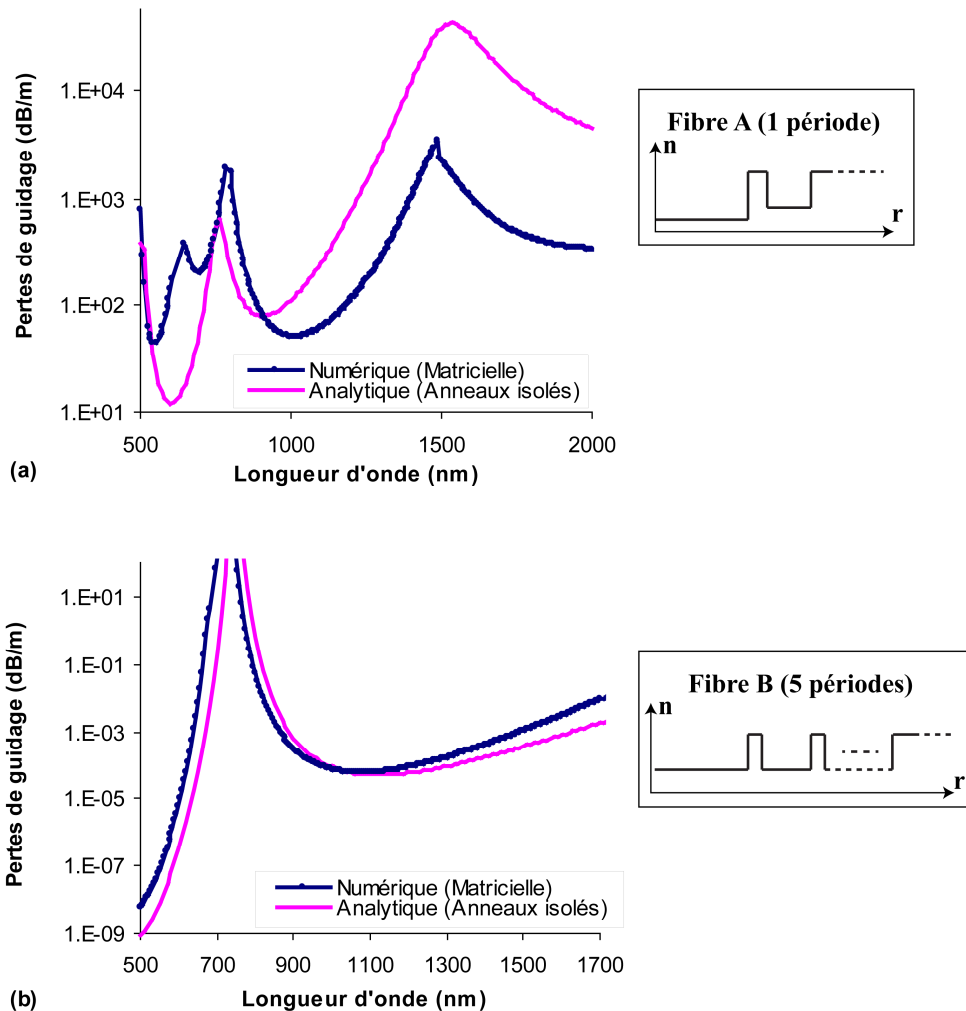


FIGURE 5.10 – Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre A, de caractéristiques [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 2.6\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4786$ ,  $l_2 = 6\mu\text{m}$ ,  $n_2 = 1.4506$ ], contenant une période (a) et de la fibre B, de caractéristiques [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 1.4\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4738$ ,  $l_2 = 5\mu\text{m}$ ,  $n_2 = n_c$ ], contenant cinq périodes (b) obtenu par décomposition en anneaux isolés et par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. La décomposition en anneaux isolés présente une imprécision importante sauf dans des cas très particuliers de fibres dans lesquelles les couplage de modes (ou leur impact) peuvent être négligés.

La figure 5.10.(a) présente le spectre de pertes du mode fondamental de la fibre  $A$  contenant une période (deux anneaux) obtenu par le modèle simplifié basé sur la décomposition en anneaux (formule (5.68)), ainsi que par la méthode matricielle numérique considérée comme exacte. Une imprécision très importante est observée pour les résultats du modèle analytique. Ceci est dû au fait que ce modèle néglige le couplage des modes d'anneaux entre eux. Or, du fait de la différence d'indice de réfraction entre les anneaux de bas indice et le cœur de la fibre  $A$  ( $n_2 \neq n_c$ ), les couplages entre mode d'anneaux de type 1 et de type 2 ont un impact important sur son spectre de pertes.

Le spectre de pertes du mode fondamental d'une fibre de caractéristiques [ $r_c = 15\mu\text{m}$ ,  $n_c = 1.4497$ ,  $l_1 = 1.4\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 1.4738$ ,  $l_2 = 5\mu\text{m}$ ,  $n_2 = n_c$ ] contenant cinq périodes, notée *fibre B* dans ce chapitre, tel que calculé par la méthode de la décomposition en anneaux isolés et par la méthode matricielle numérique est présenté en figure 5.10.(b). Une meilleure précision est observée pour les résultats du modèle analytique que dans le cas de la fibre  $A$ . Nous attribuons cette différence au fait que pour la fibre  $B$ , l'indice des anneaux de bas indice est égal à celui du cœur ( $n_2 = n_c$ ). De plus, l'épaisseur des anneaux de bas indice est faible devant le rayon de cœur. Les indices effectifs des modes d'anneaux de bas indice sont donc inférieurs à celui du mode fondamental et ce quelque soit la longueur d'onde (cf. section 4.3.3). Leur éventuel couplage a donc un faible impact sur les pertes du mode fondamental.

En conclusion, la décomposition en anneaux isolés mène à une grande imprécision sauf dans des cas très particuliers où les couplages des modes d'anneaux entre eux sont, soit négligeables, soit d'un faible impact sur le spectre des pertes de la fibre de Bragg étudiée.

### 5.3.2 Deuxième approche : sous-ensembles de deux anneaux

Le modèle basé sur la décomposition en anneaux isolés néglige le couplage des modes d'anneaux entre eux, ce qui mène à des imprécisions dans le cas général. Pour améliorer la précision, nous avons établi un modèle basé sur une décomposition de la gaine en sous-ensembles de deux anneaux consécutifs. Les couplages entre les modes des deux anneaux du même sous-ensemble sont alors pris en compte. Ce modèle est tout d'abord présenté, puis sa précision est examinée.

#### Présentation du modèle

L'effet, sur les pertes de guidage, de l'ajout d'un ensemble de deux anneaux autour d'une fibre contenant  $(T - 1)$  anneaux dont la gaine est d'indice de réfraction  $n_{\text{out}} = n_T$  (c'est-à-dire à un rayon  $r_T$  tel que  $r_T > r_{\text{out}}$ ) est déterminé de manière similaire au cas de l'ajout d'un anneau (présenté en section 5.3.1). Le guide non perturbé  $G^{NP}$  est la fibre possédant  $(T - 1)$  anneaux et le guide perturbé  $G^P$  est la fibre possédant  $T + 1$  anneaux. En première approximation, nous considérons que le champ dans les  $T$  premières tranches du guide final  $G^P$  est identique à celui obtenu dans le cas du guide initial  $G^{NP}$ . Le rapport entre les puissances radiales rayonnées dans chacun des deux guides  $P_R^P/P_R^{NP}$  est alors égal au rapport des pertes de guidage d'un guide dont la gaine contiendrait uniquement les deux anneaux ajoutés et de son antiguide équivalent (cf. section 5.3.1 pour les étapes du raisonnement). D'après (5.17), il en va donc de même du rapport des pertes de guidage des deux guides  $\alpha^P/\alpha^{NP}$ . Par comparaison des expressions des coefficients de pertes de l'antiguide et d'un guide dont la gaine est composée de deux anneaux (soit trois tranches) présentées en réf. [128], nous pouvons déduire :

$$\alpha_R^P/\alpha_R^{NP} = \Gamma_T \quad (5.69)$$

$$\Gamma_T = \frac{k_T k_{T+1}^2 k_{T+2}}{d_T d_{T+1} k_{T+2}^2 \left( \frac{1}{d_T} k_T S_T S_{T+1} - k_{T+1} C_T C_{T+1} \right)^2 + \frac{1}{d_T d_{T+1}} k_{T+1}^2 (d_T k_{T+1} C_T S_{T+1} + k_T S_T C_{T+1})} \quad (5.70)$$

Rappelons que, dans cette référence, l'approximation d'une expression asymptotique du champ dans la gaine est réalisée, ainsi que l'approximation d'un grand paramètre de guide, ce qui est conforme à nos approximations précédemment énoncées.

Le coefficient de pertes de guidage d'un guide constitué d'un nombre pair d'anneaux  $2N$  peut alors être déterminé par étapes perturbatives successives (tout comme en section 5.3.1) :

$$\alpha^{2NA} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \prod_{j=0}^{N-1} \Gamma_{2j+1} \quad (5.71)$$

Pour un nombre impair d'anneaux, les pertes de guidage sont obtenues par étapes perturbatives successives en isolant la contribution du dernier anneau de la gaine et en utilisant les formules (5.65) et (5.71) :

$$\alpha^{(2N+1)A} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot K_{2N+1} \cdot \prod_{j=0}^{N-1} \Gamma_{2j+1} \quad (5.72)$$

### Précision du modèle

Dans le cas d'une fibre périodique contenant un ou deux anneaux, les formules (5.71) et (5.72) sont respectivement identiques aux formules (5.57) et (5.60) obtenues avec le modèle analytique développé dans ce chapitre et présentent donc la même précision.

La figure 5.11 présente le spectre de pertes du mode fondamental de la fibre  $A$  contenant cinq périodes (a) et cinq anneaux (deux périodes et demi) (b) obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux, par le modèle analytique global (formules (5.37) et (5.46)) et par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. Cette figure révèle que, bien que moins précise que le modèle global, la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux fournit une bonne estimation des pertes de guidage sauf au voisinage des limites des fenêtres de transmission. Du fait de la périodicité, un sous-ensemble de deux anneaux constitue une période. La décomposition en sous-ensembles de deux anneaux revient alors à négliger le couplage entre les modes de deux périodes différentes. L'imprécision obtenue aux limites des fenêtres de transmission peut se comprendre par l'analyse de la répartition de l'énergie des modes de cœur dans les différents éléments constituant la fibre. Les limites des fenêtres de transmission correspondent à l'établissement d'un couplage des modes de cœur vers les modes d'anneaux (cf. section 4.1.4). La proportion d'énergie localisée dans les anneaux des modes de cœur est donc plus importante, au voisinage de ces limites, et le fait d'ignorer le couplage entre les modes d'anneaux de deux périodes différentes mène à une plus grande imprécision.

En conclusion, ce modèle fournit une bonne estimation des pertes de guidage des modes de cœur d'une fibre de Bragg pour les longueurs d'onde situées au voisinage du centre des fenêtres de transmission et offre la possibilité de modéliser des fibres dont la gaine n'est pas périodique.

### 5.3.3 Fibres presque périodiques : décomposition en plus grands éléments constitutifs

Dans le cas où la fibre étudiée est presque périodique, la précision du modèle basé sur la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux peut être améliorée en décomposant la gaine en sous-ensembles contenant le plus grand nombre d'anneaux possibles. Cette approche est présentée ci-dessous et sa précision est examinée pour deux cas particuliers de fibres presque périodiques fréquemment rencontrés dans la pratique : les fibres à gaine périodique contenant un unique défaut et les fibres à gaine périodique dont seul l'indice de réfraction de la couche externe a été modifié.

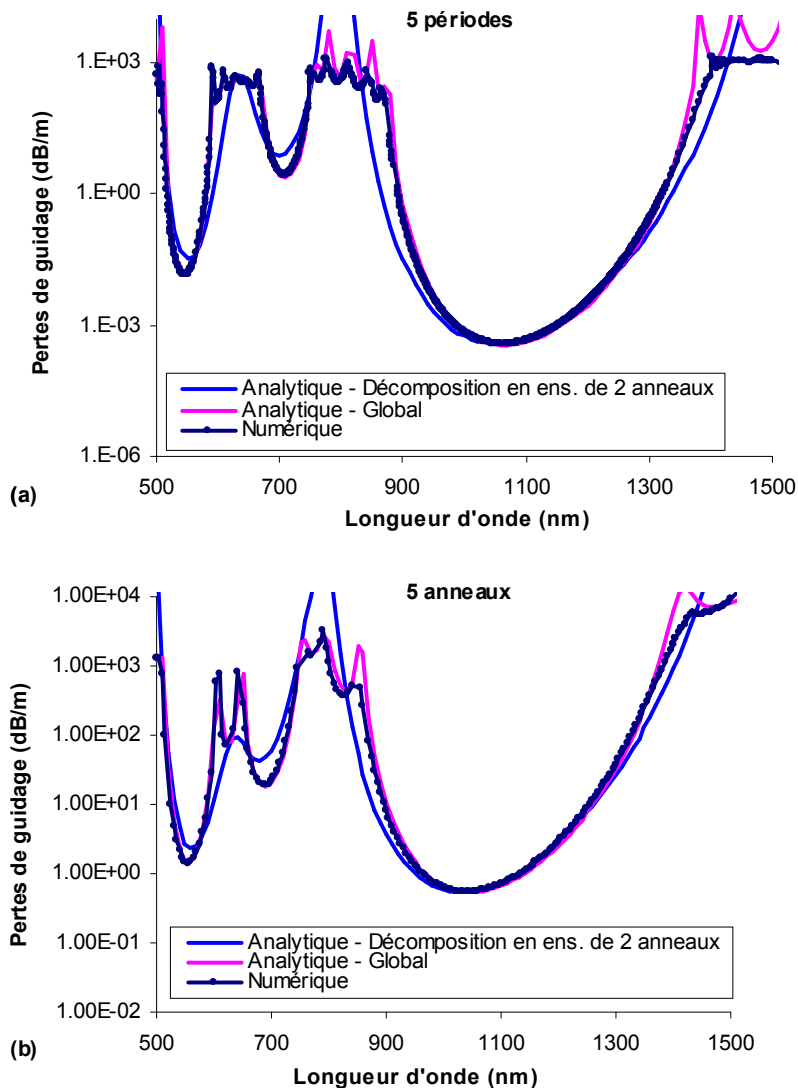


FIGURE 5.11 – Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre A contenant cinq période (a) et cinq anneaux (deux périodes et demi) (b) obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux, par le modèle analytique global (formules (5.37) et (5.46)) et par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. Bien que moins précise que le modèle global, la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux fournit une bonne estimation des pertes de guidage sauf au voisinage des limites des fenêtres de transmission.

### Décomposition en plus grands éléments constitutifs de base

Un gain en précision peut être obtenu en décomposant la gaine en éléments constitutifs de base choisis de telle sorte que chaque élément contienne le plus grand nombre d'anneaux possibles. Les couplages entre les modes des anneaux appartenant à un même élément de base seront alors pris en compte. Dans le cas d'une fibre ne présentant aucune périodicité, le plus grand élément possible est un ensemble de deux anneaux consécutifs. Si, en revanche, la gaine contient au moins une partie périodique, le nombre d'anneaux d'un élément constitutif de base peut être augmenté. La figure 5.12 présente un exemple de décomposition de fibre de Bragg en éléments constitutifs de base.

Pour toutes les fibres étudiées, la puissance guidée dans le cœur est supposée égale à celle obtenue dans le cas de l'antiguide équivalent à cette fibre. Tout comme précédemment, les pertes de la fibre de Bragg complète contenant  $M$  anneaux peuvent alors être déduites du rapport entre la puissance radiale rayonnée

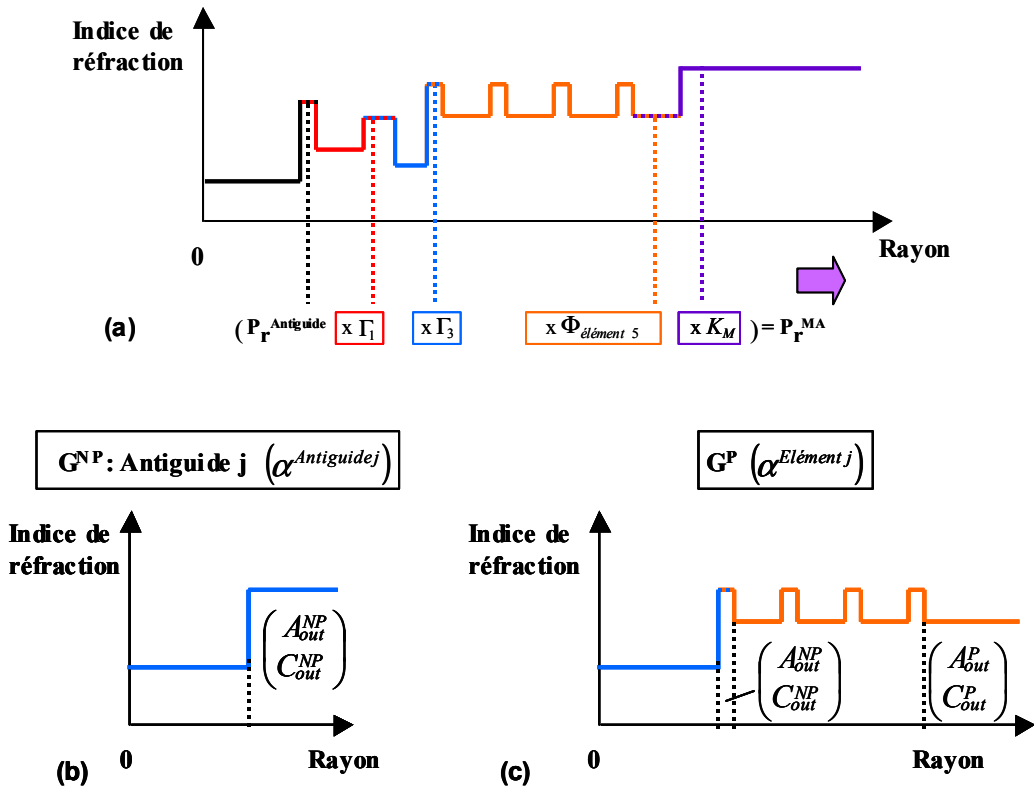


FIGURE 5.12 – (a) Schéma de la modélisation d'une fibre de Bragg dont la gaine est périodique en partie. (b-c) Schéma des guides permettant de déterminer le facteur  $\Phi_{\text{élément } j} = \frac{\alpha^{\text{élément } j}}{\alpha^{\text{Antiguide } j}}$ .

dans la gaine  $P_r^{MA}$  et celle rayonnée dans la gaine de l'antiguide équivalent  $P_r^{\text{Antiguide}}$  (cf. équation (5.17)). La détermination de  $P_r^{MA}$  est faite par ajout successif des différents éléments constitutifs de base autour de l'antiguide équivalent en utilisant une méthode perturbative.

### Détermination de la contribution d'un élément constitutif de base

La contribution d'un élément constitutif de base, noté : « élément  $j$  » et contenant  $N_j$  anneaux, aux pertes de guidage d'une fibre de Bragg est tout d'abord déterminée par un raisonnement similaire au cas de l'ajout de deux anneaux consécutifs ou d'un anneau. Dans le cadre de l'approximation asymptotique, la matrice de transfert  $M_{\text{Transfert}}^j$  reliant les constantes du champ de part et d'autre de cet élément est le produit des matrices de passages  $L_T$  reliant les différents anneaux de cet élément :

$$M_{\text{Transfert}}^j = \prod_{T=1}^{N_j} P_T \tag{5.73}$$

Or, d'après (5.60), les matrices de passages  $P_T$  ne dépendent pas de la position des anneaux. La matrice de transfert  $M_{\text{Transfert}}^j$  ne dépend donc pas non plus de la position de l'élément  $j$ . Cette matrice est donc égale à celle reliant les constantes de champ du premier anneau et du niveau externe d'une fibre de Bragg ayant un rayon de cœur et un indice de réfraction de cœur quelconque dont la gaine serait uniquement constituée de l'élément  $j$  (cf. figure 5.12.(c)). La contribution de l'élément  $j$  peut alors être déterminée par un raisonnement analogue à celui utilisé en section 5.3.1 pour le cas d'un anneau isolé. Ainsi, en

considérant que le champ dans le cœur et le premier niveau de la fibre dont la gaine contient uniquement l'élément  $j$ , de pertes de guidage  $\alpha^{\text{élément } j}$ , est identique à celui qui serait obtenu dans le cas de l'antiguide équivalent à cette fibre (cf. Figure 5.12.(b)), de pertes de guidage  $\alpha^{\text{Antiguide},j}$ , le rapport des puissances radiales rayonnées de part et d'autre de l'élément  $\Phi_{\text{élément } j}$  vérifie :

$$\Phi_{\text{élément } j} = \frac{\alpha^{\text{élément } j}}{\alpha^{\text{Antiguide},j}} \quad (5.74)$$

Le facteur  $\Phi_{\text{élément } j}$  peut alors être déterminé par les formules (5.37) ou (5.46) selon les cas (dans lesquelles  $\alpha^{\text{Antiguide},j}$  est remplacé par 1).

Dans un deuxième temps, les pertes de guidage de la fibre complète sont déterminées par ajout successif des différents éléments constitutifs de base. À chaque ajout d'un élément  $j$ , le champ dans les  $j$  premières tranches du guide final est considéré égal à celui obtenu pour le guide constitué uniquement de ces tranches. Les pertes de guidage de la fibre complète sont alors le produit des pertes de son antiguide équivalent et des différents  $\Phi_{\text{élément } j}$ . Par exemple, pour la fibre de la figure 5.12 contenant  $M$  anneaux, les pertes de guidage s'écrivent :

$$\alpha^{MA} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \Gamma_1 \cdot \Gamma_3 \cdot \Phi_{\text{élément } 5} \cdot K_M \quad (5.75)$$

Dans l'approche par décomposition en éléments constitutifs de base, les couplages entre les modes d'anneaux d'un même élément sont pris en compte. Cette approche présente donc, en théorie, un gain en précision par rapport à la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux. Nous avons choisi d'examiner le gain en précision obtenu en passant de la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux à la décomposition en éléments constitutifs de base dans deux cas particuliers importants (car fréquemment rencontrés dans la pratique) : une fibre de Bragg dont la gaine périodique présente un unique défaut et une fibre de Bragg ayant une gaine périodique dont l'indice de réfraction du dernier niveau externe d'extension infini a été modifié.

### Fibre à gaine périodique présentant un unique défaut

Dans cette section, nous considérons une fibre ayant une gaine périodique présentant un défaut pour le  $d$ -ième anneau (c'est-à-dire dont l'épaisseur  $l_d$  et/ou l'indice de réfraction  $n_d$  est différent de ceux des anneaux  $(d+2)$  et/ou  $(d-2)$ ) et comparons les résultats de sa modélisation par la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux et par la décomposition en plus grands éléments constitutifs de base.

Dans le cas d'une décomposition en sous-ensembles de deux anneaux, et dans le cas particulier où  $d$  est pair (c.à.d lorsque le défaut est situé sur un anneau de type 2), le coefficient de pertes de guidage est donné par :

$$\begin{cases} \alpha^{2N,d} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \left(\Gamma_1^{\text{Périodique}}\right)^N \cdot \Gamma_{d-1} & \text{si } 2N \text{ anneaux} & \text{(a)} \\ \alpha^{2N+1,d} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \left(\Gamma_1^{\text{Périodique}}\right)^N \cdot \Gamma_{d-1} \cdot K_{2N+1} & \text{si } 2N+1 \text{ anneaux} & \text{(b)} \end{cases} \quad (5.76)$$

Dans le cas où  $d$  est impair (défaut situé sur un anneau de type 1), le coefficient de pertes de guidage s'obtient en remplaçant  $\Gamma_{d-1}$  par  $\Gamma_d$  dans la formule (5.76). Dans cette expression  $\Gamma_1^{\text{Périodique}}$  correspond à  $\Gamma_1$  dans le cas particulier où la tranche 3 est identique à la tranche 1 et est indiqué en équation (5.60). Un fait remarquable est que, d'après les résultats de cette méthode, la position de la période défectueuse n'a pas d'influence sur les pertes.

Dans le cas d'une décomposition en plus grands éléments constitutifs de base, le coefficient de pertes de guidage d'une fibre ayant une gaine périodique dont le  $d$ -ième anneau constitue un défaut, est donné par :

$$\alpha^{2N+1} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \Phi_{\text{Element } 1} \cdot K_d \cdot \Phi_{\text{Element } d+1} \quad (5.77)$$

Dans cette formule,  $\Phi_{\text{Element } 1}$  et  $\Phi_{\text{Element } d+1}$  dépendent de la position de la période défectueuse. Le spectre de pertes en dépend donc également.

La figure 5.13 présente les pertes de guidage de la fibre A, présentant cinq anneaux dans laquelle la largeur du quatrième anneau est divisée par deux, telles que calculées par la méthode numérique matricielle (considérée comme exacte), ainsi que par les formules (5.76) et (5.77). Le modèle fondé sur une décomposition en plus grands éléments constitutifs de base présente une très bonne précision excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission. Le modèle fondé sur une décomposition en sous-ensembles de deux anneaux offre une bonne estimation des pertes mais est moins précise.

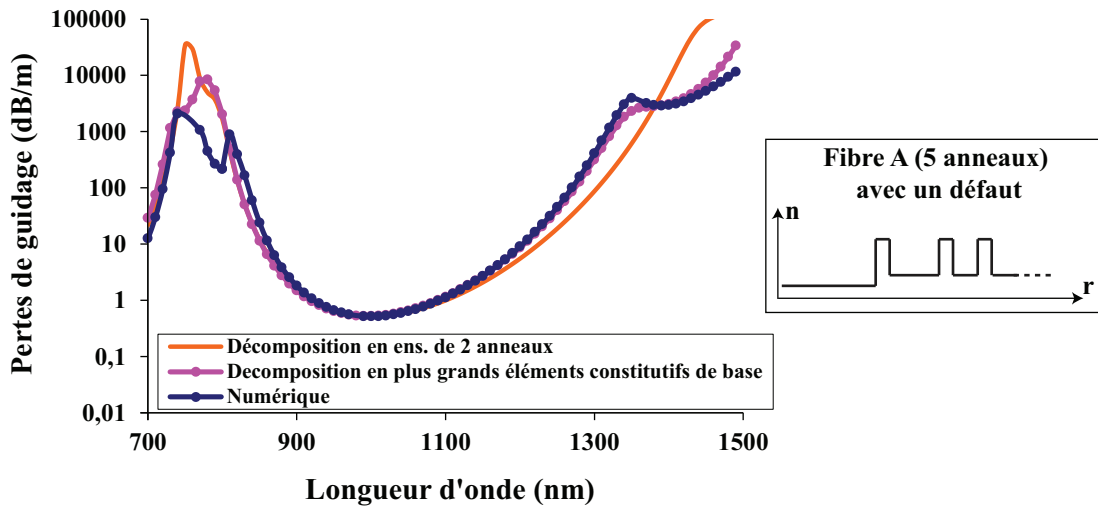


FIGURE 5.13 – Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre A contenant cinq anneaux, dans laquelle la largeur du quatrième anneau (ou deuxième anneau de bas indice) est divisée par deux, obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux (5.76.b), par décomposition en plus grands éléments constitutifs de base (5.77) ainsi que par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. La décomposition en plus grands éléments constitutifs de base présente une grande précision excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission.

#### Fibre à gaine périodique dont l'indice de la couche externe est modifié

Il arrive fréquemment que les fibres de Bragg constituées de  $2N + 1$  anneaux présentent une gaine périodique dans laquelle l'indice de réfraction de la couche externe ( $n_{2N+2} = n_{\text{out}}$ ) est modifié ( $n_{\text{out}} \neq n_{2N}$ ). Dans ce cas, le spectre de pertes de guidage prédit par la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux est obtenu en remplaçant  $\Gamma_{d-1}$  par  $\Gamma_1^{\text{Périodique}}$  dans la formule (5.76.b). La décomposition en plus grands éléments constitutifs de base mène à la formule :

$$\alpha^{2N+1,S} = \frac{\alpha^{\text{Antiguide}}}{|(X_1^{S*} - Y_1^{S*}) U_{N-1} - U_{N-2}|^2} K_{2N+1} \quad (5.78)$$



La différence en précision entre les formules (5.76.b) et (5.78) est alors du même ordre que celle qui existe entre les formules (5.37) et (5.71) examinée au paragraphe 5.3.2. Une meilleure précision est donc attendue pour la formule (5.78) par rapport à la formule (5.76.b).

La figure 5.14 présente les pertes de guidage de la fibre *A* présentant cinq anneaux, dans laquelle l'indice de réfraction de la gaine externe  $n_{out}$ , a été abaissé au niveau de celui du cœur  $n_{out} = n_c$ , telles que calculées par la méthode numérique matricielle (considérée comme exacte), ainsi que par les formules (5.76.b) et (5.78). Comme prévu, la décomposition en sous-ensembles de deux anneaux mène à des résultats moins précis que la décomposition en éléments constitutifs de base. Cette dernière présente des résultats très précis, excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission ou dans les bandes autorisées des modes de gaine.

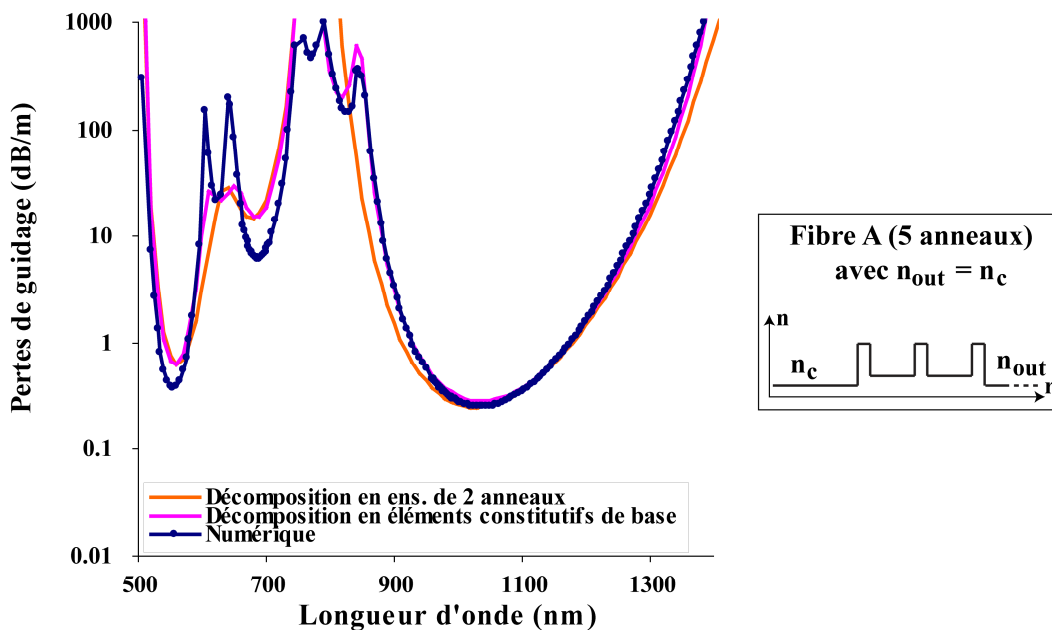


FIGURE 5.14 – Spectre de pertes de guidage du mode fondamental de la fibre *A*, contenant cinq anneaux, dans laquelle l'indice de réfraction  $n_{out}$  a été abaissé au niveau de celui du cœur ( $n_{out} = n_c = 1.4497$ ), obtenu par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux (76.(b)), par décomposition en plus grand éléments constitutifs de base (5.78), ainsi que par la méthode numérique matricielle considérée comme exacte. La décomposition en plus grands éléments constitutifs de base présente une grande précision excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission.

En conclusion, la décomposition en plus grands éléments constitutifs de base présente une très grande précision pour les fibres presque périodiques présentant un unique défaut excepté au voisinage des limites des fenêtres de transmission.

### 5.3.4 Conclusion

En se basant sur le modèle traitant la gaine dans sa globalité mis au point à la section précédente (5.2), nous avons développé un modèle isolant la contribution de chaque élément de la gaine. Dans une première approche, la gaine est décomposée en anneaux isolés. Cette approche, d'une grande simplicité, mène à des imprécisions sauf dans des cas très particuliers où il est possible de négliger, soit les couplages entre les modes d'anneaux, soit leur impact sur le spectre des pertes. La décomposition de la gaine en sous-ensembles de deux anneaux consécutifs, effectuée dans une deuxième approche, mène en revanche à une bonne estimation des pertes de guidage des modes de cœur, excepté aux limites de leurs fenêtres de transmission. Cette décomposition permet la modélisation des fibres ne présentant aucune périodicité

dans la gaine. Enfin, une approche adaptée au cas des fibres présentant au moins une partie périodique est présentée : la gaine est décomposée en plus grands éléments constitutifs de base. Cette dernière approche permet de modéliser, avec une très grande précision, les fibres dont la gaine est périodique à l'exception d'un unique défaut. Outre l'avantage d'englober le cas des fibres non périodiques, ce modèle permet d'isoler la contribution des différents éléments de la gaine au spectre de pertes et peut donc être utilisé pour définir des règles de conception qualitatives visant à obtenir des fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances. Cette étude est présentée en section suivante.

## 5.4 Conception d'une fibre de Bragg destinée au transport de fortes puissances

Dans cette section, les règles de conception permettant d'obtenir des fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances sont définies. Ces règles sont établies en considérant uniquement le cas de fibres non courbées et non perturbées. Rappelons que, dans ce cas, un design performant assure de faibles pertes de guidage, la plus grande aire effective possible et une propagation monomode pour le mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  (cf. section 1.3.1). L'étude de l'impact de chaque paramètre opto-géométrique sur ces propriétés permet de décider si la limitation d'une aire effective inférieure à  $1073\mu\text{m}^2$  à  $1.06\mu\text{m}$  pour une fibre à saut d'indice fabriquée par le procédé PCVD (déterminée en section 4.3.2) peut être dépassée ou non.

### 5.4.1 Pertes du mode fondamental $LP_{01}$

Examinons tout d'abord la structure du mode fondamental  $HE_{11}$  de cœur d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice et grand cœur. À la section 4.1.3, nous avons démontré que le mode fondamental d'un antiguide à faible contraste d'indice et grand cœur est scalaire, possède un profil d'intensité similaire à celui obtenu dans le cas d'une fibre à faible contraste d'indice à guidage par réflexion totale interne et peut donc être noté  $LP_{01}$ . À l'intérieur d'une fenêtre de transmission d'une fibre de Bragg, le champ dans le cœur est très proche de celui obtenu dans le cas de l'antiguide équivalent (cf. section 4.1.3). Il en résulte, qu'à l'intérieur d'une fenêtre de transmission, le mode fondamental  $HE_{11}$  de cœur d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice et grand cœur est scalaire et peut être noté  $LP_{01}$ .

Les pertes de ce mode sont prédites par les formules (5.37) et (5.46) dans le cas d'une gaine périodique et par une formule similaire à la formule (5.75) dans le cas d'une gaine non périodique. Dans le cas de faibles contrastes d'indice, le paramètre  $d$  présent dans ces formules est proche de l'unité (cf. équations (5.28) et (5.47)). Compte tenu de (5.5) et de (5.8), le mode fondamental de cœur est le mode présentant en général les plus faibles pertes de guidage à l'intérieur de la fenêtre de transmission. L'impact des paramètres opto-géométriques de chaque élément de la fibre sur le spectre de pertes du mode fondamental est étudié ci-dessous à l'aide des modèles analytiques développés en sections 5.2 et 5.3. Les choix imposés par la fabrication des fibres sont tout d'abord présentés, puis une méthode perturbative est appliquée pour déterminer l'impact de chaque paramètre opto-géométrique de la fibre de Bragg sur les pertes du mode fondamental. Pour ce faire, la fibre de Bragg est construite pas à pas en commençant par l'antiguide et en ajoutant les anneaux successivement. A chaque étape, l'impact des caractéristiques du nouvel élément ajouté sur les pertes de guidage du mode fondamental est étudié grâce aux formules mises au point lors de l'établissement de la décomposition en éléments constitutifs de base exposée en section 5.3.

#### Choix imposés par la fabrication : indice de réfraction de la gaine externe ( $n_{\text{out}}$ )

Pour des fibres réalisées avec le procédé PCVD, la dernière couche (considérée comme étant d'extension infinie), est, dans la plupart des cas, en silice non dopée ( $n_{\text{out}} = n_{\text{silice}}$ ).

**Impact des caractéristiques du cœur :  $r_c$ ,  $[n_1 - n_c]$** 

D'après les formules (5.37) et (5.46), les pertes du mode fondamental  $LP_{01}$  d'une fibre de Bragg sont proportionnelles aux pertes de l'antiguide équivalent. D'après la table 5.1, les pertes de l'antiguide équivalent, sont d'autant plus faibles que la différence d'indice cœur-premier anneau de haut indice  $[n_1 - n_c]$  est grande et que le rayon de cœur est grand. De plus, si ce contraste d'indice est grand, elles évoluent en  $\frac{\lambda^2}{r_c^3}$ .

Il est intéressant de noter que les deux conditions définissant les limites de validité de l'approximation de grands paramètres de guide :

- différence d'indice cœur-gaine supérieure à  $10 \times 10^{-3}$  ;
- rayon de cœur supérieur à  $10\mu m$

sont compatibles avec la minimisation des pertes du mode fondamental de cœur de l'antiguide équivalent et donc de la fibre de Bragg. Dans toute cette section, nous supposons que ces conditions sont vérifiées.

**Choix de la parité du nombre d'anneaux et de l'indice de réfraction du cœur**

Les contraintes de fabrication imposent, dans la plupart des cas :  $n_{out} = n_{silice}$ . Pour assurer un guidage par bande interdite photonique, la condition :  $(n_c \leq n_{out})$  doit être vérifiée. Une fibre de Bragg contenant un nombre pair d'anneaux (c'est-à-dire un nombre entier de périodes), n'est alors réalisable qu'avec un cœur de silice dopée avec un constituant abaissant l'indice de réfraction (le fluor ou le bore par exemple). Le contraste d'indice cœur-gaine devant être important pour assurer de faibles pertes de guidage, la concentration du dopant devrait être très élevée dans le cœur. Une telle fibre serait très onéreuse à produire, et le mode fondamental de cœur présenterait une atténuation supplémentaire importante due à la très forte concentration de dopants dans le cœur. Cette solution n'a donc pas été retenue. Les fibres étudiées dans toute la suite de cette section contiennent donc un nombre impair d'anneaux (c'est-à-dire un nombre demi-entier de périodes). Cependant, les conclusions qualitatives sont également valables pour des fibres contenant un nombre pair d'anneaux.

**Choix des indices de réfraction de la gaine :  $[n_1 - n_2]$  et de l'épaisseur  $l_1$** 

L'impact de la différence d'indice  $[n_1 - n_2]$  et de l'épaisseur  $l_1$  sur les pertes du mode fondamental est tout d'abord examiné par l'étude d'un guide annulaire. La figure 5.15 présente les pertes de guidage d'un guide constitué d'un anneau dans le cas où  $n_1 < n_2$  (a) et dans le cas où  $n_1 > n_2$  (b). L'ajout d'un anneau autour d'un antiguide implique une modulation des pertes en fonction de la longueur d'onde. Les conditions pour la maximisation ou la minimisation des pertes à une longueur d'onde donnée par ajout d'un anneau autour d'un antiguide, sont déterminées en annulant la différentielle du coefficient de pertes d'un guide annulaire par rapport à la grandeur  $l_1$  (c'est-à-dire en résolvant :  $\frac{\partial K_1}{\partial l_1} = 0$ ). Les maxima et les minima de pertes sont alors obtenus pour deux valeurs particulières du chemin optique transverse dans l'anneau 1 :

$$k_1 l_1 = m \frac{\pi}{2} \quad m \in \mathbb{N}, \text{ et les pertes sont alors égales à : } \alpha^{IA} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \frac{k_2}{k_1} \quad (5.79)$$

$$k_1 l_1 = m\pi \quad m \in \mathbb{N}, \text{ et les pertes sont alors égales à : } \alpha^{IA} = \alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \frac{k_1}{k_2} \quad (5.80)$$

On retrouve les conditions d'épaisseur « quart d'onde » (pour la première), et « demi-onde » (pour la deuxième) de la littérature. D'après la ligne 1 de la table 5.1 et (5.80), à la condition « demi-onde », les pertes sont égales à celles de l'antiguide qui serait obtenu en « supprimant » l'anneau (c'est-à-dire en égalisant son indice de réfraction à celui de la gaine externe). L'anneau est alors « transparent » pour l'onde [144].

Dans ce paragraphe, sont introduites les notations  $n_H$  et  $n_B$  qui désignent des indices de réfraction vérifiant :  $n_B < n_H$ . La figure 5.15 présente le spectre de pertes de guidage d'un guide constitué d'un anneau dont le couple d'indice de réfraction  $(n_1, n_2)$  prend la valeur  $(n_B, n_H)$  (a), ou  $(n_H, n_B)$  (b). Si  $n_1 < n_2$ , alors ( $\frac{k_1}{k_2} < 1$ ), les pertes minimales atteignables à une longueur d'onde donnée sont obtenues pour la condition demi-onde et sont égales à celles du guide dans lequel l'anneau est supprimé : soit l'antiguide d'indice de gaine :  $n_H$  (antiguide H). La structure annulaire n'est alors pas plus avantageuse que l'antiguide H (cf. figure 5.15.(a)). En revanche, si  $n_1 > n_2$ , les pertes minimales sont obtenues pour la condition quart d'onde et les pertes sont alors inférieures à celles de l'antiguide équivalent ( $\frac{k_2}{k_1} < 1$ ) et de l'antiguide obtenu en supprimant l'anneau (cf. figure 5.15.(b)). Ce choix est donc préférable, nous le retiendrons pour toute la suite.

En conclusion, pour minimiser les pertes du mode fondamental il convient de choisir les indices de gaine de sorte que  $n_1 \geq n_2$  et l'épaisseur  $l_1$  de sorte que la condition quart d'onde soit vérifiée avec l'anneau 1. De plus, dans ce cas les pertes sont d'autant plus faibles que la quantité  $\frac{k_2}{k_1}$  est faible, c'est-à-dire que la différence d'indice  $[n_1 - n_2]$  est grande. Pour conserver un guidage par bande interdite photonique, on se place dans le cas particulier où  $n_2 \geq n_c$ . Le choix  $n_2 = n_c$  est donc le choix optimal pour assurer de faibles pertes pour le mode fondamental de cœur.

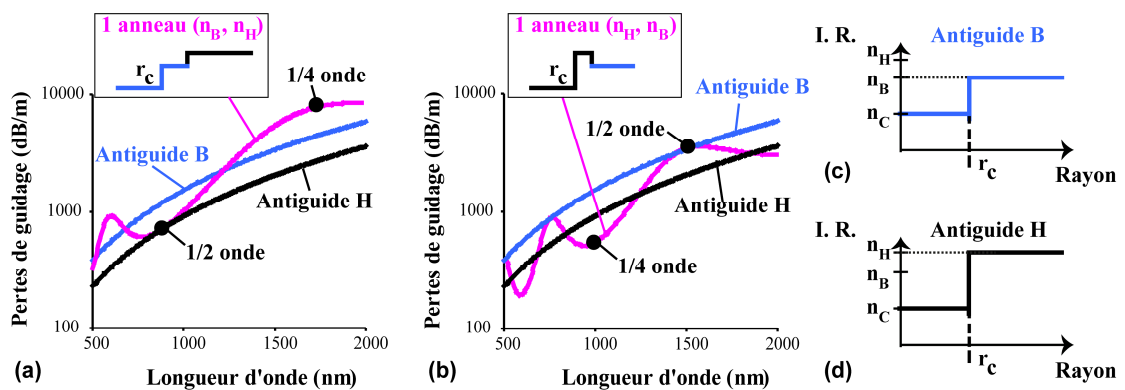


FIGURE 5.15 – Spectre de pertes de guidage du mode fondamental d'une fibre, dont la gaine contient un unique anneau, de caractéristiques :  $[r_c = 15\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 2.6\mu m]$  dont les indices de gaine prennent les valeurs  $n_H = 1.4786, n_B = 1.4597$  avec  $(n_1, n_2) = (n_B, n_H)$  (a), et  $(n_1, n_2) = (n_H, n_B)$  (b). Si  $n_1 < n_2$  les pertes sont supérieures à toutes les longueurs d'onde à celles obtenues pour le guide dans lequel l'anneau est supprimé (Antiguide H). Si  $n_1 > n_2$ , les pertes sont inférieures, à toutes les longueurs d'onde, à celles obtenues pour le guide dans lequel l'anneau est supprimé (Antiguide B) et à certaines longueurs d'onde, à celles obtenues pour l'antiguide équivalent (Antiguide H). (Calculs effectués par la méthode matricielle).

**Choix de l'épaisseur  $l_2$  et du nombre de périodes**

Lorsque l'épaisseur  $l_1$  vérifie la condition quart d'onde (c'est-à-dire si  $\sin(k_1 l_1)$ ), le choix de l'épaisseur  $l_2$  permettant de minimiser les pertes à une longueur d'onde donnée est bien connu et consiste à choisir

une épaisseur vérifiant la condition quart d'onde (cf. section 5.1.2). Dans ce paragraphe, la possibilité d'assurer de faibles pertes pour le mode fondamental même si l'épaisseur  $l_1$  ne vérifie pas la condition quart d'onde est examinée.

Pour étudier l'impact des épaisseurs  $l_2$ , on considère une fibre de Bragg contenant une période (deux anneaux) dont la gaine externe vérifie  $n_{out} = n_1$ . Les paramètres  $n_1$  et  $l_1$  du premier anneau sont fixés et l'ajout d'un deuxième anneau autour de cet anneau est étudié par décomposition en sous-ensembles de deux anneaux cf. section 5.2.5). Les pertes de guidage de la fibre considérée sont alors indiquées par les formules (5.58) et (5.60). L'annulation de la différentielle de l'expression (5.58), par rapport à la quantité  $l_2$  (c'est-à-dire la résolution de  $\frac{\partial \Gamma_1}{\partial l_2} = 0$ ) s'écrit :

$$k_1^2 \cdot (k_1 k_2 S_1 C_2 + k_2^2 C_1 S_2) \cdot (k_1 S_1 S_2 - k_2 C_1 C_2) + k_2^2 \cdot (k_2^2 C_1 C_2 - k_1 k_2 S_1 S_2) \cdot (k_2 C_1 S_2 + k_1 S_1 C_2) = 0 \quad (5.81)$$

Les largeurs  $l_2$  pour lesquelles les pertes sont extrémales à une longueur d'onde donnée vérifient donc :

$$\begin{cases} k_1 \sin(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) = -k_2 \cos(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) ; & \alpha^{2A} = \alpha^{1A} \cdot \frac{k_2}{k_1} & (a) \\ \text{ou} & & \\ k_1 \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) = k_2 \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) ; & \alpha^{2A} = \alpha^{1A} \cdot \frac{k_1}{k_2} & (b) \end{cases} \quad (5.82)$$

La valeur des pertes pour les largeurs  $l_2$  vérifiant les équations (5.83.a) et (5.83.b) sont alors données par les équations (5.84.(a)) et (5.84.(b)).

$$\begin{cases} k_1 \sin(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) = -k_2 \cos(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) ; & \\ (a) & \\ \text{ou} & \\ k_1 \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) = k_2 \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) ; & \\ (b) & \end{cases} \quad (5.83)$$

$$\begin{cases} \alpha^{2A} = \alpha^{1A} \cdot \frac{k_2}{k_1} & \\ (a) & \\ \text{ou} & \\ \alpha^{2A} = \alpha^{1A} \cdot \frac{k_1}{k_2} & \\ (b) & \end{cases} \quad (5.84)$$

Étant donné le choix  $n_1 > n_2$ , la condition (5.83.(a)) est la condition de minimisation des pertes et (5.83.(b)) est la condition de maximisation des pertes. Pour la minimisation des pertes, deux cas se présentent suivant que  $n_2 = n_c$  ou non.

**1er cas :  $n_2 = n_c$**

Si  $n_2 = n_c$ , alors  $k_2$  ne dépend pas de la longueur d'onde et, d'après (5.2) s'écrit :  $k_2 = \frac{u_{01}}{r_c}$ . L'indice de réfraction  $n_1$  étant choisi de telle sorte que la différence ( $n_1 - n_c$ ) soit grande pour minimiser les pertes de guidage et le rayon de cœur des fibres étudiées étant supérieur à  $10\mu\text{m}$ , la relation  $k_1 \gg k_2$  est vérifiée.

La condition (5.83.(a)) se ré-écrit alors <sup>3</sup> :

$$\sin(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) = 0 \quad (5.85)$$

Les largeurs  $l_2$  optimales permettant de minimiser les pertes à toutes les longueurs d'onde vérifient :  $l_2 = m \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r_c}{u_{01}}$   $m \in \mathbb{N}^4$ . Dans ce cas particulier, l'ajout d'un anneau a pour effet de multiplier les pertes du guide constitué d'un anneau par la quantité  $\frac{k_2}{k_1} = \frac{u_{01}}{r_c} \cdot \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_c^2}}$  ( $< 1$ ) et ce, quelque soit la longueur d'onde (sauf aux longueurs d'onde de résonance avec l'anneau 1). La figure 5.16 présente un exemple d'un tel ajout.

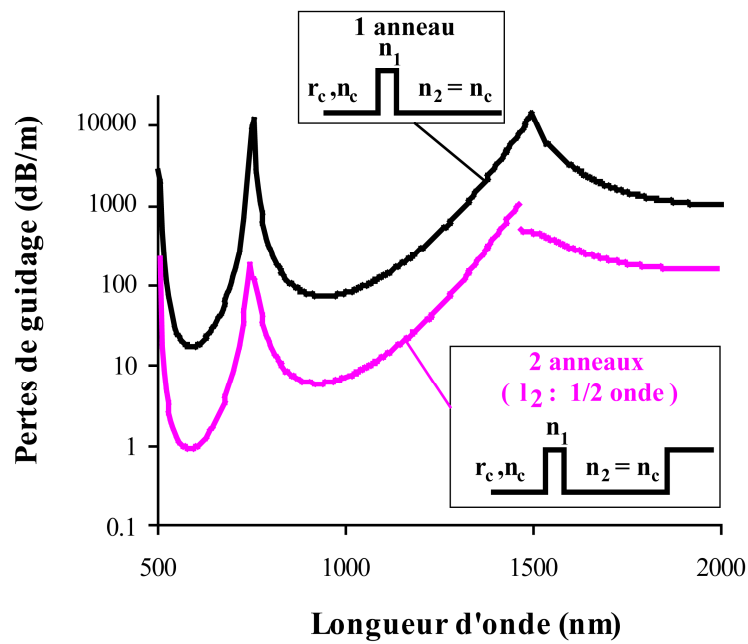


FIGURE 5.16 – Spectre de pertes de guidage d'une fibre de caractéristiques :  $[r_c = 15\mu m, n_c = 1.4497, l_1 = 2.6\mu m, n_1 = 1.4786, l_2 = \frac{\pi}{2} \frac{r_c}{u_{01}} = 9.8\mu m, n_2 = n_c]$  dans le cas où sa gaine contient un anneau (courbe noire) et deux anneaux (courbe rose). Du fait de l'égalité des indices de réfraction du cœur et de l'anneau de bas indice, l'épaisseur  $l_2$  de l'anneau de bas indice permettant de vérifier la condition demi-onde est indépendante de la longueur d'onde. L'ajout d'un anneau vérifiant la condition demi-onde d'une fibre annulaire dans laquelle  $n_2 = n_c$  implique une multiplication des pertes à toutes les longueurs d'onde d'un facteur :  $\frac{k_2}{k_1} = \frac{u_{01}}{r_c} \cdot \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_1^2 - n_c^2}}$ . (Calculs effectués numériquement par la méthode matricielle).

### 2ème cas : $n_2 \neq n_c$

Dans le cas où  $n_2 \neq n_c$ , si l'épaisseur  $l_1$  vérifie la condition d'anti-résonance pour l'anneau 1 ( $k_1 l_1 = (2m + 1) \frac{\pi}{2}$   $m \in \mathbb{N}$ ), alors les pertes sont minimales si  $l_2$  vérifie la condition d'anti-résonance pour l'anneau 2 ( $k_2 l_2 = (2p + 1) \frac{\pi}{2}$   $p \in \mathbb{N}$ ). On retrouve ainsi la condition QWS (Quarter-Wave Stack condition) et les pertes sont alors égales à  $\alpha^{\text{Antiguide}} \cdot \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2$ , conformément aux résultats de [128].

3. L'équation (5.85) est obtenue en divisant l'équation (5.83.(a)) par  $k_1$  et en négligeant le terme de droite l'équation ainsi déduite.

4. La condition  $\sin(k_1 l_1) = 0$ , mène à des pertes maximales pour le guide constitué d'un anneau et n'est donc pas souhaitable.

Si l'épaisseur  $l_1$  ne vérifie pas la condition d'anti-résonance pour l'anneau 1 ( $k_1 l_1 \neq (2m + 1) \frac{\pi}{2}$ ,  $m \in \mathbb{N}$ ), alors les pertes sont minimales si :

$$\tan(k_2 l_2) = -\frac{k_1}{k_2} \tan(k_1 l_1) \quad (5.86)$$

Nous appellerons cette condition : *condition d'anti-résonance étendue*.

Examinons maintenant le cas d'une fibre contenant un nombre d'anneaux supérieur à 2. Le spectre de pertes de la fibre complète peut être approché par (cf. équation (5.72)) :

$$\alpha^{2N+1} = \alpha^{1A} \cdot (\Gamma_1)^N \quad (5.87)$$

À la condition d'anti-résonance étendue,  $\Gamma_1 = \frac{k_2}{k_1}$  (cf. (5.44)), et les pertes de la fibre complète sont alors approximativement égales à  $\alpha^{1A} \cdot \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^N$ .

La figure 5.17 présente les pertes de guidage d'un guide constitué d'une période, ainsi que celles d'un guide constitué uniquement de l'anneau interne. La courbe bleue, qui correspond au spectre de pertes de guidage, multipliées par le facteur  $\frac{k_2}{k_1}$ , du mode fondamental du guide constitué uniquement de l'anneau interne, représente les pertes minimales atteignables par ajustement de l'épaisseur  $l_2$ , tous les autres paramètres étant constants.

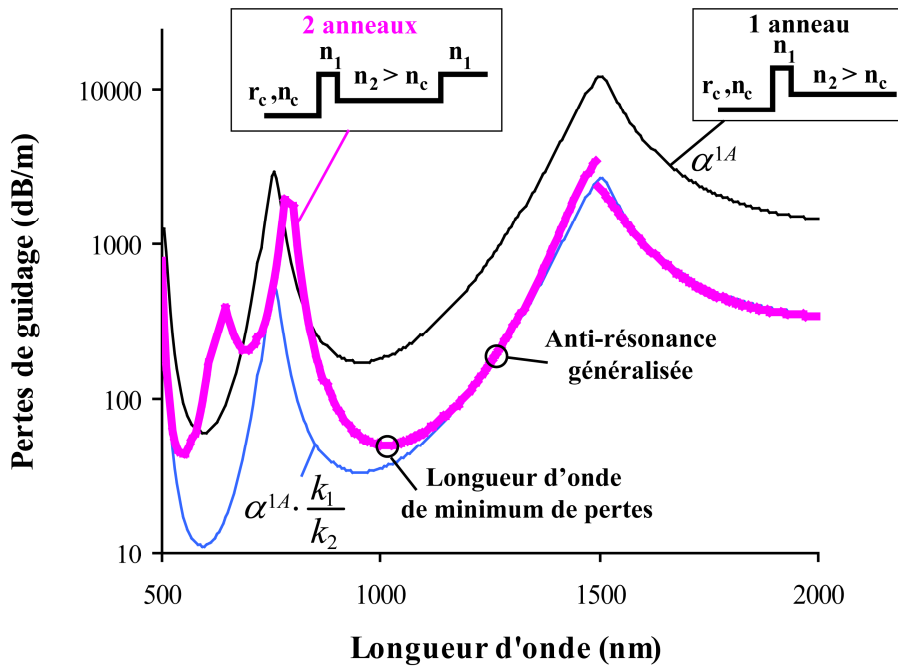


FIGURE 5.17 – Spectre de pertes de guidage de la fibre A dont la gaine contient un anneau (courbe noire) et deux anneaux (courbe rose). Au point d'anti-résonance étendue les pertes de la fibre contenant deux anneaux sont égales à celles de la fibre contenant un anneau multipliées par le facteur  $\frac{k_2}{k_1}$  (soit  $\alpha^{2A} = \alpha^{1A} \cdot \frac{k_2}{k_1}$ ). (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle).

Un fait remarquable est que les longueurs d'onde d'anti-résonance étendue et les longueurs d'onde de minimum de pertes du spectre sont différentes (cf. figure 5.17). Ceci est dû au fait que la condition d'an-

nulation de la différentielle de l'expression (5.58) par rapport à la quantité  $l_2$  est différente de la condition d'annulation de la différentielle de cette même expression (5.58) par rapport à la longueur d'onde.

En conclusion, pour assurer de faibles pertes pour le mode fondamental à une longueur d'onde d'étude donnée, l'épaisseur  $l_1$  doit être choisie proche d'une épaisseur vérifiant la condition quart d'onde (cf. figure 5.15(b)), l'épaisseur  $l_2$  doit être choisie proche d'une épaisseur vérifiant la condition d'anti-résonance étendue (5.86). Les pertes de guidage de la fibre complète à la longueur d'onde d'étude sont alors, approximativement, égales à  $\alpha^{1A} \cdot \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^{N-1}$  et sont d'autant plus faibles que le nombre de périodes est grand.

#### Impact de la présence d'un défaut de périodicité

L'effet de la présence d'un défaut dans la gaine périodique peut être modélisé, approximativement, par l'expression (5.76). Pour assurer de faibles pertes, le défaut doit être choisi de telle sorte que les paramètres opto-géométriques de la période à laquelle il appartient soit proches d'une condition d'anti-résonance étendue à la longueur d'onde d'étude. Si les longueurs d'onde d'anti-résonance étendue de la période contenant le défaut et d'une période normale sont égales alors les pertes de guidage de la fibre complète à cette longueur d'onde sont égales à  $\alpha^{1A} \cdot \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^{N-2} \cdot \left(\frac{k_d}{k_1}\right)$  ou  $\alpha^{1A} \cdot \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^{N-2} \cdot \left(\frac{k_2}{k_d}\right)$  suivant la position du défaut. Pour assurer de faibles pertes à une longueur d'onde donnée, il n'y a donc pas d'avantage ni d'inconvénient à introduire un défaut dans la gaine, si les caractéristiques opto-géométriques de la période à laquelle il appartient sont proches d'une condition d'anti-résonance étendue. Dans le cas contraire, l'ajout d'un défaut a pour effet d'augmenter les pertes.

#### 5.4.2 Aire effective du mode $LP_{01}$

L'aire effective du mode fondamental de cœur de la fibre de Bragg est directement reliée à son indice effectif et au profil d'indice de la fibre. Son indice effectif est proche de celui du mode fondamental de l'antiguide équivalent aux longueurs d'onde de faibles pertes (c'est-à-dire aux longueurs d'onde qui ne se situent pas au voisinage des anti-croisements avec les modes de gaine (cf. section 4.1.3 et figure 5.18(a))). De plus, aux longueurs d'onde de faibles pertes, peu d'énergie se propage dans les anneaux, il en résulte que l'aire effective du mode fondamental de cœur est proche de celle du mode fondamental de cœur de l'antiguide équivalent.

La figure 5.18 présente l'aire effective du mode  $LP_{01}$  d'une fibre de Bragg et de l'antiguide équivalent ainsi que les indices effectifs du mode  $LP_{01}$  de ces deux guides. Les résultats de cette figure confirment que l'aire effective du mode fondamental de la fibre de Bragg est proche de celle de l'antiguide sauf au voisinage des anti-croisements avec les modes de gaines.

Par ailleurs, la figure 5.18 révèle que, dans une fenêtre de transmission donnée, l'aire effective du mode de cœur de la fibre de Bragg est plus grande (respectivement plus faible) que celle de l'antiguide équivalent dans les zones de faibles (respectivement grandes) longueurs d'onde.

Une bonne indication de l'aire effective du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  d'une fibre de Bragg peut donc être obtenue, dans les intervalles de longueurs d'onde de faibles pertes, grâce à l'aire effective du mode  $LP_{01}$  de l'antiguide équivalent. D'après la formule (5.5), pour un antiguide à grand paramètre de guide, l'indice effectif des modes ne dépend que de la longueur d'onde d'étude, du rayon et de l'indice de réfraction du cœur. Il en va donc de même de leur aire effective, la majorité de l'énergie étant confinée dans le cœur. La figure 5.19 révèle que, à une longueur d'onde donnée, l'aire effective du mode fondamental de cœur est sensiblement la même pour des antiguides à grands paramètres ayant même rayon de cœur et



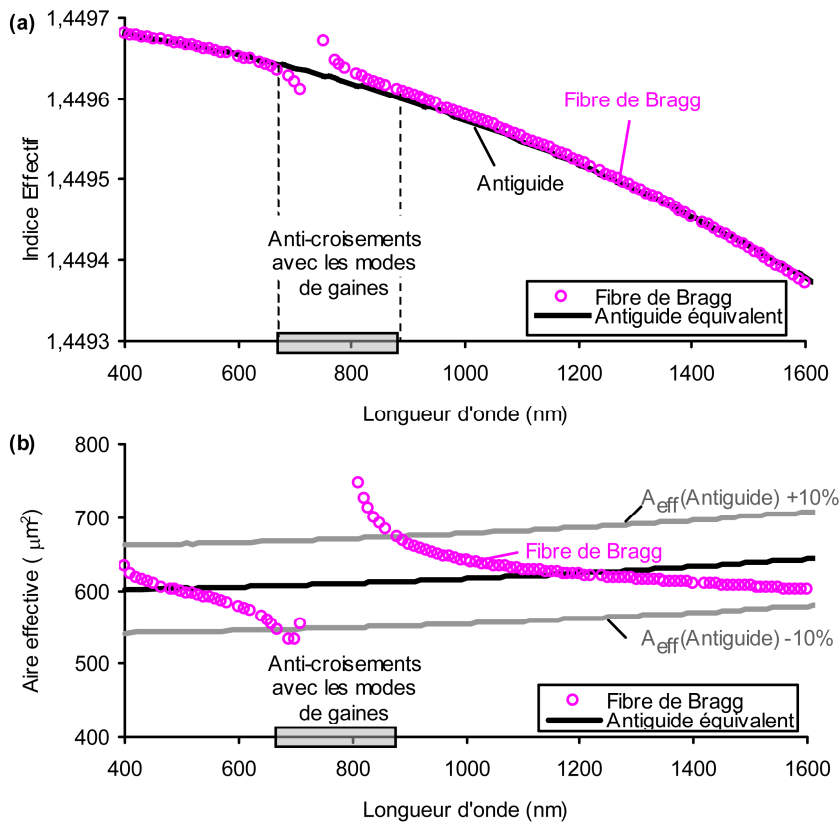


FIGURE 5.18 – Indice effectif (a) et aire effective (b) du mode fondamental d'une fibre de Bragg, présentant trois anneaux, de caractéristiques :  $[r_c = 20\mu\text{m}, n_c = 1.4497, n_1 = 1.4738, n_2 = n_1, l_1 = 1.4\mu\text{m}, l_2 = 11\mu\text{m}]$  (rose) et de l'antiguide équivalent (noir). (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle).

même indice de cœur mais des contrastes d'indice différents. L'aire effective diminue légèrement lorsque le contraste d'indice augmente pour atteindre une limite inférieure. Nous attribuons cette évolution au fait que le confinement du mode augmente lorsque le contraste d'indice augmente.

Il en résulte qu'à une longueur d'onde donnée, l'aire effective du mode fondamental d'un antiguide ayant un cœur en silice non dopée ne dépend, en première approximation, que du rayon de cœur. La figure 5.20 présente l'évolution à  $1.06\mu\text{m}$  de l'aire effective du mode fondamental en fonction du rayon de cœur telle que prédite par la méthode matricielle pour un antiguide à grand paramètre de guide et ayant un contraste d'indice important (supérieur à  $10 \times 10^{-3}$ ).

À une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour une fibre de Bragg, à cœur de silice, conçue de sorte que les pertes de guidage du mode fondamental soient faibles, l'aire effective de ce mode ne dépend donc, en première approximation, que du rayon de cœur et est indiquée en figure 5.20.

### 5.4.3 Propagation monomode du mode $LP_{01}$

La possibilité d'assurer une propagation monomode est reliée au rapport des pertes de guidage entre les différents modes et le mode fondamental  $LP_{01}$ . La propagation monomode n'a de sens que si les pertes du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  sont suffisamment faibles, c'est-à-dire, si la longueur d'onde d'étude est éloignée des longueurs d'onde de couplage avec les modes de gaine. Dans cette partie nous examinons le rapport entre les pertes des différents modes.

Dans le cas d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice et grand cœur, par un raisonnement

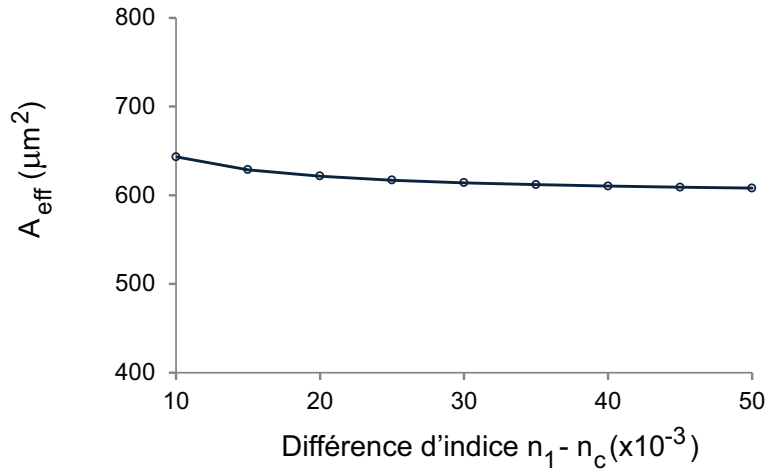


FIGURE 5.19 – Aire effective du mode fondamental d'un antiguide de rayon de cœur  $r_c = 20\mu\text{m}$ , en fonction de la différence d'indice de réfraction entre la gaine et le cœur à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . (Résultats obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle pour un antiguide présentant un cœur en silice non dopée, soit un indice de réfraction de cœur :  $n_c = 1.4497$ .)

analogue à celui effectué en section 5.4.1 pour démontrer que le mode fondamental de cœur  $HE_{11}$  était scalaire et pouvait être noté  $LP_{01}$ , on peut montrer que les modes de cœur d'ordre supérieur sont scalaires dégénérés et peuvent être décrits par la base des modes polarisés linéairement :  $LP_{l,m}$ .

D'après les formules (5.46), (5.47) et (5.55), le ratio du coefficient d'atténuation du mode d'ordre supérieur  $LP_{lm}$  sur celui du mode fondamental  $LP_{01}$  d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice et grand cœur contenant  $N\frac{1}{2}$  périodes vérifie la formule :

$$\text{Ratio}^{N^{1/2}} = \frac{D_{01}}{D_{lm}} \text{Ratio}_{lm/01}^{\text{Antiguide}} \quad (5.88)$$

avec

$$D_{lm} = \frac{k_1^{l,m}}{k_2^{l,m}} \cdot \frac{1}{|(aX_2^* - a^*Y_2^*)U_{N-2} - aU_{N-3}|^2} \quad (5.89)$$

Le paramètre  $D_{lm}$  ne dépend du mode considéré que par l'intermédiaire des vecteurs d'onde transverses

dans les anneaux<sup>5</sup> :  $k_i^{l,m} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_i^2 - n_c^2) + \frac{u_{l,m}^2}{r_c^2}}$ .

Les valeurs prises par la quantité  $\text{Ratio}_{lm/01}^{\text{Antiguide}}$  sont, tout d'abord, évaluées, puis les valeurs prises par le paramètre  $D_{lm}$  sont étudiées.

### Cas de l'antiguide : ratio des coefficients d'atténuation des modes

Dans le cas de l'antiguide, les pertes d'un mode sont d'autant plus grandes que la valeur  $u_{lm}$  associée est grande (cf. ligne 1 de la table 5.1). D'après la table 5.3, le mode d'ordre supérieur qui a les plus faibles pertes est le mode  $LP_{11}$ , viennent ensuite les modes  $LP_{21}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{31}$  par ordre croissant de pertes de guidage.

5. Rappelons que, grâce à l'approximation de l'antiguide équivalent et de l'hypothèse d'un grand paramètre de guide, la partie réelle de l'indice effectif d'un mode de cœur est donnée par l'équation 5.5. Le vecteur d'onde transverse d'un mode donné dans les anneaux peut donc se ré-écrire suivant la formule 5.38.

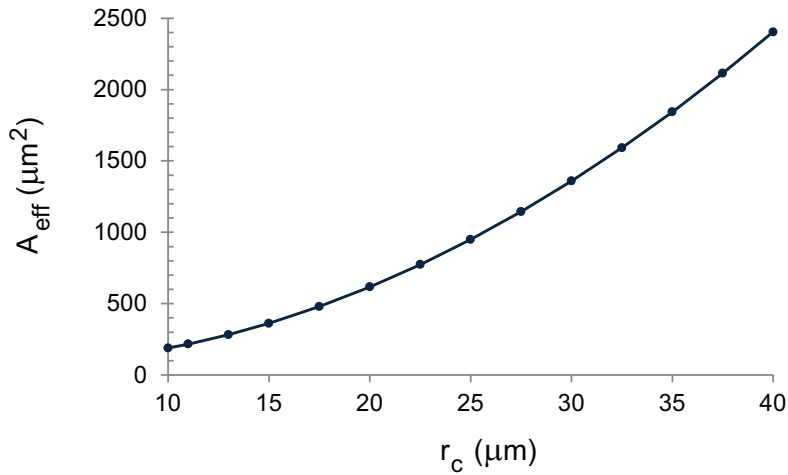


FIGURE 5.20 – Aire effective du mode fondamental d'un antiguide à grand paramètre de guide  $V$ , en fonction du rayon de cœur  $r_c$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Ces résultats ont été obtenus par calculs numériques avec la méthode matricielle pour un antiguide d'indice de cœur  $n_c = 1.4497$  et d'indice de gaine  $n_1 = 1.4747$  ( $n_1 - n_c = 25 \times 10^{-3}$ ).

| $j_0$    | $j_1$    | $j_2$    | $j_3$    | $j_4$    | $j_5$   | $j_6$     | $j_7$   |
|----------|----------|----------|----------|----------|---------|-----------|---------|
| 2.40483  | 3.83171  | 5.13562  | 6.38016  | 7.58834  | 8.77148 | 9.9361095 | 11.0864 |
| 5.52008  | 7.01559  | 8.41724  | 9.76102  | 11.06471 | 12.3386 | 13.58929  | 14.821  |
| 8.65373  | 10.17347 | 11.61984 | 13.01520 | 14.37254 | 15.7002 | 17.004    | 18.2876 |
| 11.79153 | 13.3237  | 14.7960  | 16.2235  | 17.6160  | 18.9801 | 20.321    | 21.642  |

TABLE 5.3 – Tableau des racines  $j_{v,s}$  des fonctions de Bessel. La notation  $j_{v,s}$  représente la  $s^{ime}$  racine de la fonction de Bessel  $J_v$ .

D'après la ligne 1 de la table 5.1, le ratio entre les coefficients d'atténuation des différents modes d'ordre supérieur et le mode fondamental de cœur d'un antiguide vérifie la formule :

$$\frac{\alpha_{l,m}}{\alpha_{0,1}} = \frac{u_{l,m}^2}{u_{0,1}^2} \sqrt{\frac{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_c^2) + \frac{u_{0,1}^2}{r_c^2}}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_1^2 - n_c^2) + \frac{u_{l,m}^2}{r_c^2}}} \quad (5.90)$$

D'après les équations (5.88), (5.90), et la table 5.3, dans le cas d'un antiguide, le ratio entre les coefficients de pertes d'un mode d'ordre supérieur à celui du  $LP_{11}$  et le mode fondamental est au moins 1.8 fois supérieur à celui de ces deux modes. Un fort ratio entre le coefficient de pertes du premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$  et celui du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  implique donc de forts ratios entre les autres modes d'ordre supérieur et le mode fondamental de cœur  $LP_{01}$ . Pour étudier la possibilité d'une propagation monomode pour le mode  $LP_{01}$  dans un antiguide, il suffit donc de restreindre l'étude des modes supérieurs au seul cas du mode  $LP_{11}$ .

La figure 5.21 présente le ratio entre les coefficients d'atténuation du mode  $LP_{11}$  et  $LP_{01}$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour différentes valeurs de rayons de cœur et de contrastes d'indice, obtenu analytiquement par la formule (5.90). Cette figure révèle que ce ratio augmente lorsque le rayon de cœur augmente et le contraste d'indice augmente, pour tendre vers une valeur limite. Cette limite peut être analytiquement

déterminée en injectant la condition  $\frac{\lambda}{r_c} \rightarrow 0$  dans (5.90) :

$$\frac{\alpha_{l,m}}{\alpha_{0,1}} = \frac{u_{l,m}^2}{u_{0,1}^2} \quad (5.91)$$

Le ratio entre les coefficients d'atténuation des modes  $LP_{01}$  et le  $LP_{11}$  est donc au maximum de  $\frac{u_{1,1}^2}{u_{0,1}^2}$ , soit  $\sim 2.54$ .

Le ratio des pertes des modes de cœur de l'antiguide ( $\text{Ratio}_{lm/01}^{\text{Antiguide}}$ ) n'est donc pas suffisamment important pour assurer une propagation monomode et de faibles pertes pour le mode fondamental. La possibilité d'augmenter ce ratio par l'ajout de la gaine de Bragg est examinée au paragraphe suivant.

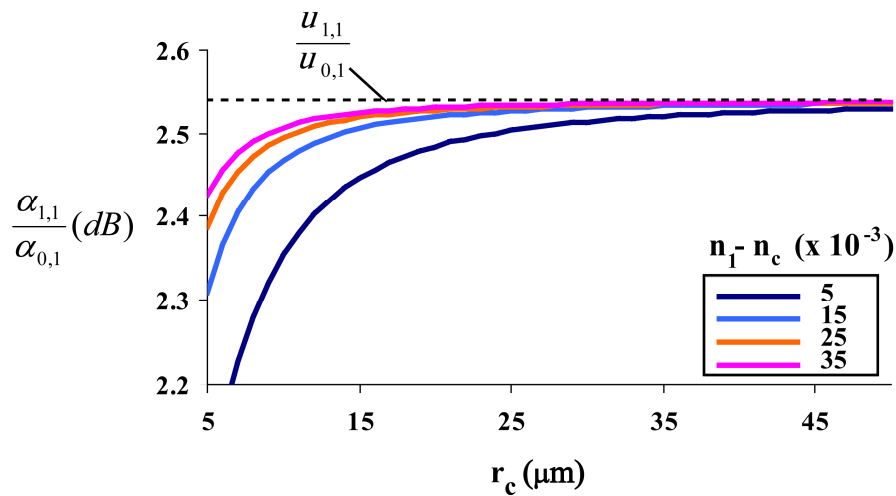


FIGURE 5.21 – Ratio des coefficients d'atténuation des modes  $LP_{11}$  et  $LP_{01}$  de cœur d'un antiguide à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour différentes valeurs de rayons de cœur et de contrastes d'indice. (Résultats obtenus analytiquement par la formule (5.90)).

### Condition nécessaire sur l'indice de réfraction $n_2$ pour assurer une propagation monomode

Dans cette section, la possibilité d'une discrimination des modes entre eux grâce à l'ajout d'une gaine de Bragg autour d'un antiguide est examinée.

Pour un mode  $LP_{lm}$  donné, l'ajout d'une gaine de Bragg autour d'un antiguide se traduit par une multiplication des pertes par le facteur  $D_{lm}$  indiqué en équation (5.89). Pour un design donné, ce facteur ne

dépend que du vecteur d'onde transverse dans les anneaux :  $k_i^{l,m} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_i^2 - n_c^2) + \frac{u_{l,m}^2}{r_c^2}}$ ;  $i = 1, 2$ .

La gaine de Bragg permet donc d'introduire une discrimination entre le mode fondamental ( $LP_{01}$ ) et un mode d'ordre supérieur donné ( $LP_{lm}$ ) si la différence entre les vecteurs d'onde transverses de ces deux modes est suffisamment grande. Soit, si la relation (5.92) n'est pas vérifiée<sup>6</sup>.

6. En effet, l'examen de l'expression analytique des vecteurs d'onde transverses révèle que la valeur numérique des vecteurs d'onde transverses des différents modes ne diffèrent entre eux que par la quantité :  $\frac{u_{l,m}^2}{r_c^2}$ . Si la relation 5.92 est vérifiée, cette dernière quantité est négligeable devant le terme  $\frac{2\pi^2}{\lambda^2} (n_i^2 - n_c^2)$ . Dans ce cas, les vecteurs d'onde transverses de tous les modes prennent sensiblement la même valeur. Une bonne différenciation entre le vecteur d'onde transverse du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur ne peut donc être introduite par la gaine que dans le cas où la relation 5.92 n'est pas vérifiée.

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_i^2 - n_c^2) \gg \frac{u_{i,m}^2}{r_c^2} \quad (5.92)$$

D'après la table 5.3, le mode d'ordre supérieur dont le vecteur d'onde transverse a la valeur la plus proche de celui du mode fondamental de cœur est le premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$ . Il en résulte que si la relation (5.92) n'est pas vérifiée pour ce mode, alors elle ne le sera pas non plus pour les autres modes d'ordre supérieur.

La figure 5.22 présente les valeurs maximales de différence d'indice de réfraction ( $n_i - n_c$ ) pour lesquelles la relation (5.92) n'est pas vérifiée dans l'anneau  $i$  pour le mode  $LP_{11}$  à  $1.06\mu\text{m}$  en fonction du rayon de cœur (obtenues en considérant que la relation (5.92) n'est pas vérifiée si le rapport du membre de gauche sur le membre de droite est inférieur à 10)<sup>7</sup>

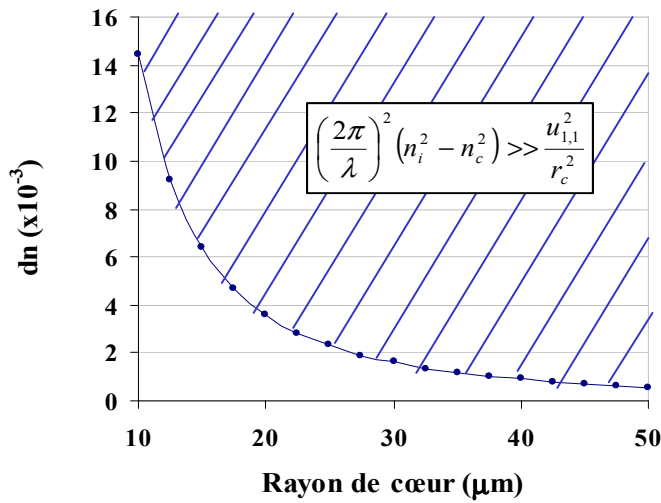


FIGURE 5.22 – Tracé du domaine de non validité de la formule :  $\left(\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_i^2 - n_c^2) \gg \frac{u_{i,m}^2}{r_c^2}\right)$ , pour l'anneau  $i$ , en fonction de la différence d'indice  $n_i - n_c$  et du rayon de cœur (la formule est considérée comme non vérifiée si un rapport inférieur à 10 est assuré entre le membre de droite et le membre de gauche).

Cette figure révèle que la valeur maximale de l'indice de réfraction  $n_i$  pour laquelle la relation (5.92) n'est pas vérifiée est d'autant plus faible que le rayon de cœur est grand.

Pour les rayons de cœur supérieurs à  $15\mu\text{m}$ , le choix d'un indice de réfraction  $n_1$  de sorte que la relation (5.92) ne soit pas vérifiée, mènerait à des pertes excessivement élevées pour le mode fondamental de cœur. En effet, les pertes sont d'autant plus faibles que le contraste d'indice à l'interface cœur-gaine est grand. Nous excluons donc cette possibilité de design.

La discrimination des modes entre eux dans la gaine ne peut alors être introduite que par les anneaux de bas indice. Si l'indice de réfraction des anneaux de bas indice  $n_2$  est trop important et vérifie la formule (5.92) pour le mode  $LP_{11}$ , le ratio des pertes des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  est égal à celui qui serait obtenu dans le cas de l'antiguide équivalent (cf. (5.88)), et ce, quelque soit la longueur d'onde. Cette situation n'est pas souhaitable pour le design d'une fibre de Bragg monomode. L'indice de réfraction  $n_2$  doit donc être choisi suffisamment faible pour que la relation (5.92) ne soit pas vérifiée pour le mode  $LP_{11}$ . D'après la table 5.3, pour un tel choix, les modes d'ordre supérieur ne vérifieront pas non plus cette relation.

7. Dans le tracé de cette figure, l'indice de cœur est supposé égal à celui de la silice non dopée : 1.4497. La formule (5.92) se ré-écrit alors dans le cas particulier du mode  $LP_{01}$  :  $(n_2 - n_c) \ll \frac{u_{0,1}^2}{r_c^2} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{2 \cdot (1.4497)}$ .

Notons que cette condition est une condition nécessaire mais non suffisante à la possibilité d'assurer une propagation monomode. Une étude quantitative destinée à déterminer des profils de fibres de Bragg assurant une grande aire effective, de faibles pertes et une propagation monomode pour le mode fondamental est effectuée en section suivante.

#### 5.4.4 Étude quantitative : fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances

La problématique de design d'une fibre pour le transport de fortes puissances est de maximiser l'aire effective du mode fondamental tout en assurant une propagation monomode. En section 3.1.2, nous avons déterminé, en théorie, l'aire effective maximum atteignable dans une fibre à saut d'indice monomode non courbée suivant un critère de monomodalité donné. Dans cette section, nous examinons la possibilité de dépasser cette aire effective avec une fibre de Bragg en utilisant le même critère de monomodalité.

##### Critère d'éligibilité pour les fibres de Bragg non courbées

A la différence des fibres à profil saut d'indice, les fibres de Bragg présentent des pertes de guidage même lorsqu'elles ne sont pas courbées. En nous basant sur la limite maximale de pertes par courbure la plus couramment utilisée dans la littérature, nous estimons qu'une fibre de Bragg non courbée est éligible pour le transport de fortes puissances, si ses pertes de guidage sont inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{m}$  (cf. section 3.1.1). Notons que pour assurer de faibles pertes pour le mode fondamental, il est préférable de concevoir une fibre dont les paramètres vérifient (cf. section 5.4.1) :

- Nombre de périodes semi-entier :  $N$  périodes  $1/2$
- Cœur en silice pure non dopée :  $n_c = 0$  (soit, en absolu,  $1.4497$  à  $1.06\mu\text{m}$ )<sup>8</sup>

Dans cette section, nous nous limitons à ce cas particulier de fibres.

Notons que, dans ce cas, les contraintes de fabrication impliquent que la gaine externe soit en silice non dopée (cf. 5.4.1).

Pour quantifier la monomodalité des fibres de Bragg, nous utilisons le même critère que dans le cas de la fibre à profil saut d'indice soit (cf. section 3.1.2) :

$$R_{\text{Monomode}}(1\text{m}) < 0.1\text{dB} \quad (5.93)$$

avec

$$R_{\text{Monomode}}(1\text{m}) = 10\log\left(\frac{P_{\text{Totale}}(1\text{m})}{P_{\text{Fondamental}}(1\text{m})}\right) \quad (5.94)$$

Une fibre de Bragg sera monomode et à faibles pertes de guidage si elle vérifie le critère de monomodalité (défini en formule (5.93)) et que les pertes de guidage du mode fondamental sont inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{m}$ . Nous dénommerons ce critère : critère A.

##### Conditions nécessaires pour les modes d'ordre supérieur

Le ratio  $R_{\text{Monomode}}(L)$  s'écrit :

$$R_{\text{Monomode}}(L) = 10\log\left(\frac{P_{\text{Totale}}(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)}\right) \quad (5.95)$$

---

8. L'étude de cette section étant réalisée en vue d'une éventuelle fabrication des designs, nous dénoterons les indices de réfraction par leur différence d'indice par rapport à la silice pure à la longueur d'onde de  $633\text{nm}$  et utilisons une loi de Sellmeier (interne à la société Draka et confidentielle) pour déterminer l'indice de réfraction absolu aux autres longueurs d'onde.

La puissance totale d'un faisceau après une longueur de propagation  $L$  dans la fibre peut s'écrire à l'aide de la puissance contenue dans le mode fondamental de cœur  $P_{\text{Fondamental}}(L)$ , celle contenue dans un mode d'ordre supérieur  $LP_{lm}(l, m) \neq (0, 1)$  donné  $P_{LP_{lm}}(L)$  et la puissance contenue dans l'ensemble des autres modes  $A(L)$  suivant :

$$P_{\text{Totale}}(L) = P_{\text{Fondamental}}(L) + P_{LP_{lm}}(L) + A(L) \quad (5.96)$$

En notant  $R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L)$ , le ratio de puissance tel qu'évalué seulement sur le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur  $LP_{lm}$  particulier :  $R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{\text{Fondamental}}(L) + P_{LP_{lm}}(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)}\right)$ , le ratio de puissance s'écrit :

$$R_{\text{Monomode}}(L) = R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L) + 10 \cdot \log\left(\frac{A(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)}\right) \quad (5.97)$$

Il apparaît qu'une condition nécessaire à la condition (5.94) est :

$$R_{\text{Monomode}}(1m) < 0.1dB, \forall (l, m) \in \mathbb{N} \text{ et } (l, m) \neq (0, 1) \quad (5.98)$$

Nous notons critère  $A^{lm}$ , le critère correspondant au critère  $A$  dans lequel la condition (5.93) est remplacée par  $R_{\text{Monomode}}(1m) < 0.1dB$ . Une condition nécessaire pour que le critère  $A$  soit vérifié est que tous les critères  $A^{lm}, (l, m) \neq (0, 1)$  soit vérifiés.

Il est supposé que la même proportion de puissance  $p(\lambda)$  est injectée dans chaque mode à l'entrée de la fibre (cf. section 3.1.1). Les modes d'ordre supérieur sont dégénérés deux fois si leur nombre azimutal est nul ( $l = 0$ ) et quatre fois sinon ( $l \neq 0$ ) (cf. Annexe B). La puissance totale s'écrit donc :

$$P_{\text{Totale}}(L) = \left(2p(\lambda) \cdot 10^{\frac{-L}{10}\alpha_{\text{fond}}} + g \cdot p(\lambda) \cdot 10^{\frac{-L}{10}\alpha_{lm}} + A(L)\right) \quad (5.99)$$

$$\text{avec } g = \begin{cases} 2, & \text{si } l = 0 \\ 4, & \text{si } l \neq 0 \end{cases}$$

Dans cette équation,  $\alpha_{\text{fond}}$  et  $\alpha_{lm}$  sont respectivement les coefficients de pertes du mode fondamental et du mode d'ordre supérieur  $LP_{lm}$ .

Le ratio  $R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L)$  s'écrit donc :

$$R_{\text{Monomode}}^{l,m}(L) = 10 \cdot \log\left(1 + \frac{g}{2} \cdot 10^{\frac{-L}{10}\alpha_{lm}}\right) \quad (5.100)$$

$$\text{avec } g = \begin{cases} 2, & \text{si } l = 0 \\ 4, & \text{si } l \neq 0 \end{cases}$$

Il en résulte que, si les pertes du mode fondamental sont inférieures à  $0.1dB/m$ , une condition nécessaire à ce que la condition (5.93) soit vérifiée est que le coefficient de pertes de tout mode d'ordre supérieur  $LP_{lm}$  vérifie :

$$\begin{cases} \alpha_{lm} > 16.3dB/m, & \text{si } l = 0 \\ \alpha_{lm} > 19.3dB/m, & \text{si } l \neq 0 \end{cases} \quad (5.101)$$

### Choix du rayon de cœur

L'aire effective maximum atteignable dans une fibre à saut d'indice monomode a été établie à  $1073\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  (cf. section 3.1.2). Pour dépasser cette aire effective avec une fibre de Bragg, il est nécessaire de choisir un rayon de cœur supérieur à  $27.5\mu\text{m}$  (cf. figure 5.20). Nous avons choisi d'étudier le cas d'un rayon de cœur de  $30\mu\text{m}$  permettant d'atteindre une aire effective de  $\sim 1350\mu\text{m}^2$  (cf. figure 5.20) pour le mode fondamental des fibres de Bragg.

Notons que pour ce rayon de cœur, l'indice de réfraction  $n_2$  doit être choisi de sorte que  $[(n_2 - n_c) < 1.6 \times 10^{-3}]$  afin de permettre un propagation monomode pour le mode fondamental de cœur (cf. figure 5.22). Le cas correspondant à la fabrication la plus aisée est étudié soit  $n_2 = n_c = 0^9$ .

### Cas d'un indice de réfraction $n_1 = 25 \times 10^{-3}$

L'indice de réfraction  $n_1$  est tout d'abord fixé (arbitrairement) à  $25 \times 10^{-3}$  (soit  $1.4738$  à  $1.06\mu\text{m}$ ). Pour un rayon de cœur de  $30\mu\text{m}$ , lorsque  $n_2 = n_c$ , d'après la formule du minimum de pertes (éq. 5.8), le nombre d'anneaux de haut indice minimum nécessaires pour assurer des pertes du mode fondamental inférieures à  $0.1\text{dB/m}$  est de deux (gaine contenant une période et demi). Dans ce cas, d'après la relation (5.90) et la table 5.3, les modes d'ordre supérieur susceptibles de ne pas vérifier la condition nécessaire (5.101) pour la monomodalité du mode fondamental sont les modes :

- $LP_{02}, LP_{03}, LP_{23}$
- $LP_{l1}, l \in [1 ; 6]$
- $LP_{l2}, l \in [1 ; 3]$

La figure 5.23 présente les pertes de guidage du mode fondamental  $LP_{01}$  (a) et des modes d'ordre supérieur  $LP_{11}$  (c) et  $LP_{21}$  (e), ainsi que les zones de vérification du critère de faibles pertes pour le mode fondamental (b), du critère  $A^{11}$  (d) et du critère  $A^{21}$  (f) en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$ , pour une gaine contenant une période et demi, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , tels que calculés avec les formules (5.46) et (5.55). Ces figures révèlent qu'il existe des zones de valeurs du couple  $(l_1; l_2)$  pour lesquelles le critère  $A^{11}$  est vérifié (cf. figure 5.23(d)). Dans ces zones, l'épaisseur  $l_2$  est très proche d'une condition de résonance entre le mode  $LP_{11}$  de cœur et un anneau de bas indice isolé (qui sont  $l_2 = 24.6\mu\text{m}$  et de  $l_2 = 49.2\mu\text{m}$ ) pour les deux premières résonances, d'après la formule (4.18) du chapitre 4). Il en va de même pour le critère  $A^{21}$ . En revanche, il n'existe pas de couples  $(l_1; l_2)$  pour lesquels les critères  $A^{11}$  et  $A^{21}$  sont simultanément vérifiés. D'après (5.98), il n'est donc pas possible d'assurer une propagation monomode pour le mode fondamental de cœur dans une fibre présentant les paramètres choisis.

L'absence de design pouvant vérifier les critères d'éligibilité est due au fait que pour certains modes d'ordre supérieur, les zones de validité des critères  $A^{lm}$  partiels sont nécessairement localisées autour des couples  $(l_1; l_2)$  pour lesquels l'épaisseur  $l_2$  est proche d'une épaisseur de résonance  $l_{2,res}^{lm}$  du mode de cœur  $LP_{lm}$  avec l'unique anneau de bas indice. Ces zones de validité sont d'une extension trop faible par rapport à la différence entre les épaisseurs de résonances  $l_{2,res}^{lm}$  pour permettre un recouvrement entre elles.

Pour parer à ce problème, une stratégie consiste à augmenter le nombre d'anneaux de bas indice. Par exemple, nous examinons le cas de deux anneaux de bas indice en figure 5.24. Les modes des deux anneaux de bas indice se couplent (cf. section 4.1.4). Pour un mode de cœur  $LP_{lm}$ , le nombre d'épaisseur  $l_{2,res}^{lm}$  qui correspondent à un ordre de résonance donné avec les modes d'anneaux de bas indice est alors de

9. L'étude de cette section étant réalisée en vue d'une éventuelle fabrication des designs, nous dénoterons les indices de réfraction par leur différence d'indice par rapport à la silice pure à la longueur d'onde de  $633\text{nm}$  et utilisons une loi de Sellmeier (interne à la société Draka et confidentielle) pour déterminer l'indice de réfraction absolu aux autres longueurs d'onde.



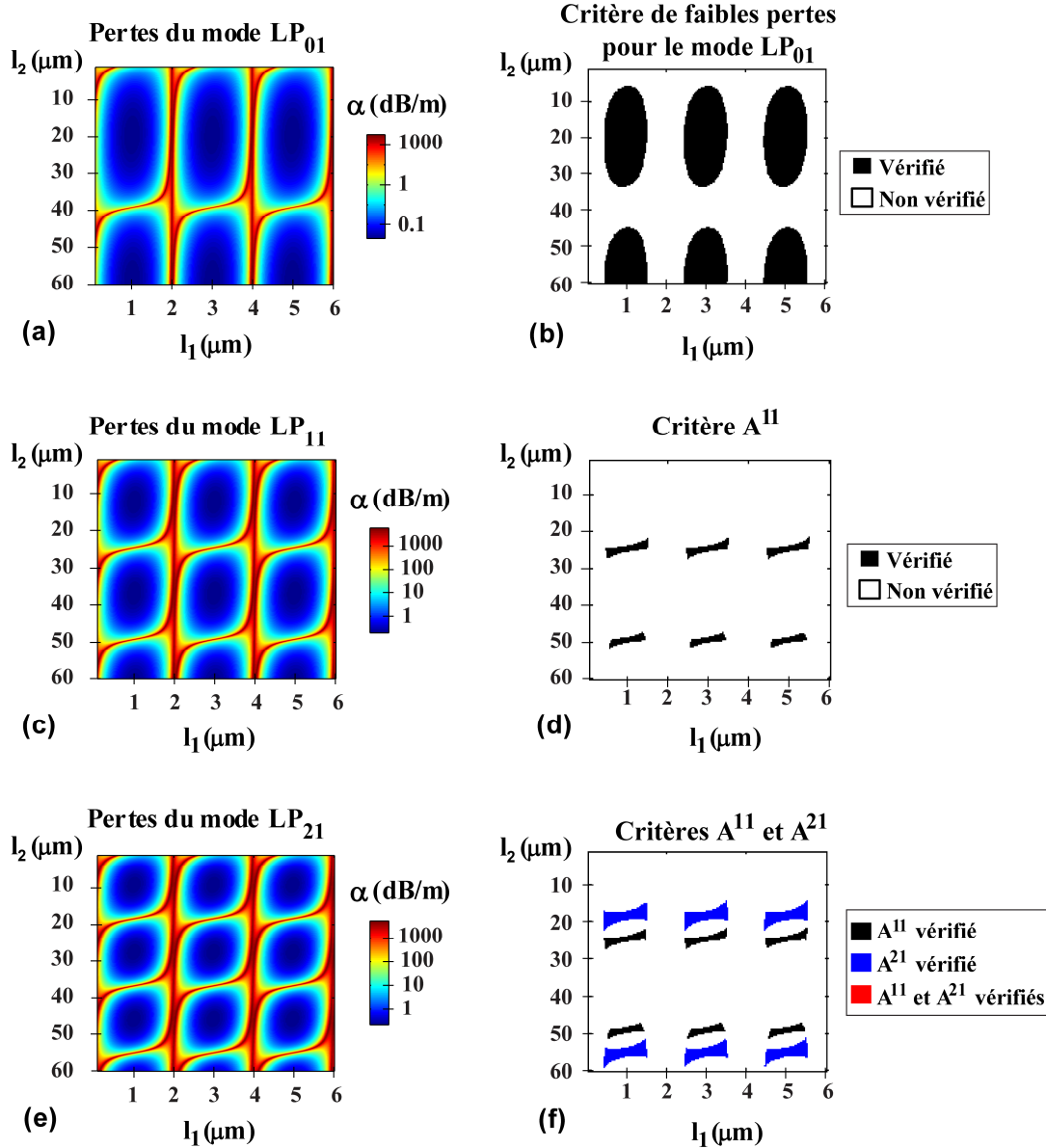


FIGURE 5.23 – Pertes de guidage des modes  $LP_{01}$  (a),  $LP_{11}$  (c),  $LP_{21}$  (e) et carte de validité du critère de faibles pertes pour le mode fondamental  $LP_{01}$  (b), du critère  $A^{11}$  (c) et du critère  $A^{21}$  (f) en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$  des anneaux de haut et bas indice à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour une fibre de Bragg dont la gaine contient deux anneaux de haut indice (soit une période et demie), de rayon de cœur  $r_c = 30\mu\text{m}$ , dans laquelle  $n_2 = n_c$ . (Calculs effectués avec le modèle analytique de la formule (5.46)).

deux (cf. figure 5.24(a-b)). Ces deux épaisseurs sont situées au voisinage de l'épaisseur de résonance avec un anneau isolé. L'étendue des zones de vérification du critère  $A^{11}$  et  $A^{21}$  sont alors plus grandes que dans le cas de fibres contenant un unique anneau de bas indice et il existe des couples  $(l_1; l_2)$  pour lesquels ces deux critères sont vérifiés (cf. figure 5.24(d)).

Cependant, l'augmentation du nombre d'anneaux de bas indice de un à deux se traduit par une diminution très importante des pertes des modes d'ordre supérieur. D'après la relation (5.8) et la table 5.3, les modes d'ordre supérieur  $LP_{lm}$ , ( $l \neq 0$ ) qui sont susceptibles de ne pas vérifier la condition (5.101), sont ceux pour lesquels la racine  $u_{lm}$  de la fonction de Bessel  $J_{lm}$  vérifie :  $u_{lm} < 16$ . D'après la table 5.3, le nombre de modes d'ordre supérieur à prendre en compte pour l'étude est donc supérieur à 20. Afin de

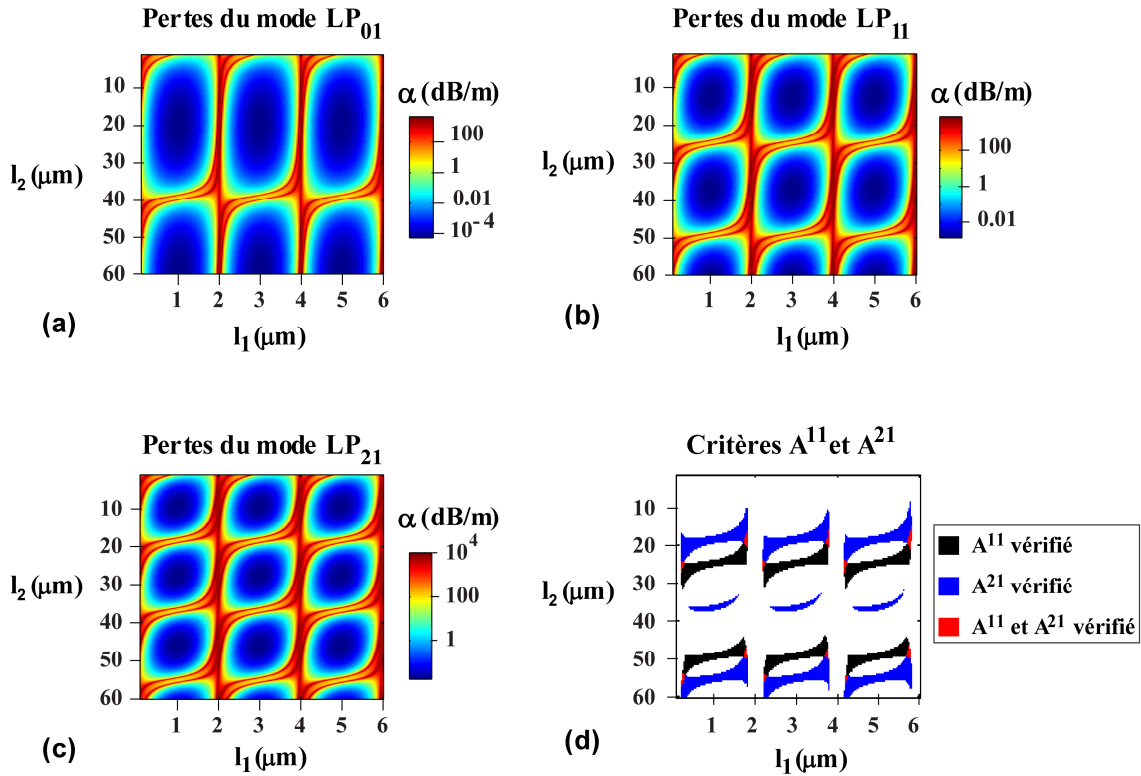


FIGURE 5.24 – Pertes de guidage des modes  $LP_{01}$  (a),  $LP_{11}$  (b),  $LP_{21}$  (c), et carte de validité des critères  $A^{11}$  et  $A^{21}$  (d) en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$  des anneaux de haut et bas indice pour une fibre de Bragg ayant trois anneaux de haut indice (soit deux périodes et demie), de rayon de cœur  $r_c = 30\mu\text{m}$ , dans laquelle  $n_2 = n_c$ . (Calculs effectués avec le modèle analytique de la formule (5.46)).

diminuer ce nombre, nous avons choisi de diminuer l'indice de réfraction  $n_1$  à la valeur :  $3 \times 10^{-3}$  (1.4526 en absolu) tout en gardant la condition :  $n_2 = n_c$ . Le nombre de modes d'ordre supérieur susceptibles de ne pas vérifier la condition (5.101) est alors réduit à quatre soit les modes  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{31}$  et le critère de faibles pertes pour le mode fondamental peut toujours être assuré (en effet, d'après la relation (5.8), le minimum de pertes pour le mode fondamental atteignable dans une telle fibre est de  $\sim 0.026\text{dB/m}$ ).

**Cas d'un indice de réfraction  $n_1 = 3 \times 10^{-3}$**

Dans le cas d'une fibre présentant les caractéristiques  $n_2 = n_c, n_1 = 3 \times 10^{-3}, N = 2.5$  (trois anneaux de haut indice, deux anneaux de bas indice), seuls les quatre premiers modes d'ordre supérieur sont susceptibles de ne pas vérifier la relation (5.101). La figure 5.25 présente la carte de vérification des critères  $A^{lm}$  partiels pour chacun de ces modes. Cette figure révèle qu'il existe des couples  $(l_1; l_2)$  pour lesquels les quatre critères associés aux quatre premiers modes d'ordre supérieur  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$ ,  $LP_{02}$  et  $LP_{31}$  sont simultanément vérifiés, et donc pour lesquels le critère global  $A$  est vérifié. Par exemple le design de caractéristiques  $l_1 = 3.9\mu\text{m}, l_2 = 21.1\mu\text{m}$  vérifie le critère  $A$ . Ce design qui présente un diamètre externe de silice dopée de  $\sim 170\mu\text{m}$  sera appelé design 1.

Notons que les zones de vérification du critère  $A$  sont situées dans les zones de fortes pertes pour les modes d'ordre supérieur et donc des résonances entre les modes de cœur d'ordre supérieur et les modes d'anneaux. Ces zones correspondent aux zones pour lesquelles le modèle analytique utilisé pour les déterminer est le moins précis (cf. section 5.2.3). Une validation numérique de nos résultats est donc nécessaire. Les caractéristiques des modes du design 1 ont donc été calculées par la méthode matricielle et les résultats

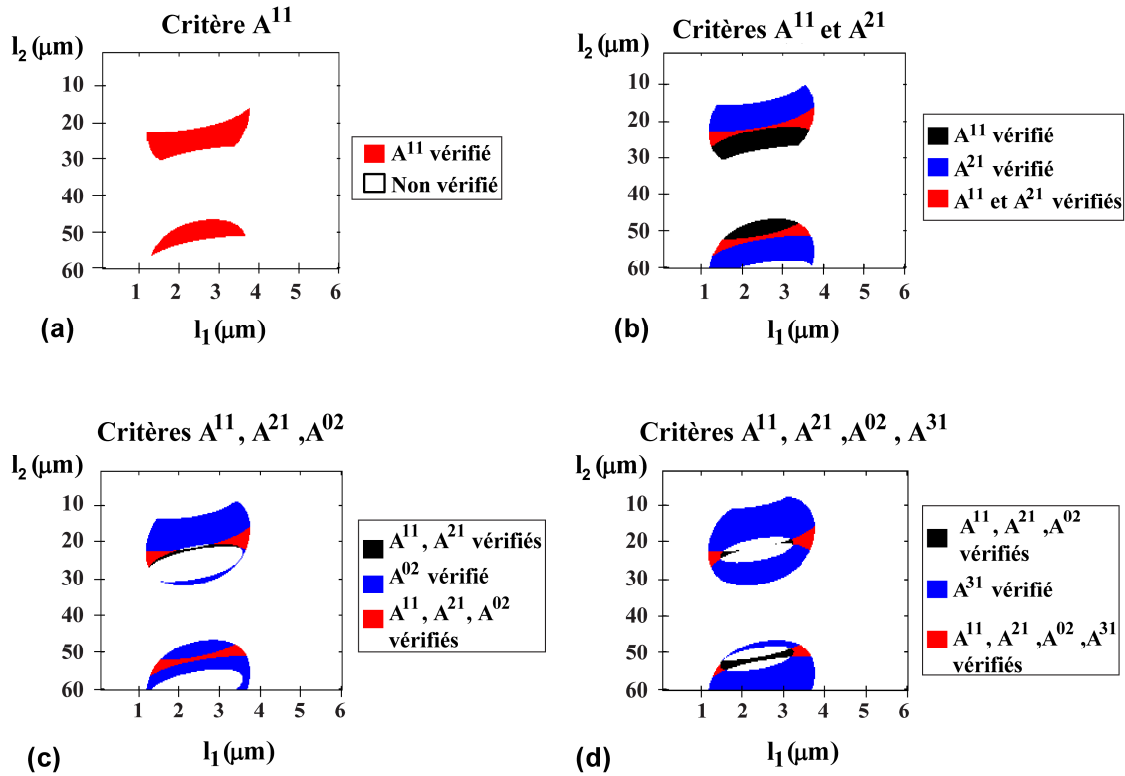


FIGURE 5.25 – Carte de vérification des critères partiels  $A^{11}$  (a),  $A^{21}$  (b),  $A^{02}$  (c), et  $A^{31}$  (d) à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  en fonction des épaisseurs  $l_1$  et  $l_2$  des anneaux de haut et bas indice pour une fibre de Bragg de caractéristiques  $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_2 = n_c$ ,  $n_1 = 3 \times 10^{-3}$ , dont la gaine contient trois anneaux de haut indice (soit deux périodes et demie). La zone rouge de la figure (d) correspond à la zone de vérification du critère A global.

sont présentés en table 5.4. Ce tableau confirme bien la conformité du design trouvé et révèle que l'aire effective du mode fondamental à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  est de  $1522\mu\text{m}^2$ . Cette aire effective est supérieure à l'aire effective maximum atteignable en pratique, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , avec une solution saut d'indice dans le cas d'une fibre non courbée qui est de  $1073\mu\text{m}^2$  tout en respectant le même critère de monomodalité. (cf. section 3.1.2).

#### 5.4.5 Conclusion

En conclusion, des règles de design pour des fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances ont été définies grâce aux modèles analytiques développés en sections 5.2 et 5.3. Il a été, en particulier, démontré que l'aire effective d'une fibre de Bragg à cœur de silice non dopée, ne dépend, en première approximation, que du rayon de cœur. De plus, ces règles de design mettent en évidence le rôle prépondérant du choix des caractéristiques des anneaux de bas indice sur la possibilité d'assurer une propagation monomode. Un choix fin de l'épaisseur de ces anneaux permet d'obtenir des designs de fibres de Bragg adaptés aux fortes puissances dépassant les limitations de la solution saut d'indice. Il est intéressant de noter que les designs retenus ne vérifient pas la condition QWS (« Quarter Wave-Stack ») de la littérature, ni pour les anneaux de haut indice, ni pour les anneaux de bas indice. En effet, cette condition mène à une minimisation des pertes du mode fondamental mais également des modes d'ordre supérieur, rendant toute propagation monomode impossible.

Il est intéressant de noter que, dans le cas de fibres de Bragg non courbées et non perturbées, de faibles pertes par propagation et une propagation monomode pour le mode  $LP_{01}$  peuvent être assurées pour

|                                     |                      |
|-------------------------------------|----------------------|
| Aire effective du mode $LP_{01}$    | $1538 \mu\text{m}^2$ |
| Pertes de guidage du mode $LP_{01}$ | $0.06 \text{ dB/m}$  |
| Pertes de guidage du mode $LP_{11}$ | $29.7 \text{ dB/m}$  |
| Pertes de guidage du mode $LP_{21}$ | $49.1 \text{ dB/m}$  |
| Pertes de guidage du mode $LP_{02}$ | $27.0 \text{ dB/m}$  |
| Pertes de guidage du mode $LP_{31}$ | $31.5 \text{ dB/m}$  |
| Autres modes d'ordre supérieur      | $> 30 \text{ dB/m}$  |

TABLE 5.4 – Propriétés des modes du design 1 à la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$  telles que calculées avec la méthode matricielle.

une aire effective de  $1538 \mu\text{m}^2$  à  $1.06 \mu\text{m}$ , soit une augmentation de  $465 \mu\text{m}^2$  ( $\sim 50\%$ ) par rapport à l'aire effective maximum atteignable en pratique dans une fibre à saut d'indice.

## 5.5 Conclusion et perspectives

Pour la première fois, à notre connaissance, un modèle analytique permettant de prédire la valeur des pertes de guidage du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur des fibres de Bragg à gaine périodique à faibles contrastes d'indice contenant un nombre quelconque d'anneaux a été établi. Ce modèle est d'une grande précision si l'approximation d'un grand paramètre de guide et l'approximation asymptotique du champ dans la gaine sont valables, sauf au voisinage des résonances entre les modes de cœur et les modes de gaine. Spécifique au cas de fibres dont la gaine est parfaitement périodique, ce modèle est ensuite étendu au cas général d'une gaine quelconque grâce à des approximations supplémentaires (couplages des modes d'anneaux entre eux totalement ou partiellement négligés). Grâce à ce modèle, des règles de design pour les fibres de Bragg adaptées au transport de fortes puissances ont été établies. Un design de fibre de Bragg assurant une propagation monomode et de faibles pertes pour le mode fondamental de cœur ont été mis au point pour une aire effective de  $1538 \mu\text{m}^2$  à  $1.06 \mu\text{m}$  lorsque la fibre est maintenue exempte de toute perturbation. La limitation inhérente aux fibres à saut d'indice ( $1073 \mu\text{m}^2$ ) peut ainsi être dépassée avec les fibres de Bragg, lorsque les fibres sont maintenues exemptes de toute perturbation.

L'examen de la possibilité des fibres de Bragg à dépasser ou non, les limitations des fibres à saut d'indice lorsqu'une courbure est appliquée nécessite une compréhension et une modélisation du comportement en courbures des fibres de Bragg présentées au chapitre suivant.

## Chapitre 6

# Courbures des fibres de Bragg : expériences, modélisation et règles de design

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer le potentiel des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances lorsqu'elles sont courbées, en comparant leurs performances à celles des profils saut d'indice étudiés au chapitre 2. Si de nombreuses études existent, dans la littérature, en ce qui concerne l'impact de la courbure sur les pertes du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg, de nombreuses questions restent encore en suspens. En particulier, la question de la détérioration ou non de la fenêtre de transmission (due à la présence ou non de couplages supplémentaires provoqués par la courbure vers les modes d'anneaux de haut indice) reste encore non résolue. D'autre part, les études de la littérature se concentrent toutes sur la minimisation des pertes par courbure du mode fondamental de cœur tout en assurant une grande aire effective et n'examinent pas quantitativement la possibilité d'assurer une propagation monomode pour le mode fondamental. Or, cette propriété est fondamentale pour le transport de fortes puissances. Il est donc difficile d'évaluer les performances des fibres de Bragg à partir de la littérature.

Après une revue de la littérature, l'influence de la courbure sur les fenêtres de transmission du mode fondamental de cœur est théoriquement et expérimentalement étudiée. Puis, des designs dépassant les limitations des fibres à profil saut d'indice pour le transport de fortes puissances sont recherchés.

### 6.1 État de l'art

Tout d'abord, une revue des travaux de la littérature traitant de l'influence de la courbure sur les propriétés des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice est effectuée. Les résultats expérimentaux (qui sont les plus nombreux) sont présentés en premier lieu. Puis, les méthodes numériques et analytiques permettant de modéliser l'impact de la courbure sont exposées. Puis, les règles de design de l'état de l'art permettant d'améliorer le comportement en courbures des fibres de Bragg sont présentées. Enfin, les performances des fibres de Bragg présentées dans la littérature sont discutées.

#### Résultats expérimentaux

De nombreuses études expérimentales existent, dans la littérature, sur les pertes par courbure du mode fondamental de cœur des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice [97, 98, 145–147]. La figure 6.1.(b) présente un exemple de mesure de l'évolution, en fonction de la courbure, de l'étendue spectrale

de la première fenêtre de transmission du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg à grand cœur (cf. figure 6.1.(a)). Une réduction de la fenêtre de transmission due à la courbure est observée. De plus, les pertes additionnelles dues à la courbure sont plus grandes pour les plus faibles longueurs d'onde de la fenêtre de transmission [98, 145]. L'explication de ce comportement nécessite des études numériques et théoriques qui sont présentées ci-après.

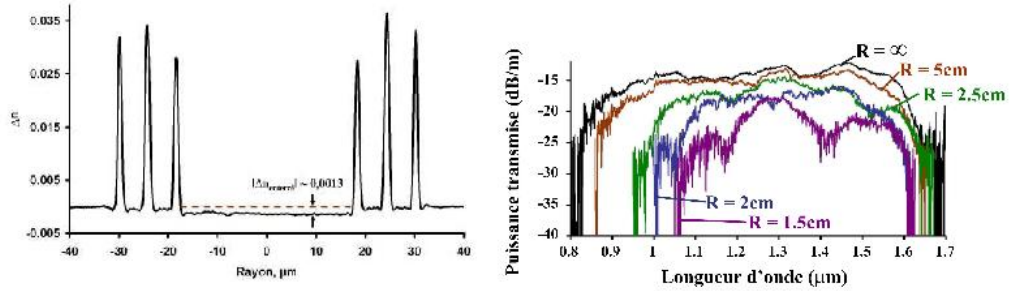


FIGURE 6.1 – Profil d'indice de la fibre de Bragg mesurée (a) et évolution de sa première fenêtre de transmission pour le mode fondamental de cœur en fonction du rayon de courbure (b). Pour les mesures, la longueur de fibre enroulée sur chaque tambour est de 1m (d'après [97]).

### Méthode de prédiction numérique et analytique

À la différence des études expérimentales, les études numériques ou analytiques du comportement en courbures des fibres de Bragg sont peu nombreuses. La méthode numérique la plus largement utilisée pour modéliser l'impact de la courbure est la combinaison de la méthode du profil d'indice équivalent (présentée en section 1.3.2) et de la méthode des éléments finis (présentée en section 2.1.2) [98, 145]. D'un point de vue analytique, une formule prédisant les pertes par courbure du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg à faibles contrastes a été obtenue, en référence [97], par extension de travaux réalisés dans le contexte des fibres à profil saut d'indice [148, 149]. Selon cette formule, dans une fibre de Bragg dont le cœur est de rayon  $r_c$  et d'indice de réfraction  $n_c$ , les pertes par courbure  $\alpha$  (dB/m) du mode fondamental de cœur de diamètre de mode  $d$  et d'aire effective  $A_{\text{eff}}$ , à la longueur d'onde  $\lambda$  pour un rayon de courbure  $R$  vérifient :

$$\alpha(\text{dB/m}) = 10 \cdot \ln(10) \cdot \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{1}{A_{\text{eff}}} \left( \frac{\lambda}{2\pi n_c} \right) \cdot F \left( \frac{4}{3} \frac{R\pi}{\lambda} \sin \left( \tan^{-1} \left( \frac{\lambda}{\pi d} \right) \right) \right) \quad (6.1)$$

avec  $F(x) = \frac{1}{\sqrt{x}} e^{-x}$ .

La précision de cette formule a été vérifiée expérimentalement pour des longueurs d'onde situées au voisinage du centre de la fenêtre de transmission de la fibre non courbée [97].

Ces méthodes ont permis l'explication qualitative des résultats expérimentaux. La réduction de la fenêtre de transmission due à la courbure (expérimentalement observée, (cf. figure 6.1.(b)) a été qualitativement expliquée par la présence de couplages supplémentaires, induits par la courbure, du mode fondamental de cœur vers les modes d'anneaux de la gaine [98, 145]. Ce phénomène est identique à celui observé dans le cas des fibres à guidage par bande interdite photonique présentant une micro-structuration à deux dimensions dans la gaine [150, 151].

## Règles de design

Les deux règles de design les plus importantes présentées dans la littérature pour l'amélioration du comportement en courbures des fibres de Bragg sont l'augmentation du contraste d'indice dans la gaine [97], et l'ajout d'une dépression d'indice autour de la gaine de Bragg [152]. Ces règles permettent de diminuer les pertes par courbure du mode fondamental tout en assurant une grande aire effective. Cependant, l'impact de ces règles sur les pertes par courbure des modes d'ordre supérieur et donc sur la possibilité d'assurer une propagation monomode n'a pas encore été examiné.

## Performances des fibres de Bragg : discussion

Des fibres de Bragg présentant de plus faibles pertes par courbure que les fibres à profils saut d'indice et que les fibres PCF à aire effective égale ont été démontrées [97]. Cependant, les études de la littérature n'examinent pas quantitativement la possibilité d'assurer un faisceau de sortie monomode (par un examen des pertes par courbure des modes d'ordre supérieur). Or, cette propriété est fondamentale pour qu'une fibre puisse être utilisée pour le transport de fortes puissances. Il est donc difficile de statuer sur les performances des fibres de Bragg par rapport aux autres solutions, à la lecture de la littérature.

Pour pouvoir évaluer les performances des fibres de Bragg courbées, une compréhension approfondie des mécanismes mis en jeu lors de la courbure est nécessaire. Or, si les études de la littérature ont mis en évidence la présence de couplages supplémentaires, provoqués par la courbure, du mode fondamental de cœur vers les modes d'anneaux, la nature exacte des modes d'anneaux (modes d'anneaux de haut indice ou modes d'anneaux de bas indice) jouant un rôle prépondérant dans cette réduction n'a pas encore été identifiée. Cette identification est nécessaire à l'amélioration des performances des fibres de Bragg courbée et constitue la première étape de notre étude.

## 6.2 Influence de la courbure sur les fenêtres de transmission

Cette section débute par l'analyse de la symétrie des modes d'une fibre courbée. Ensuite, l'évolution, lors de l'application d'une courbure, de la première fenêtre de transmission d'une fibre de Bragg à grande aire effective et faibles contrastes d'indice est étudiée numériquement puis expérimentalement.

### 6.2.1 Symétrie des modes de la fibre courbée

La symétrie des modes d'anneaux et de cœur d'une fibre de Bragg joue un rôle fondamental pour la délimitation des fenêtres de transmission des modes de cœur. Dans le cas d'une fibre non courbée, la symétrie des modes est caractérisée, entre autres, par le nombre azimutal  $v$  et seuls les modes d'anneaux de même nombre azimutal qu'un mode de cœur donné interviennent dans la délimitation de la fenêtre de transmission (cf. section 4.3.3). Le cas d'une fibre courbée est étudié dans cette section.

Les notations utilisées dans ce chapitre sont identiques à celles du chapitre 4 et 5 et sont résumées en figure 6.2. Notons que, dans ce chapitre, les indices de réfraction seront indiqués par l'intermédiaire de leur différence par rapport à l'indice de réfraction de la silice pure à  $633\text{ nm}$ . Les valeurs absolues de ces indices de réfraction, à une longueur d'onde donnée, seront calculées par une loi de Sellmeier afin de prendre en compte la dispersion matériau<sup>1</sup> (cf. chapitre 2).

Rappelons tout d'abord que, selon le modèle de Marcuse, la fibre courbée peut être modélisée par une fibre non courbée dont l'indice de réfraction  $n_{\text{eq}}$  vérifie (cf. section 1.3.2) :

---

1. Les détails de la loi de Sellmeier utilisée dans nos travaux sont confidentiels.

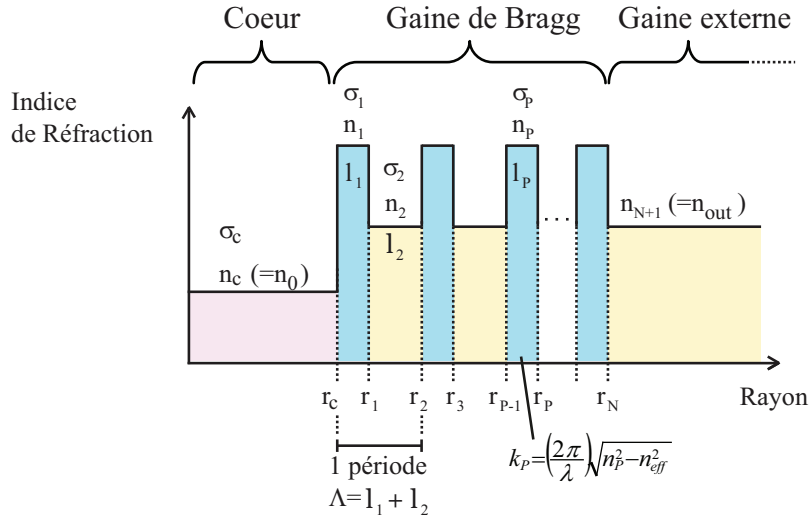


FIGURE 6.2 – Schéma de la coupe transversale d'une fibre de Bragg non courbée et notations utilisées.

$$n_{eq}^2(r, \varphi) = n^2(r) \cdot \left( 1 + 2 \frac{r \cdot \cos \theta}{\rho R} \right) \quad (6.2)$$

où  $r$  est la coordonnée radiale du point considéré,  $n(r)$  le profil d'indice de la fibre courbée,  $R$  le rayon de courbure,  $\theta$  l'angle azimutal et  $\rho$  (ici fixé à 1.25) une correction due à l'effet élasto-optique. On note  $x$  la coordonnée suivant l'axe contenu dans le plan de courbure et passant par le centre de la fibre, soit :  $x = r \cdot \cos \phi$ .

Le profil d'indice d'une fibre courbée est donc la somme du profil d'indice de la fibre non courbée (à symétrie de révolution) et d'un profil (à symétrie planaire) dont l'indice de réfraction varie selon une dimension de l'espace uniquement (l'axe  $x$ ) de manière linéaire croissante en fonction de l'abscisse  $x$ . Le plan de courbure est l'unique plan de symétrie et la pente de l'indice de réfraction en fonction de  $x$  est inversement proportionnelle au rayon de courbure. Il en résulte que la courbure rompt la symétrie cylindrique de la fibre et modifie donc la symétrie des modes.

La symétrie des modes de la fibre courbée peut être caractérisée par la théorie des modes couplés [28, 153]. Dans cette théorie, un mode de la fibre courbée est exprimé à partir de la base des modes de la fibre non courbée. Dans le cas où la courbure constitue une faible perturbation, un mode de nombre azimutal  $l$  de la fibre non courbée se couple sous l'effet de la courbure avec les modes de nombres azimutaux  $l + 1$  ou  $l - 1$  uniquement [28, 89]. Dans le cas contraire, des couplages vers d'autres modes d'autres nombres azimutaux doivent être pris en compte [153].

Pour évaluer de manière qualitative, l'impact de la courbure sur un mode donné d'indice effectif  $n_{eff}$ , nous introduisons, à l'instar de Marcatilli [89], pour chaque tranche homogène d'indice de réfraction  $n_i$  et de rayon externe  $r_i$  de la fibre de Bragg non courbée (cf. figure 6.2), un paramètre  $\sigma_i$  qui dépend du rayon de courbure  $R$  suivant :

$$\sigma_i = \frac{n_i}{n_i - n_{eff}} \cdot \frac{r_i}{R} \quad (6.3)$$

Dans cette équation, le paramètre  $\sigma_i$  est indexé de telle sorte que  $i = c$  pour le cœur,  $i = 1$  pour le premier anneau,  $i = N$  pour le  $N$ -ème anneau. Cette définition du paramètre  $\sigma_i$  est identique à celle de la référence [89], si ce n'est qu'elle a été adaptée au cas d'une fibre présentant plusieurs couches.



L'écriture des équations de Maxwell dans le système de coordonnées toroïdales de la fibre courbée permet d'obtenir, pour chaque tranche  $i$ , l'expression du champ dans la fibre courbée  $\vec{F}^{ic}$  (de composantes  $F_r^{ic}, F_\theta^{ic}, F_z^{ic}$ ) en fonction du champ dans la fibre non courbée  $\vec{F}^i$ , au premier ordre en  $\sigma_i$ , selon [89] :

$$F_{r,\theta}^{ic} = \left( 1 + \frac{\sigma_i r}{r_i} \cos \theta \right) F_{r,\theta}^i, \quad (6.4)$$

$$F_z^{ic} = \left( 1 + \frac{\sigma_i r}{r_i} \cos \theta \right) F_z^i + i \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\sigma_i}{r_i} (F_r^i \cos \theta + F_\theta^i \sin \theta), \quad (6.5)$$

où

$$r \in [r_{i-1}; r_i] \quad \text{et} \quad \vec{F} = \vec{E} \quad \text{ou} \quad \vec{H}. \quad (6.6)$$

Ce dernier résultat n'est précis que pour un paramètre  $\sigma_i$  suffisamment faible. Pour de grandes valeurs de  $\sigma_i$ , il est nécessaire d'effectuer un développement à un plus grand ordre en  $\sigma_i$ .

Pour un mode donné, localisé dans une tranche  $P$  donnée et présentant un champ négligeable dans les autres tranches, l'effet de la courbure peut être évalué, en première approximation, par l'examen du paramètre  $\sigma_p$  uniquement. De plus, le paramètre  $\sigma_p$  est d'autant plus grand que le numéro  $P$  de la tranche est grand. Il en résulte que, pour un indice effectif donné, plus l'énergie d'un mode est localisée à des grands rayons de la fibre, plus il sera perturbé par l'application d'une courbure. De plus (d'après l'équation 6.3), plus la différence entre l'indice effectif du mode et l'indice de réfraction de la couche dans laquelle il est localisé est grande, moins ce mode est perturbé par l'application d'une courbure.

Par utilisation de l'expression matricielle du champ dans la tranche  $i$  (cf. équation (B.1) de l'Annexe B), et en négligeant le deuxième terme de l'équation (6.5) (cas où  $r_i \gg \lambda$ ), les équations (6.4) et (6.5) se ré-écrivent :

$$F^{ic} = A_\nu(r) \left( \cos(\nu\theta + \phi_0) + \frac{1}{2} \frac{\sigma_i r}{r_i} [\cos((\nu+1)\theta + \phi_0) + \cos((\nu-1)\theta + \phi_0)] \right), \quad \text{si} \quad F^{ic} = E_{r,z} \quad \text{ou} \quad H_\theta \quad (6.7)$$

$$F^{ic} = A_\nu(r) \left( \sin(\nu\theta + \phi_0) + \frac{1}{2} \frac{\sigma_i r}{r_i} [\sin((\nu+1)\theta + \phi_0) + \sin((\nu-1)\theta + \phi_0)] \right), \quad \text{si} \quad F^{ic} = E_\theta \quad \text{ou} \quad H_{r,z} \quad (6.8)$$

avec  $A_\nu(r)$  une fonction indépendante de  $\theta$ , et  $\phi_0 = 0$  ou  $\frac{\pi}{2}$ .

Les équations (6.6) et (6.8) indiquent, que dans le cas où la courbure constitue une faible perturbation ( $\sigma_i$  faible), un mode de la fibre droite ayant un nombre azimutal  $\nu$ , acquiert, sous l'effet de la courbure, des composantes ayant un nombre azimutal  $(\nu-1)$  et  $(\nu+1)$  uniquement, en première approximation. Pour une plus forte perturbation due à la courbure, le mode acquiert, sous l'effet de la courbure des composantes supplémentaires ayant d'autres nombres azimutaux [153].

A l'issue de cette étude, on comprend que la modification de la symétrie d'un mode due à la courbure, dépend de l'importance de l'impact de la courbure, évaluée par exemple avec le paramètre  $\sigma_i$ , sur ce mode. Cette importance dépend du profil d'indice particulier de la fibre considérée. L'évolution de la fenêtre de transmission d'une fibre de Bragg dépend donc de son profil d'indice particulier. Une première étude est effectuée à la section suivante pour un design particulier.

### 6.2.2 Première étude numérique sur un design particulier

L'influence de la courbure sur la fenêtre de transmission d'une fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice est étudiée dans cette section. Afin de pouvoir effectuer une validation expérimentale des résultats numériques, notre étude porte sur le premier design de fibre de Bragg réalisé par le procédé PCVD.

Notons que dans cette section et dans tout le reste de ce chapitre, les calculs numériques ont été effectués grâce à une combinaison de la méthode des éléments finis (présentée en section 2.1.2) et du modèle de Marcuse de l'indice équivalent (présenté en section 1.3.2).

#### Profil d'indice étudié

Le profil théorique choisi pour la première réalisation d'une fibre de Bragg par le procédé PCVD est présenté en figure 6.3.(a). Les choix des paramètres de ce profil ont été effectués de manière à faciliter le plus possible sa fabrication tout en proposant un point de fonctionnement intéressant pour l'étude du potentiel des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances (cf. Annexe E). Cette fibre, appelée *fibre A* dans toute la suite du chapitre, est constituée d'un large cœur de  $40\mu\text{m}$  de diamètre entouré de trois anneaux dopés germanium d'une épaisseur de  $1.4\mu\text{m}$  et de différence d'indice de réfraction de 0.025 (différence par rapport à la silice pure à  $633\text{nm}$ ). Les anneaux de germanium sont espacés de  $11\mu\text{m}$ .

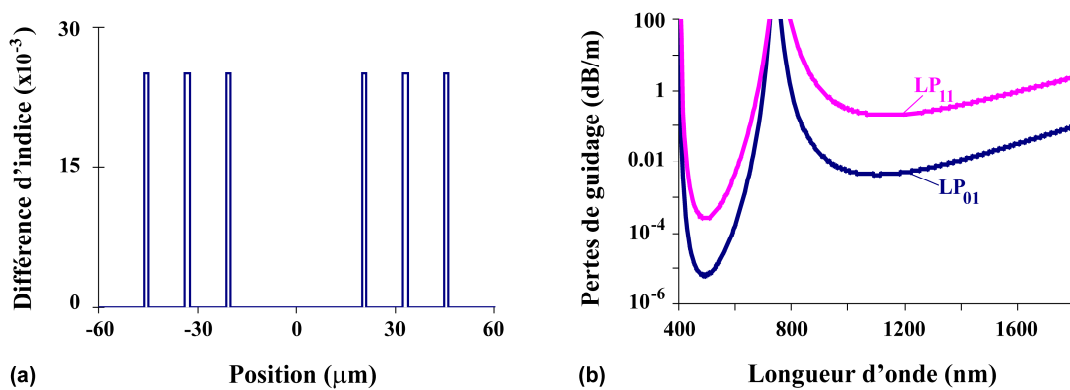


FIGURE 6.3 – (a) Profil d'indice de réfraction de la fibre de Bragg étudiée. (b) Spectre de transmission prédit pour le profil étudié.

La figure 6.3.(b) présente le spectre de pertes de guidage du mode fondamental  $LP_{01}$  et du premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$ <sup>2</sup>, se propageant dans le cœur de la fibre. La longueur d'onde d'opération (qui est de  $1.06\mu\text{m}$ ), est proche de la longueur d'onde de minimum de pertes de la première fenêtre de transmission. À  $1.06\mu\text{m}$ , le mode fondamental de cœur présente des pertes de guidage de  $\sim 4\text{dB}/\text{km}$  et une aire effective de  $600\mu\text{m}^2$ .

#### Antiguide équivalent courbé

L'impact de la courbure sur les modes de cœur est tout d'abord étudié par l'examen de l'antiguide équivalent à la fibre *A*, soit un antiguide de caractéristiques :  $r_c = 20\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ , et de différence d'indice cœur-gaine :  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$  (cf. section 4.1.3). Les spectres de l'indice effectif et des pertes du mode fondamental de cœur de cet antiguide courbé à des rayons de  $10\text{cm}$  et  $4.5\text{cm}$  sont présentés en figure 6.4.

2. Pour ce profil particulier, les pertes de guidage des quatre modes [ $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$ ,  $HE_{21}(\times 2)$ ] du premier groupe de modes d'ordre supérieur sont très voisines et peuvent être considérées comme égales. Les quatre modes sont donc dégénérés (cf. section 5.4.3 et forment le mode  $LP_{11}$ ).

Cette figure révèle que l'application d'une courbure modifie très peu la partie réelle de l'indice effectif du mode. En revanche, les pertes subissent une modification significative : l'application d'une courbure augmente les pertes du mode fondamental et cette augmentation est d'autant plus grande que le rayon de courbure est faible. D'autre part, pour un rayon de courbure donné, les pertes additionnelles dues à la courbure (différence entre les pertes par courbure d'un mode à un rayon de courbure donné et les pertes de guidage pour une fibre droite) sont plus grandes pour les plus faibles longueurs d'onde. Cette dernière observation est contraire au comportement observé pour les fibres à profil saut d'indice.

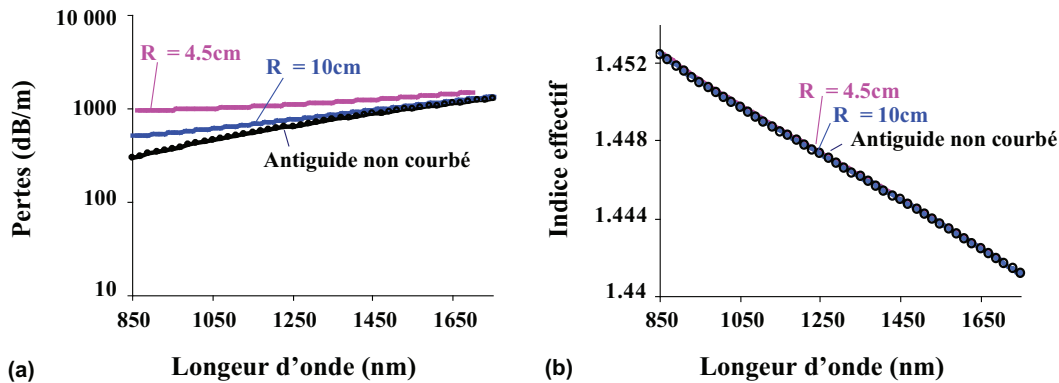


FIGURE 6.4 – Spectre des pertes (a) et de l'indice effectif (b) du mode fondamental de cœur de l'antiguide équivalent à la fibre A ( $r_c = 20\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ , différence d'indice cœur-gaine :  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$ ) en l'absence de courbures et en présence de courbures de 10cm ou 5cm de rayon.

### Fibre de Bragg courbée : importance des modes d'anneaux de bas indice

L'impact de la courbure sur la fibre A est ensuite examiné. Le spectre des pertes par courbure du mode fondamental de cœur de la fibre A est présenté en figure 6.5 pour différents rayons de courbure. Cette figure met en évidence une réduction de la largeur de la première fenêtre de transmission due à la courbure de la fibre de Bragg.

Pour un rayon de courbure  $R_0$  donné, la limite inférieure de la fenêtre de transmission (notée  $\lambda_{\text{Limite}}$ ) correspond à un pic de pertes. Le profil d'intensité du mode fondamental à la longueur d'onde :  $\lambda_{\text{Limite}}$  pour le rayon de courbure  $R_0$  révèle que ce pic de pertes correspond à un couplage entre le mode fondamental de cœur et un mode se propageant dans l'anneau de bas indice le plus extérieur (cf. figure 6.5.(b)). Ce couplage indique la présence d'un mode d'anneau de bas indice dans la fibre courbée ayant le même indice effectif que le mode fondamental de cœur à la longueur d'onde  $\lambda_{\text{Limite}}$ , lorsque l'anneau est isolé du cœur (cf. figure 6.5.(c) et section 4.1.4). Pour comprendre cette propriété, une longueur d'onde  $\lambda_{\text{Limite}}$  particulière ( $1.06\mu\text{m}$ ) limitant la fenêtre de transmission pour un rayon de courbure particulier, noté  $R_0$ , ( $7.4\text{cm}$ ) est sélectionnée et maintenue constante, et l'évolution de l'indice effectif des deux modes en fonction du rayon de courbure est tracée en cf. figure 6.6.(a). Ce tracé révèle que le mode se couplant avec le mode fondamental au rayon de courbure  $R_0$ , correspond à un mode de la fibre non courbée ayant une part non négligeable d'énergie dans les anneaux de bas indice et dans le cœur (figure 6.5.(b)). Nous appellerons ce mode : *mode résonnant*.

L'origine du couplage peut ainsi être comprise par examen de l'impact de la courbure sur le mode fondamental et sur le mode d'anneau de bas indice présenté en figure 6.6.(a)<sup>3</sup>. Une augmentation de l'in-

3. La discontinuité de pente qui apparaît sur la courbe correspondant au mode résonnant en figure 6.6.(a) au voisinage d'un rayon de courbure de 14cm est due à l'anti-croisement de ce mode résonnant avec le mode d'ordre supérieur  $LP_{11}^V$  de la fibre courbée (qui n'est pas indiquée sur cette figure pour des raisons de clarté).

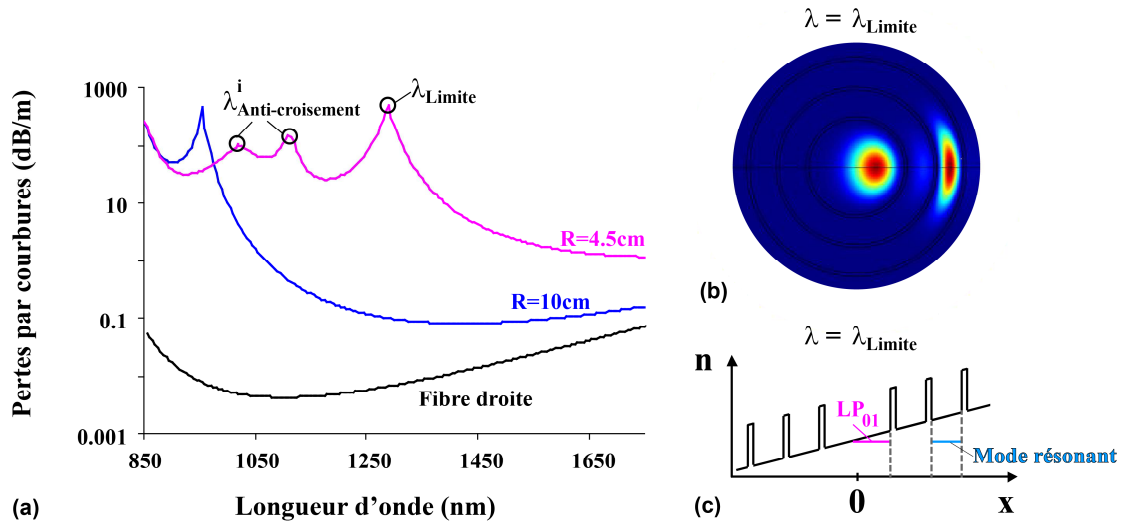


FIGURE 6.5 – (a) Spectre de pertes par courbure du mode fondamental de cœur de la fibre de Bragg A pour différents rayons de courbure. (b) Profil d'intensité du mode fondamental de cœur à la longueur d'onde  $\lambda_{Limite}$  pour un rayon de courbure de 4.5cm. (c) Schéma de l'indice de réfraction équivalent tel que prédit par le modèle de Marcuse et des indices effectifs du mode fondamental de cœur et du mode résonant.

dice effectif des deux modes est observée lorsque le rayon de courbure diminue, et cette augmentation est plus forte pour le mode résonant que pour le mode fondamental. Au voisinage du rayon de courbure  $R_0$ , les indices effectifs de ces deux modes deviennent très proches, un anti-croisement entre ces deux modes est alors provoqué (cf. figure 6.6.(b)). Le mode résonant ayant de plus fortes pertes par courbure que le mode fondamental, le mode fondamental de cœur subit un pic de pertes par courbure au rayon  $R_0$  (cf. figure 6.6.(c)), conformément aux propriétés des couplages entre modes à pertes (cf. section 4.1.4).

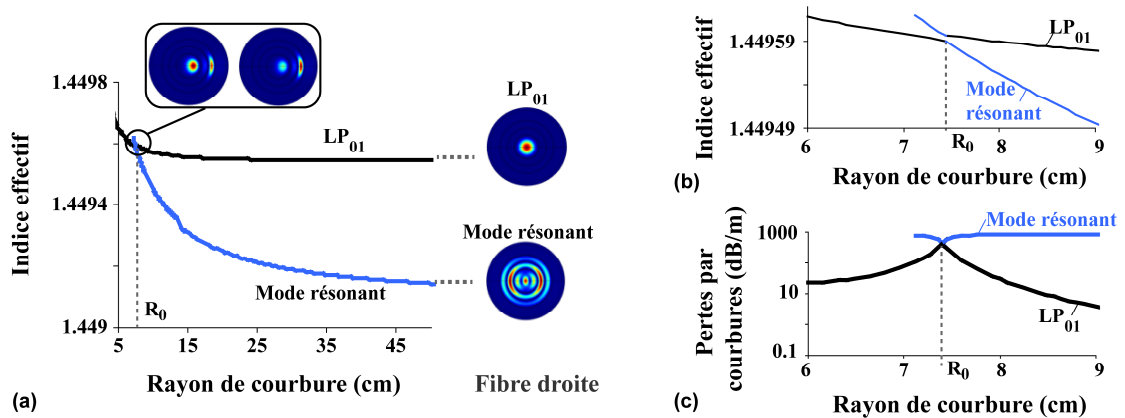


FIGURE 6.6 – Évolution, pour une longueur d'onde constante ( $1.06\mu m$ ), de l'indice effectif du mode fondamental de cœur ( $LP_{01}$ ) et du mode résonant en fonction du rayon de courbure (a). Evolution, pour une longueur d'onde constante ( $1.06\mu m$ ), de l'indice effectif (b) et des pertes par courbure (c) des deux modes au voisinage de  $R_0$  mettant en évidence la présence d'un anti-croisement.

Les simulations numériques indiquent que le rayon de courbure d'anti-croisement  $R_{Anti-croisement}$  entre le mode fondamental et le mode résonant : décroît rapidement lorsque la longueur d'onde augmente (cf. figure 6.7). Il en résulte que les longueurs d'onde situées du côté rouge de la fenêtre de transmission (les plus grandes longueurs d'onde) sont moins sensibles à la courbure que les longueurs d'onde situées du côté bleu (cf. figure 6.5). Enfin, notons que, la figure 6.5 révèle l'existence de fenêtres étroites de

transmission situées à des longueurs d'onde inférieures à  $\lambda_{\text{Limite}}$  (c'est à dire du côté bleu de la première fenêtre de transmission). Ces fenêtres sont délimitées par des pics de pertes correspondant également à des anti-croisements entre le mode fondamental de cœur et les modes d'anneaux de bas indice et sont notées  $\lambda_{\text{Anti-croisement}}^i$ .

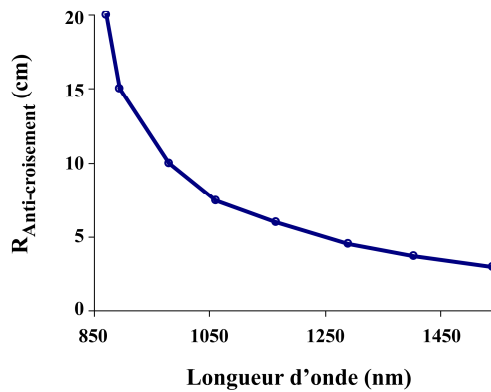


FIGURE 6.7 – Évolution du rayon de courbure de l'anti-croisement  $R_{\text{Anti-croisement}}$  entre le mode fondamental de cœur et le mode résonant de la fibre A en fonction de la longueur d'onde.

### Modes d'anneaux de haut indice : absence de couplages supplémentaires

La courbe de dispersion de modes d'anneaux de haut indice de nombre azimutal élevé coupe celle du mode fondamental à l'intérieur de la fenêtre de transmission pour certaines longueurs d'onde (cf. section 4.3.1). Dans le cas d'une fibre non courbée, ces modes sont d'une symétrie azimutale différente de celle du mode fondamental et ne se couplent donc pas avec ce mode aux longueurs d'onde de croisement (cf. section 4.3.3). L'application d'une courbure rompt la symétrie cylindrique, et est donc susceptible d'engendrer de nouveaux couplages (cf. section 6.2.1). Dans cette section, nous étudions l'évolution des modes d'anneaux de haut indice de nombre azimutal élevé lors de l'application d'une courbure et examinons la présence ou non de couplages supplémentaires dus à la courbure.

La figure 6.8.(b) présente, pour un rayon de courbure de  $4.5\text{cm}$ , la courbe de dispersion du mode fondamental de cœur ainsi que celles des modes du premier anneau de haut indice qui la croisent à l'intérieur de l'intervalle de longueur d'onde  $[1200\text{nm} ; 1750\text{nm}]$ . En effectuant les calculs avec un pas de  $1\text{nm}$ , nous avons vérifié qu'aucune perturbation des pertes du mode fondamental de cœur n'est observée aux longueurs d'onde de croisement entre ces modes (cf. figure 6.8.(a)). D'après la théorie du couplage entre modes à pertes (cf. section 4.1.4), cette observation indique l'absence de couplage entre ces modes d'anneaux de haut indice et le mode fondamental de cœur lorsque la fibre est courbée pour le rayon de courbure étudié. Notons que ce rayon est très faible ( $4.5\text{cm}$ ), et est bien inférieur aux rayons usuellement rencontrés dans la littérature traitant des fortes puissances.

Pour comprendre cette absence de couplage, nous examinons la symétrie du mode fondamental et des modes d'anneaux de haut indice de la fibre courbée. Le mode fondamental de cœur subit une perturbation relativement faible et, dans le cas d'une fibre courbée, ses composantes présentant une énergie prépondérante sont de nombre azimutal :  $l = 0, 1$  (en notation  $LP_{lm}$ ) (cf. section 6.2.1).

Les modes du premier anneau de haut indice sont tout d'abord étudiés. Aux longueurs d'onde de croisement avec le mode fondamental, la différence entre l'indice effectif des modes du premier anneau de haut indice et l'indice de réfraction de l'anneau est grande, le paramètre  $\sigma_1$  est donc faible et les modes d'anneaux de haut indice sont alors faiblement perturbés par la courbure. Un mode d'anneau de haut indice

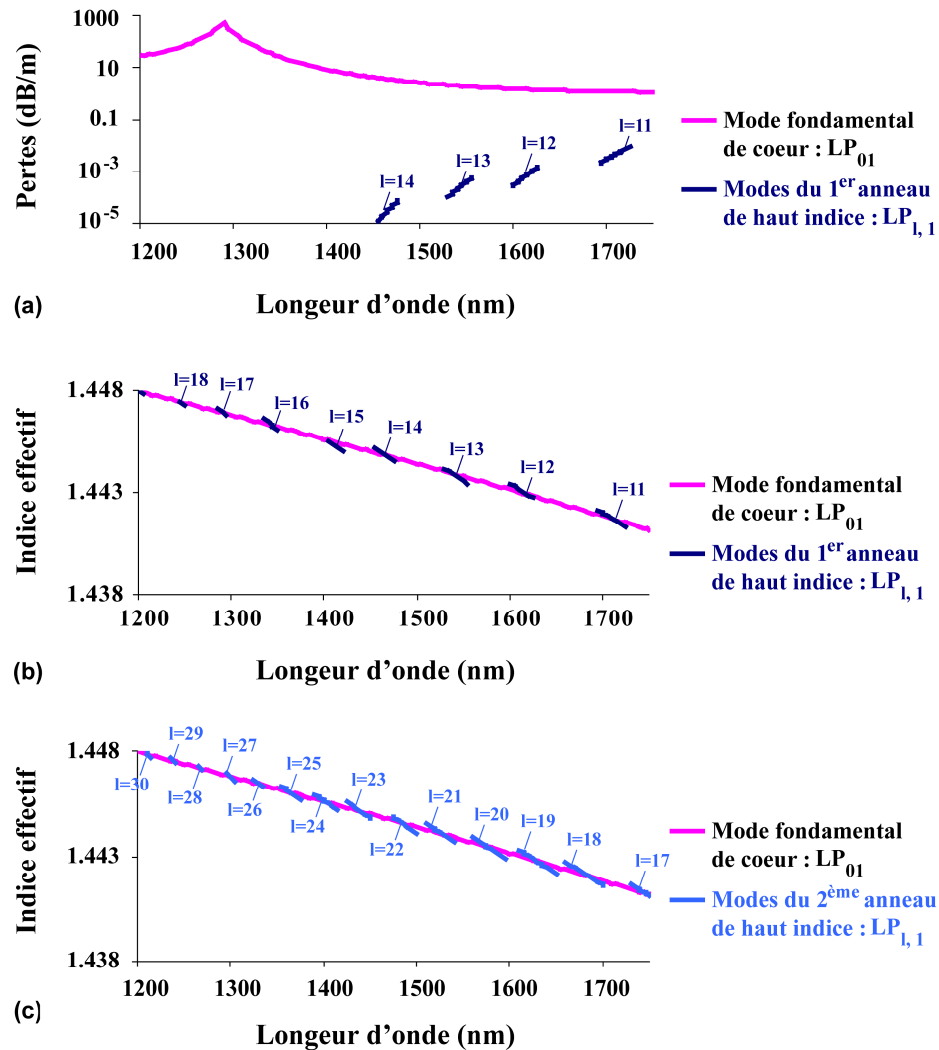


FIGURE 6.8 – Évolution des pertes par courbure (a) et de l'indice effectif (b) du mode fondamental de cœur et des modes du premier anneau de haut indice dont la courbe des dispersion est amenée à croiser celle du mode fondamental pour la fibre A courbée à un rayon de  $4.5\text{cm}$ . (c) évolution de l'indice effectif des modes du deuxième anneau de haut indice dont la courbe de dispersion est amenée à croiser celle du mode fondamental de cœur de la fibre A. L'absence de couplage entre les modes d'anneaux de haut indice représentés et le mode fondamental de cœur est mise en évidence par l'absence de modification des pertes du mode fondamental aux longueurs d'onde de croisement. (Les calculs ont été effectués par la méthode des éléments finis avec un pas de  $1\text{nm}$  en longueur d'onde).

de nombre azimutal  $l$ , de même indice effectif que le mode fondamental acquiert donc, sous l'effet de la courbure, des composantes supplémentaires de nombre azimutal  $l + 1$  ou  $l - 1$  principalement (cf. section 6.2.1). Dans l'intervalle de longueur d'onde étudié, le plus faible nombre azimutal de mode d'anneaux présentant le même indice effectif que le mode fondamental est  $l = 11$ . Il en résulte que ce mode a des composantes prépondérantes de nombres azimutaux  $l = 10, 11$  et  $12$  lorsque la fibre est courbée, alors que les composantes prépondérantes du mode fondamental sont 0 et 1. Les deux modes sont donc de symétrie différente et ne se couplent pas. Il en va de même des modes présentant un plus grand nombre azimutal et ce, pour les mêmes raisons.

Pour les modes du deuxième anneau (respectivement troisième anneau) de haut indice dont la courbe de dispersion croise celle du mode fondamental à l'intérieur de la fenêtre de transmission, le paramètre  $\sigma_3$  (respectivement  $\sigma_5$ ) reste faible et ces modes subissent donc une faible perturbation. Comme dans le

cas du premier anneau, un mode du deuxième ou troisième anneau de nombre azimutal  $l$  acquiert donc, sous l'effet de la courbure, uniquement des composantes de nombre azimutal  $l - 1$  ou  $l + 1$  (en première approximation). Le plus faible nombre azimutal observé sur l'intervalle de longueur d'onde étudié est de 17 (cf. figure 6.8(c)) (respectivement 23). Ces modes d'anneaux de haut indice ne se couplent donc pas avec le mode fondamental de cœur, même lorsque la fibre est courbée à un rayon de  $4.5\text{cm}$ .

## Conclusion

L'étude numérique d'un premier design particulier de fibre de Bragg à faibles contrastes d'indice et grande aire effective, révèle que la fenêtre de transmission d'une fibre de Bragg est réduite lors de l'application d'une courbure. Un fort décalage de la longueur d'onde du minimum de pertes vers le rouge lorsque la fibre est courbée a été mis en évidence. L'origine de cette propriété est un couplage entre le mode fondamental de cœur de la fibre et un mode qui se propage dans l'anneau de bas indice le plus extérieur lorsque la fibre est courbée. Ces conclusions numériques sont vérifiées expérimentalement à la section suivante.

### 6.2.3 Résultats expérimentaux

#### Réalisation du profil d'indice

Une fibre de Bragg visant le profil d'indice de la figure 6.3.(a) a été réalisée par le procédé PCVD (cf. chapitre 2.2.2). Cette fibre correspond à la première fibre de Bragg réalisée par le procédé PCVD. La figure 6.9 présente son profil d'indice de réfraction mesuré par la technique du champ proche réfracté. Des mesures de transmission ont été effectuées en suivant le protocole présenté en section 2.3.1 (soudure de la fibre de Bragg à ses deux extrémités avec une fibre monomode standard, utilisation d'une source supercontinuum, utilisation d'un analyseur de spectre...).

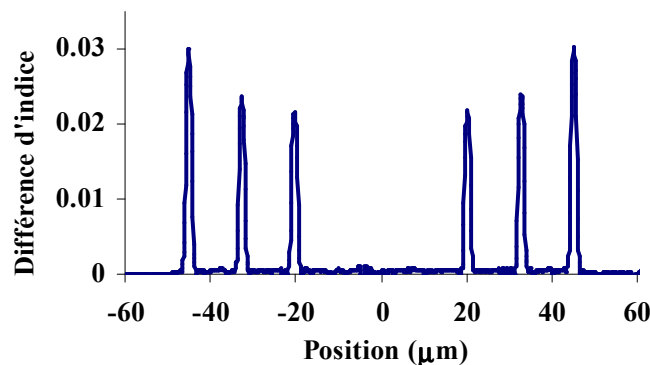


FIGURE 6.9 – Profil d'indice de réfraction de la première fibre de Bragg réalisée avec le procédé PCVD (mesure effectuée par la technique du champ proche réfracté).

#### Mesures pour un grand rayon de courbure ( $R = 20\text{cm}$ ) sur un grand tronçon de fibre ( $170\text{m}$ )

Tout d'abord, les pertes du mode fondamental pour un grand rayon de courbure ( $R = 20\text{cm}$ ) ont été mesurées par la technique du « cut-back ». Les pertes théoriquement prédites par éléments finis étant de  $0.05\text{dB/m}$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , des longueurs de tronçons de plusieurs dizaines de mètres sont nécessaires pour effectuer cette mesure avec une bonne précision. Les tronçons étudiés sont donc bobinés. Ce bobinage est effectué avec une faible tension pour limiter les micro-courbures. Dans la réalisation de cette mesure, une légère variation du protocole décrit en section 2.3.1 est effectuée : seule une extrémité

de l'échantillon de la fibre de Bragg sous test a été soudée à une fibre monomode standard. Au cours des mesures, la lumière a été injectée du côté de cette extrémité et collectée par aboutage avec une fibre monomode standard à partir de l'extrémité libre de la fibre de Bragg. Les coupes successives des fibres ont été réalisées en maintenant intacte l'extrémité soudée (c'est à dire l'extrémité où s'effectue l'injection de la lumière).

Différentes mesures pour différentes longueurs d'un échantillon de la fibre de Bragg bobiné autour d'un tambour de  $20\text{cm}$  de rayon ont ainsi été réalisées. La figure 6.10.(a) présente le niveau de puissance transmise ainsi mesuré pour des longueurs de fibre de Bragg de  $170\text{m}$ ,  $100\text{m}$  et  $20\text{m}$ . Trois courbes de pertes ont été déduites en effectuant la différence entre les niveaux de puissance transmise obtenus pour chaque longueur particulière. La figure 6.10.(b) présente ces trois mesures de pertes ainsi que les pertes théoriquement prédites par la méthode des éléments finis.

Les trois mesures de pertes concordent entre elles sauf au voisinage de certaines longueurs d'onde, pour lesquelles des pics de faibles pertes apparaissent sur certaines mesures. Ces pics de faibles pertes sont reliés à la présence de pics de forte transmission observés sur les mesures en transmission des tronçons d'une longueur supérieure à  $100\text{m}$  (cf. figure 6.10.(a)). La confrontation avec les résultats numériques indique que ces pics correspondent à un croisement entre le mode fondamental de cœur et un mode du premier anneau de haut indice. Ces modes d'anneaux ne se couplent pas, en théorie avec le mode fondamental de cœur (cf. section 6.2.2) et ne produisent pas de modification du spectre de pertes numériquement calculé (cf. figure 6.10.(b)). Du fait des imperfections présentes dans la fibre fabriquée, un couplage est généré du mode fondamental de cœur vers ces modes d'anneaux [98]. Ces modes ayant des pertes par courbure très inférieures à celles du mode fondamental (cf. figure 6.8.(a)), un couplage entre le mode fondamental et ces modes provoque une diminution des pertes du mode fondamental à la longueur d'onde de couplage (cf. section 4.1.4). Un pic de forte transmission est ainsi observé à ces longueurs d'onde sur les spectres de transmission des grands tronçons ( $100\text{m}$  et  $170\text{m}$ ). Ces pics qui sont dus à la présence d'imperfections dans la fibre seront ignorés dans la suite de l'étude pour la confrontation des résultats numériques et expérimentaux sur les pertes par courbure.

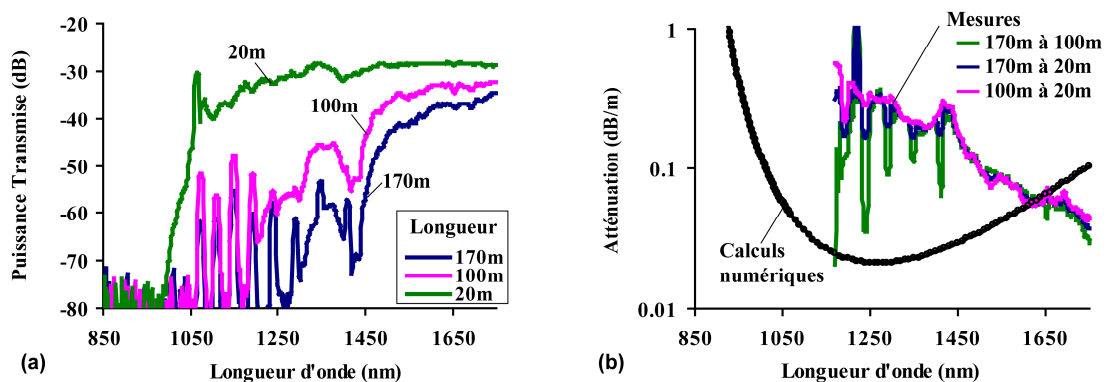


FIGURE 6.10 – (a) Spectre de transmission de tronçons de différentes longueurs bobinés avec un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . (b) Atténuation déduite des spectres de transmission.

La plus faible atténuation mesurée est de  $\sim 0.03\text{dB/m}$  (en moyenne sur les trois mesures) et est située à la longueur d'onde de  $1750\text{nm}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que les pertes théoriques telles que prédites par notre outil numérique (cf. figure 6.10.(b)). La plus forte atténuation obtenue lors de cette mesure est de  $0.54\text{dB/m}$  et est située à  $1180\text{nm}$ . Cette valeur est en grand désaccord avec les prédictions théoriques qui sont de  $0.02\text{dB/m}$ . À la longueur d'onde de  $1060\text{nm}$ , la puissance transmise mesurée pour les grands tronçons ( $100\text{m}$  et  $170\text{m}$ ) est trop faible et l'atténuation ne peut être mesurée. Cette différence



entre les résultats des simulations numériques et les résultats expérimentaux peut avoir plusieurs origines. En particulier, les tronçons de fibres étudiés étant de grande longueur, un bobinage est nécessaire. Même réalisé avec une faible tension, ce bobinage induit des micro-courbures qui peuvent provoquer des pertes supplémentaires. Nous avons cherché à réaliser des mesures permettant de séparer les effets des courbures et des micro-courbures. Pour ce faire, des mesures ont été effectuées sur un tronçon de fibre suffisamment court pour être courbé sans être bobiné et sans subir aucune contrainte. Ces mesures sont présentées au paragraphe suivant.

### Mesures sur un court tronçon de fibre (5m)

Des mesures de pertes par courbure ont été effectuées sur un court tronçon de fibre (5m) en suivant le protocole décrit en section 2.3.1. Afin de séparer les effets dus aux courbures de ceux dus aux micro-courbures, les courbures sont réalisées de sorte qu'aucune contrainte ne soit appliquée sur la fibre de Bragg (utilisation de sillons pour courber la fibre de Bragg (cf. section 2.3.1), absence de bande adhésive collée sur la fibre de Bragg, ...). La figure 6.11.(a) présente les spectres de transmission du tronçon de 5m de la fibre de Bragg pour différents rayons de courbure. La réduction progressive de la largeur de la première fenêtre de transmission de la fibre lorsqu'elle subit une courbure est ainsi expérimentalement confirmée. De plus, l'existence de fenêtres étroites de faible transmission à l'extérieur de la première fenêtre de transmission théoriquement prédite pour certains rayons de courbure est expérimentalement vérifiée (cf. figure 6.11.(a), zones encadrées).

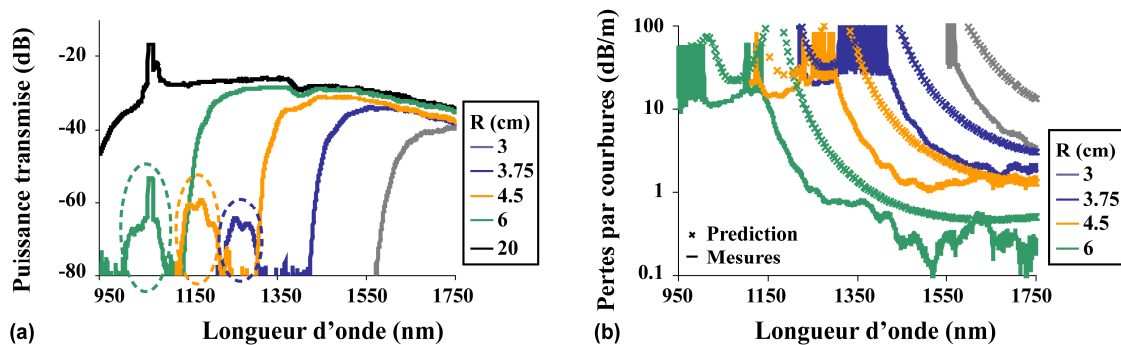


FIGURE 6.11 – (a) Spectres de transmission mesurés pour différents rayons de courbure d'un tronçon de 5m de la fibre de Bragg réalisée en PCVD. (b) pertes par courbure mesurées (courbes continues) et prédites (symboles) de la fibre de Bragg réalisée en PCVD.

En utilisant le spectre de transmission obtenu pour un rayon de courbure de 20cm comme référence (pour lequel les pertes par courbure sont négligeables sur une si faible longueur de fibre), nous avons déduit les pertes par courbure pour des rayons de courbures plus petits (figure 6.11.(b)). Un bon accord est observé entre les prédictions numériques et les mesures expérimentales. Notamment, les délimitations des fenêtres de transmission sont prédites avec une bonne précision. De plus, grâce à cette mesure, le décalage du minimum de pertes de guidage vers les grandes longueurs d'onde lorsque la fibre est courbée est expérimentalement vérifié. L'aire effective estimée en visualisant la face de sortie de la fibre de Bragg (située au bout d'un segment de fibre non courbée) est d'environ  $\sim 650\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de 1.05 $\mu\text{m}$ .

Enfin, notons que ces mesures, effectuées sur des tronçons de faible longueur, révèlent l'absence de pics de faible transmission ou de forte perte situés au voisinage des longueurs d'onde de croisement entre les modes d'anneaux de haut indice et les modes d'anneaux de bas indice (cf. figures 6.8.(b) et 6.11). L'absence de couplages supplémentaires induits par la courbure du mode fondamental vers les modes

d'anneaux de haut indice est ainsi expérimentalement confirmée.

### Conclusion

Les prédictions numériques ont été expérimentalement vérifiées grâce à la caractérisation de la première fibre de Bragg réalisée avec le procédé PCVD. Pour la première fois, la précision de la méthode des éléments finis pour la prédiction des délimitations des fenêtres de transmission du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg est expérimentalement démontrée. Les mesures ont également mis en évidence l'importance des pertes par micro-courbures pour le mode fondamental de cœur de la fibre A. Cette grande sensibilité aux micro-courbures rend délicate la mesure des pertes par courbure du mode fondamental de cette fibre qui doit être réalisée de manière à ce qu'aucune contrainte ne soit appliquée sur la fibre pendant la mesure (l'emploi de bande adhésive collée directement sur la fibre n'est pas possible, le bobinage non plus). L'origine de cette sensibilité sera examinée en chapitre 7.

#### 6.2.4 Conclusion

Par l'étude d'une fibre de Bragg à grande aire effective réalisée, par le procédé PCVD, pour la première fois, nous avons théoriquement et expérimentalement vérifié la réduction de la largeur de la première fenêtre de transmission d'une telle fibre sous l'effet de la courbure. Un fort décalage de la longueur d'onde du minimum de pertes vers le rouge lorsque la fibre est courbée a également été théoriquement et expérimentalement vérifié. Ces résultats sont en accord avec ceux de la littérature.

Nous avons identifié précisément, pour la première fois, l'origine de ces phénomènes : un couplage entre le mode fondamental de cœur et un mode qui se propage dans l'anneau de bas indice le plus extérieur lorsque la fibre est courbée. De plus, nous avons théoriquement démontré et expérimentalement vérifié, que les anneaux de haut indice n'ont pas d'impact supplémentaire dû à la courbure sur la fenêtre de transmission des fibres de Bragg courbées.

Les implications, en termes de design de fibre de Bragg, de l'identification du mode d'anneau jouant un rôle prépondérant sur les pertes par courbure du mode fondamental de cœur sont présentées et analysées en section suivante.

### 6.3 Potentiel des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances

Dans cette partie, le potentiel théorique des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances est étudié. Les paramètres déterminants pour la valeur de l'aire effective d'une fibre de Bragg courbée sont tout d'abord identifiés. Puis un design de fibre de Bragg permettant de dépasser l'aire effective maximale atteignable dans une fibre à saut d'indice est recherché. Enfin, un profil de fibre de Bragg présentant à aire effective égale ( $\sim 500\mu m^2$ ) de plus faibles pertes qu'une fibre à saut d'indice tout en vérifiant le critère de monomodalité est recherché.

#### 6.3.1 Aire effective du mode fondamental

Qu'elle soit courbée ou non, la fibre de Bragg peut se voir comme un antiguide perturbé par l'ajout d'une gaine de Bragg. En l'absence de courbures, il en résulte que l'aire effective du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg est très proche de celle qui serait obtenue dans le cas de l'antiguide équivalent sauf au voisinage des résonances avec les modes de gaine (cf. section 5.4.2). Pour les mêmes raisons qu'en l'absence de courbures, il en va de même pour les fibres courbées<sup>4</sup>. La figure 6.12 présente une illustration

4. En effet, l'aire effective dépend uniquement de la répartition du champ dans la fibre (cf. équation B.7 de l'annexe B). Cette répartition dépend essentiellement de la partie réelle de l'indice effectif et du profil d'indice de la fibre (cf. équations B.4 et B.5 de

de cette propriété pour le cas particulier de la fibre *A* courbée à un rayon de  $10\text{cm}$ . Cette figure révèle que l'aire effective du mode fondamental de cette fibre courbée est égale à  $\pm 5\%$  près à celle obtenue dans le cas de l'antiguide équivalent courbé, sauf au voisinage des résonances entre mode fondamental de cœur et modes d'anneaux<sup>5</sup>.

L'aire effective du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg courbée étant très proche de celle obtenue dans le cas de l'antiguide équivalent courbé, l'étude de l'aire effective du mode fondamental de la fibre de Bragg courbée peut se réduire à celle de l'antiguide courbé. Or, nous avons établi, qu'en l'absence de courbures, l'aire effective du mode fondamental de cœur d'un antiguide à grand paramètre de guide ne dépend, en première approximation, que de la longueur d'onde d'étude, et de deux paramètres : le rayon et l'indice de réfraction du cœur (cf. section 5.4.2). L'aire effective du mode fondamental de l'antiguide courbé ne dépend donc que de l'impact de la courbure sur le rayon de cœur et l'indice de réfraction du cœur. Il en résulte, qu'en première approximation, l'aire effective du mode fondamental d'un antiguide courbé est indépendante du contraste d'indice cœur-gaine. La figure 6.13 illustre cette propriété pour un antiguide à cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ) de rayon  $20\mu\text{m}$  courbé à un rayon de  $20\text{cm}$  et pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ .

Une approximation de l'aire effective du mode fondamental d'un antiguide à cœur de silice non dopée, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  peut ainsi être obtenue à partir de l'indication du rayon de cœur uniquement et est présentée en figure 6.14.

La comparaison de la figure 6.14 avec son homologue dans le cas de l'absence de courbures (figure 5.20 du chapitre 5) révèle que l'aire effective du mode fondamental d'un antiguide courbé à un rayon de  $20\text{cm}$  est inférieure, toutes choses étant égales part ailleurs, à celle obtenue en l'absence de courbures. Pour comprendre cette propriété, les évolutions des Aires Effectives des modes fondamentaux, à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , d'antiguides à cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ), de différence d'indice cœur-gaine  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$ , courbés à un rayon de  $20\text{cm}$  et de rayons de cœur différents ont été tracées en figure 6.15. Chaque courbe de cette figure est, en première approximation, générale à tout antiguide de mêmes caractéristiques de cœur ( $r_c, n_c$ ). Cette figure révèle que, pour un rayon de cœur donné, l'aire effective diminue lorsque le rayon de courbure diminue. Cette propriété a déjà été observée dans le cas des fibres à profil saut d'indice et a la même origine (cf. section 1.3.2). Lorsque le rayon de courbure diminue, les zones du cœur situées vers l'extérieur de la courbure ( $x > 0$ ) voient leur indice de réfraction augmenter (cf. figure 6.15.(b)). L'énergie du mode fondamental de cœur se concentre alors vers l'extérieur de la courbure (cf. figure 6.15.(c)). Il en résulte une réduction de l'aire effective du mode fondamental lorsque le rayon de courbure diminue. De plus, on constate que, pour un rayon de courbure donné, la réduction de l'aire effective est d'autant plus importante que le rayon de cœur est grand (tout comme pour les fibres à profil saut d'indice [75]).

En conclusion, l'aire effective du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg courbée est, en première approximation, égale à celle obtenue pour l'antiguide équivalent courbé. Elle peut être estimée à partir des seuls paramètres : longueur d'onde, rayon de cœur, indice de réfraction de cœur, rayon de courbure. L'estimation correspondant au cas particulier d'une fibre de Bragg à cœur de silice non dopée

---

l'annexe B). La partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental de cœur d'une fibre de Bragg courbée est très proche de celle obtenue dans le cas de l'antiguide équivalent, excepté au voisinage des résonances avec les modes d'anneaux (cf. figure 6.12.(c)). Compte tenu du fait que la partie imaginaire de l'indice effectif du mode fondamental est négligeable devant sa partie réelle dans l'antiguide et dans la fibre de Bragg, du fait que ces deux fibres présentent le même profil d'indice dans le cœur, et des propriétés des fonctions de Bessel, les champs dans le cœur des modes fondamentaux de ces deux fibres sont donc très proches entre eux loin des résonances avec les modes d'anneaux. De plus, l'intensité du champ dans la gaine est négligeable devant celle confinée dans le cœur dans le cas de l'antiguide et dans le cas de la fibre de Bragg (loin des résonances avec les modes d'anneaux), il en résulte que l'aire effective du mode fondamental de la fibre de Bragg courbée à un certain rayon de courbure est très proche de celle qui serait obtenue dans le cas de l'antiguide équivalent courbé au même rayon de courbure.

5. Il est intéressant de noter que l'échelle choisie pour la figure 6.12.(c) ne permet pas de visualiser l'anti-croisement intervenant à la longueur d'onde de  $955\text{nm}$ .

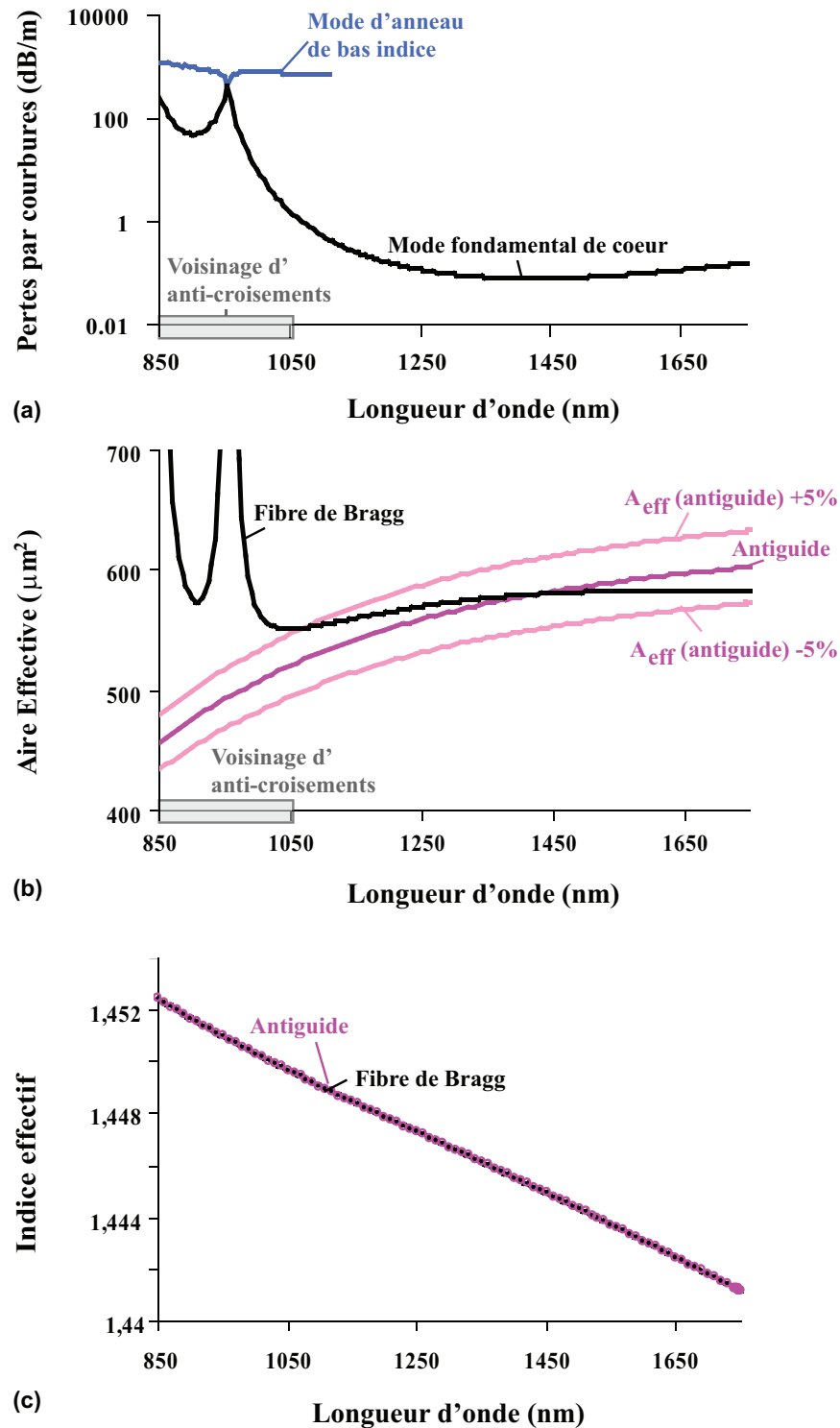


FIGURE 6.12 – Évolution, en fonction de la longueur d'onde, des pertes par courbure du mode fondamental de la fibre A et du mode d'anneau de bas indice s'anti-croisant avec le mode fondamental pour un rayon de courbure de 10cm (a). Evolution, en fonction de la longueur d'onde, de l'aire effective (b) et l'indice effectif <sup>6</sup> (c) du mode fondamental de la fibre A et de son antiguide équivalent pour un rayon de courbure de 10cm. Ces figures révèlent que l'aire effective du mode fondamental de la fibre de Bragg est très proche de celle qui serait obtenue pour l'antiguide équivalent sauf au voisinage des longueurs d'onde de couplage avec les modes de gaine.

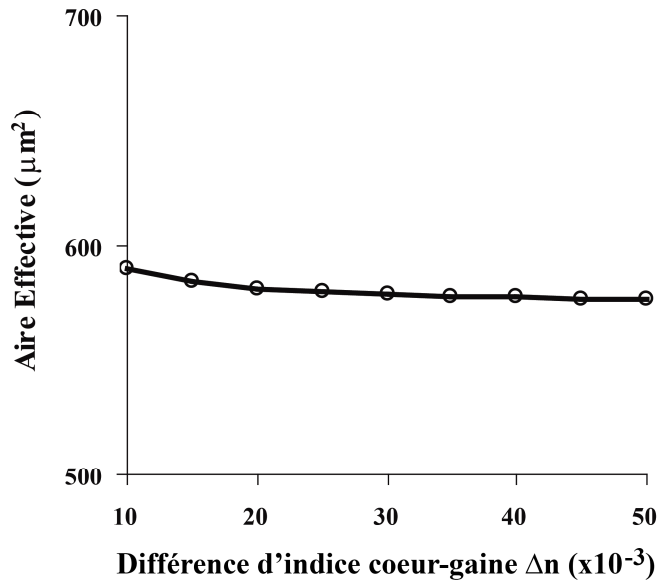


FIGURE 6.13 – Évolution de l'aire effective du mode fondamental de cœur d'un antiguide à cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ) de rayon de cœur  $r_c = 20\mu\text{m}$ , en fonction de la différence d'indice cœur-gaine  $\Delta n$ , pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ .

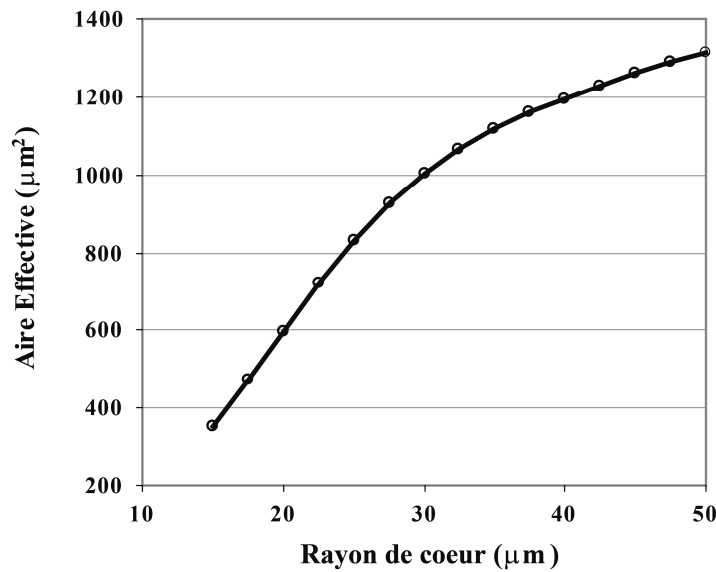


FIGURE 6.14 – Évolution, en fonction du rayon de cœur, de l'aire effective du mode fondamental de cœur d'un antiguide présentant un cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ) et une différence d'indice de réfraction cœur-gaine  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$  courbé à un rayon de  $20\text{cm}$  pour la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Cette évolution est générale, en première approximation, à toutes les fibres de Bragg à cœur de silice non dopée.

( $n_c = 0$ ) pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  est présentée en figure 6.14.

### 6.3.2 Fibres de Bragg à très grande aire effective

Ensuite, la possibilité de dépasser, grâce à une fibre de Bragg, l'aire effective maximale atteignable dans une fibre à profil saut d'indice (qui est de  $770\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , cf. section 3.1.3) en vérifiant le critère d'éligibilité pour le transport de fortes puissances est examinée.

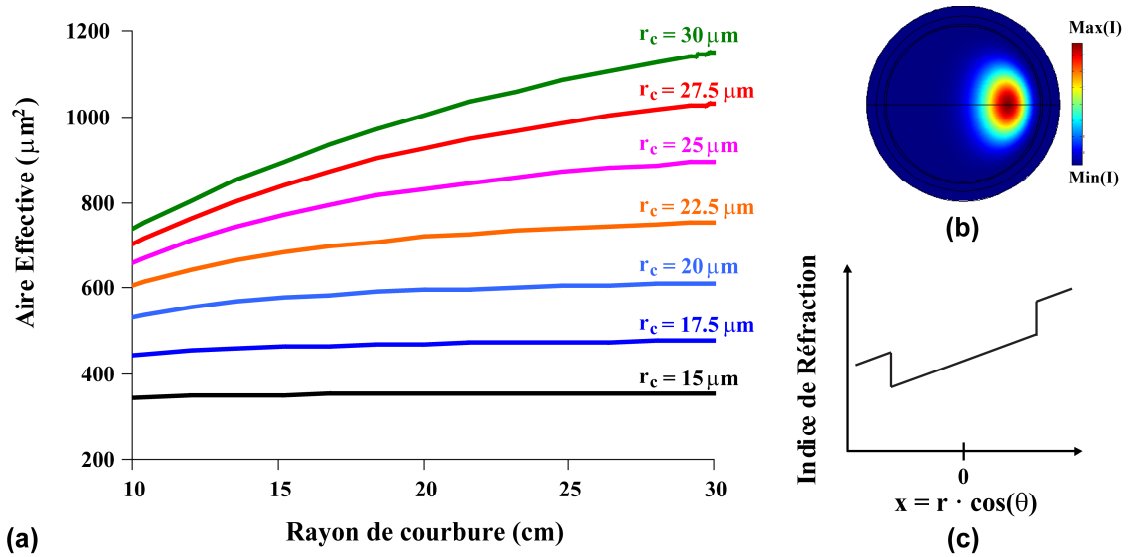


FIGURE 6.15 – (a) Évolution, en fonction du rayon de courbure, de l’aire effective du mode fondamental d’antiguïdes à cœur de silice non dopée de rayons de cœur  $r_c$  différents, de caractéristiques de gaine :  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$  pour une longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Chaque courbe est, en première approximation, générale à toutes les fibres de Bragg de mêmes caractéristiques de cœur ( $r_c, n_c$ ). (b) Profil d’intensité du mode fondamental d’un antiguïde présentant un cœur de silice non dopée de  $40\mu\text{m}$  de rayon et une différence d’indice de réfraction cœur-gaine  $\Delta n = 25 \times 10^{-3}$ , courbé à un rayon de  $10\text{cm}$ , à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$ . (c) Schéma du profil d’indice de l’antiguïde courbé, selon le modèle de Marcuse.

Rappelons que le critère d’éligibilité pour le transport de fortes puissances mis en place à la section 3.1.1 est défini pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et est décomposé en deux conditions :

- C1** pertes par courbure du mode fondamental de cœur inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{m}$ .
- C2**  $R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1\text{dB}$ , avec  $R_{\text{Monomode}}(L) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{\text{Totale}}(L)}{P_{\text{Fondamental}}(L)}\right)$ ,  $L$  la longueur de fibre sur laquelle le mode s’est propagé.

Dans cette partie, la validité de la deuxième condition est examinée en débutant par l’évaluation du bilan de puissance sur les deux premiers modes de cœur :  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  uniquement et du ratio correspondant  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$  (cf. équation (E.1) de l’Annexe E pour l’expression précise de  $R_{\text{Monomode}}^{11}(L)$ ). Les profils vérifiant la condition nécessaire  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) < 0.1\text{dB}$  sont ensuite sélectionnés, puis la valeur des pertes des autres modes d’ordre supérieur est examinée.

Le choix du rayon de cœur détermine, en première approximation, l’aire effective du mode fondamental d’une fibre de Bragg (cf. section 6.3.1). A l’aide de la figure 6.14, nous choisissons un rayon de cœur de  $30\mu\text{m}$  permettant d’offrir une aire effective pour le mode fondamental de cœur de  $\sim 1000\mu\text{m}^2$  à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  (soit une augmentation de  $\sim 230\mu\text{m}^2$  par rapport à l’aire effective maximum atteignable, dans les mêmes conditions, dans une fibre à saut d’indice monomode). Nous construisons ensuite, pas à pas, une fibre de Bragg vérifiant les critères d’éligibilité en débutant par l’antiguïde et en ajoutant successivement les anneaux de haut indice.

### Antiguïde

La première question qui se pose est celle de l’évolution, lors de l’application d’une courbure, des pertes du mode fondamental et du premier mode d’ordre supérieur d’un antiguïde. La figure 6.16 présente l’évolution, à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$ , des pertes par courbure en fonction du rayon de courbure

des deux premiers modes de cœur d'un antiguide de caractéristiques : [ $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$  (cœur en silice),  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ]. Comme pour le cas des fibres à profil saut d'indice (cf. section 3.1.3), le premier mode d'ordre supérieur voit sa dégénérescence levée lorsque le rayon de courbure diminue et se scinde en deux modes dégénérés deux fois. Chacun de ces deux modes correspond à une orientation particulière des lobes constituant son profil d'intensité. Dans le cas de l'antiguide, à la différence du cas des fibres à profil saut d'indice, le mode dont les lobes sont alignés le long de l'axe de courbure, noté  $LP_{11}^H$ , présente des pertes plus importantes que l'autre mode, noté  $LP_{11}^V$ . D'autre part, lorsque le rayon de courbure diminue, les pertes par courbure du mode fondamental augmentent plus vite que celles du mode d'ordre supérieur. Ce comportement est également contraire à celui observé dans le cas de fibres à profil saut d'indice.

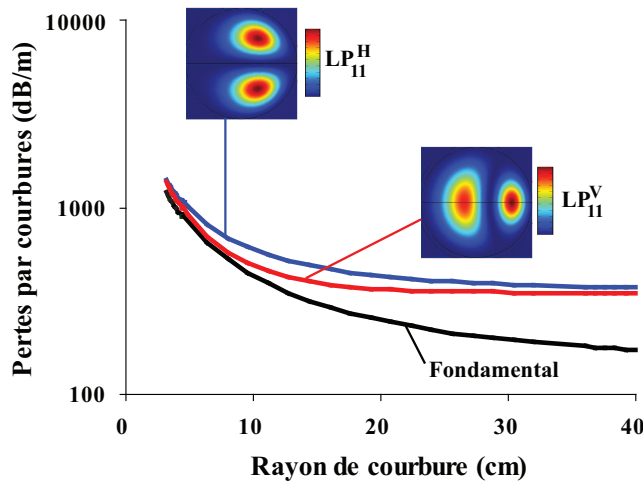


FIGURE 6.16 – Évolution des pertes par courbure, en fonction du rayon de courbure, du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur d'un antiguide de caractéristiques : [ $n_c = 0$  (cœur en silice non dopée),  $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ], pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ .

Nous restreignons cette étude au cas d'un cœur en silice non dopée ( $n_c = 0$ ). Le rayon de cœur ayant déjà été fixé à  $30\mu\text{m}$ , le seul paramètre encore indéterminé de l'antiguide est son indice de gaine (correspondant à l'indice des anneaux de haut indice dans la fibre de Bragg finale). Pour cette détermination, l'évolution, en fonction de la différence d'indice cœur-gaine, des pertes par courbure des deux premiers modes de cœur d'un antiguide à cœur de silice non dopée ( $n_c = 0$ ) de rayon de cœur  $30\mu\text{m}$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , est présentée en figure 6.17.(a). Cette figure révèle que les pertes par courbure des trois modes diminuent de manière équivalente lorsque la différence d'indice cœur-gaine augmente. L'évolution, en fonction de la différence d'indice cœur-gaine, du ratio des pertes des modes d'ordre supérieur  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  (notés  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$ ) avec les pertes du mode fondamental, est présenté en figure 6.17.(b). Est également indiquée sur cette figure, la valeur du ratio des pertes des deux premiers mode de cœur (noté  $ra_{11}$ ) en l'absence de courbure. Cette figure révèle une diminution importante du ratio des pertes des modes d'ordre supérieur  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  et celles du mode fondamental par rapport au cas non courbé. De plus, ce ratio est, en première approximation, indépendant de l'indice de la gaine.

En suivant un raisonnement analogue à celui effectué en section 5.4.4, on peut montrer qu'une condition nécessaire à la vérification de la condition de monomodalité (C2) est que les pertes de chacun des modes d'ordre supérieur  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  (dégénérés deux fois) soient supérieures à  $8.14\text{dB/m}$ . Le ratio minimum entre les pertes des modes d'ordre supérieur et celles du mode fondamental permettant d'assurer la vérification du critère d'éligibilité (conditions (C1) et (C2)) est donc de 81.4. Le ratio obtenu dans un

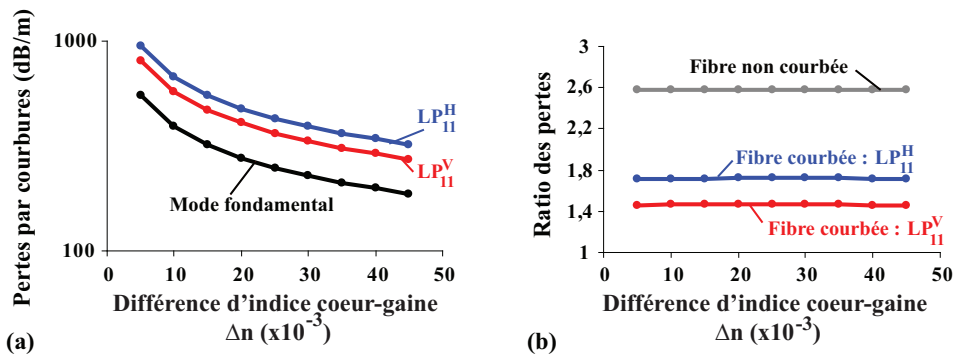


FIGURE 6.17 – Évolution, en fonction de la différence d'indice cœur-gaine, des pertes par courbure du mode fondamental et du premier mode d'ordre supérieur (a) ainsi que des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  (b) d'un antiguide de caractéristiques :  $[n_c = 0$  (cœur en silice),  $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}]$ , pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Le ratio  $ra_{11}$  correspondant au cas d'une fibre non courbée est également représenté en (b).

antiguide a donc une valeur bien inférieure à la valeur minimale requise.

A ce stade, on ne peut donc pas conclure sur le choix de l'indice de gaine de l'antiguide équivalent (c'est - à - dire sur le choix de l'indice  $n_1$  des anneaux de haut indice).

### Guide Annulaire

L'évolution des pertes par courbure du mode fondamental et des ratios  $ra_{11}^H$ ,  $ra_{11}^V$  d'un guide annulaire en fonction de l'épaisseur de l'anneau  $l_1$ , tous les autres paramètres étant fixés ( $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_2 = 0$ ) à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  est présentée en figure 6.18.(a,b). Les courbes correspondant au cas non courbé sont également indiquées sur ces figures. La figure 6.18.(a) révèle que, dans une fibre courbée, les épaisseurs de résonance et d'anti-résonance entre le mode fondamental et les modes d'anneaux de haut indice sont identiques à celles obtenues en l'absence de courbures. Ceci est dû au fait que les parties réelles des indices effectifs du mode fondamental et des modes d'anneaux de haut indice se couplant avec le mode fondamental évoluent très peu lors de l'application d'une courbure<sup>6</sup>. La figure 6.18.(b) révèle que, tout comme en l'absence de courbure, le rapport des pertes entre les modes d'ordre supérieur :  $LP_{11}^V$  (ou  $LP_{11}^H$ ) et le mode fondamental  $LP_{01}$  dépend très peu de l'épaisseur de l'anneau lorsque la fibre est courbée. De plus, ces ratios sont très inférieurs à celui obtenu lorsque la fibre est non courbée.

Le ratio maximum atteignable entre les pertes du premier mode d'ordre supérieur et les pertes du mode fondamental est de l'ordre de 2 soit une valeur très inférieure à la valeur requise pour vérifier le critère d'éligibilité (qui est de 81.4). Un guide annulaire ne permet donc pas d'introduire un ratio suffisant pour permettre la vérification du critère d'éligibilité. Il est donc nécessaire de poursuivre l'étude et d'étudier le cas d'un guide contenant un anneau de bas indice, soit deux anneaux de haut indice.

### Guide contenant deux anneaux de haut indice

#### *Influence de l'épaisseur $l_2$ de l'anneau de bas indice*

L'indice de l'anneau de haut indice  $n_1$  est d'abord fixé à  $25 \times 10^{-3}$ , son épaisseur à  $l_1 = 1\mu\text{m}$  (cor-

6. Une illustration de la faible variation due à la courbure de la partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental se situe en figure 6.6 de la section 6.2.2. En ce qui concerne les modes d'anneaux de haut indice se couplant avec le mode fondamental, la partie réelle de leurs indices effectifs est inférieure à l'indice du cœur, le paramètre  $\sigma_2$  de ces modes est donc faible pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et la partie réelle de leur indice effectif est donc très proche de celle obtenue en l'absence de courbures.



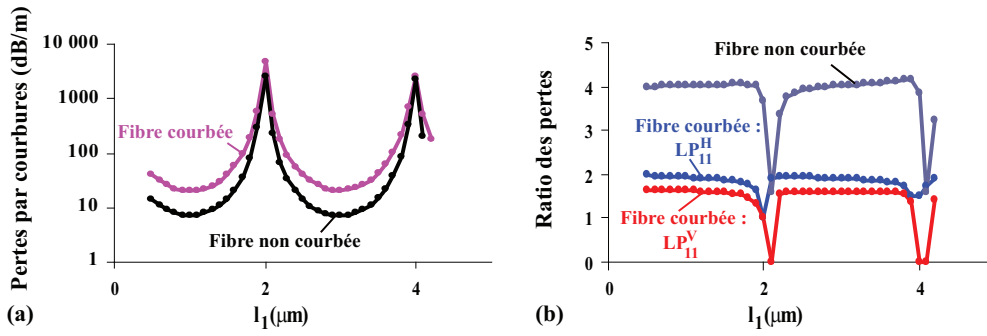


FIGURE 6.18 – Évolution des pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  (b) d'un guide annulaire de caractéristiques  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}]$  en fonction de l'épaisseur de l'anneau  $l_1$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Sont également représentées sur ces figures, les courbes correspondant au cas de l'absence de courbures (calculées grâce au modèle analytique de la section 5.2).

respondant à l'anti-résonance avec le mode fondamental (cf. figure 6.18.(a)).

La figure 6.19 présente l'évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et du premier mode d'ordre supérieur d'une fibre contenant deux anneaux de haut indice de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}, n_2 = 0, l_1 = 1\mu\text{m}]$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  en l'absence de courbures (a) et pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  (b). Cette figure révèle que l'application d'une courbure modifie l'épaisseur  $l_2$  correspondant aux plus faibles pertes pour le mode fondamental. De plus, dans le cas de la fibre courbée, les deux modes  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  admettent des pics de pertes pour des épaisseurs différentes :  $l_{A1}^V$  et  $l_{A1}^H$ . Ces pics de pertes correspondent à des résonances entre ces modes de cœur et les modes de l'anneau de bas indice (cf. figure 6.20). L'existence de ces résonances a la même origine que dans le cas du mode fondamental (expliquée en section 6.2.2). Le tracé de l'indice effectif des deux premiers modes de cœur et des modes résonants de l'anneau de bas indice révèle que le même mode d'anneau de bas indice est responsable du pic de pertes du mode d'ordre supérieur  $LP_{11}^V$  et le mode fondamental  $LP_{01}$  (cf. figure 6.20.(b)). Nous noterons ce mode  $A^V$ . Aucun pic de pertes n'est observé pour l'épaisseur pour laquelle les indices effectifs des modes  $A^V$  et  $LP_{11}^H$  sont égaux. Ceci est dû au fait que le champ du mode  $LP_{11}^H$  est anti-symétrique par rapport au plan de courbure, alors que le champ du mode  $A^V$  admet le plan de courbure comme plan de symétrie (cf. figure 6.20.(c-d)). L'intégrale de recouvrement des modes  $LP_{11}^H$  et  $A^V$ , pris isolément, est donc nulle et leur constante de couplage également. Le pic de pertes du mode  $LP_{11}^H$ , observé à l'épaisseur  $l_{A1}^H$ , est dû à un couplage avec un autre mode d'anneau de bas indice, noté  $A^H$ , dont le champ est également anti-symétrique par rapport au plan de courbure.

Le tracé des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  correspondant au cas d'un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et leur comparaison avec le ratio  $ra_{11}$  obtenu en l'absence de courbures (cf. figure 6.21) révèle qu'il est difficile d'obtenir une forte valeur pour ces deux ratios. De plus, le ratio maximal atteignable est beaucoup plus faible dans le cas de la fibre courbée que dans le cas de la fibre non courbée<sup>7</sup>. Ceci est dû au fait que les largeurs de résonances de l'anneau de bas indice avec les deux modes issus du premier mode d'ordre supérieur sont beaucoup plus proches de celle obtenue pour le mode fondamental en présence de courbures (les différences  $[l_{A1} - l_{A1}^V]$  et  $[l_{A1} - l_{A1}^H]$  sont respectivement égales à  $4\mu\text{m}$  et  $2\mu\text{m}$  lorsque la fibre est courbée, alors

7. Le ratio maximum atteignable entre les pertes du premier mode d'ordre supérieur et le mode fondamental est, en effet, supérieur à 1000 en l'absence de courbures et inférieur à 100 en présence de courbures (cf. figure 6.21).

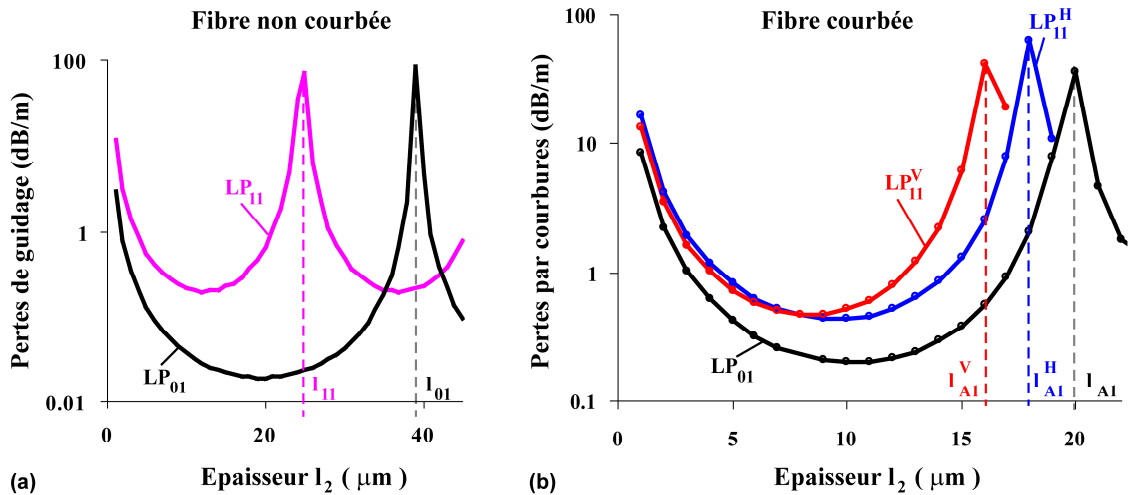


FIGURE 6.19 – Évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et du premier mode d'ordre supérieur d'une fibre de Bragg, contenant deux anneaux de haut indice, de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}, n_2 = 0, l_1 = 1\mu\text{m}]$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  en l'absence de courbures (a) et pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  (b). (Calculs effectués à l'aide du modèle analytique de la section 5.2 (a) et par éléments finis (b)).

que la différence  $[l_{11} - l_{01}]$  est égale à  $16\mu\text{m}$  en l'absence de courbures).

#### *Influence de l'indice de l'anneau de haut indice ( $n_1$ )*

La figure 6.22 présente les pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^H$  (b) et  $ra_{11}^V$  (c) pour  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = 0, n_2 = n_{\text{out}} = 0]$  et différentes valeurs de  $n_1$ , à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Cette figure révèle que la largeur de résonance de l'anneau de bas indice est indépendante, en première approximation, de l'indice de réfraction  $n_1$ . De plus, un indice  $n_1$  plus élevé permet de diminuer les pertes du mode fondamental. D'autre part, sauf au voisinage des résonances des modes d'ordre supérieur avec les modes d'anneaux, les ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  sont faibles et ne dépendent pas, en première approximation de l'indice de réfraction  $n_1$ . Au voisinage des résonances, les ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  présentent une valeur plus élevée. Les indices  $n_1$  plus élevés permettent d'obtenir des ratios maximum atteignables plus élevés (cf. figure 6.22.(b)).

#### *Influence de l'indice de l'anneau de bas indice ( $n_2$ )*

La figure 6.23.(a) présente les pertes par courbure du mode fondamental d'une fibre contenant deux anneaux de haut indice de caractéristiques  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = n_{\text{out}} = 0, l_1 = 1\mu\text{m}, n_1 = 25 \times 10^{-3}]$ , et différentes valeurs de l'indice de réfraction de l'anneau de bas indice  $n_2$ . Cette figure révèle que la largeur de résonance de l'anneau de bas indice est d'autant plus faible que l'indice  $n_2$  est grand (cf. figure 6.23.(a)). De plus, le fait de choisir un indice  $n_2$  différent de zéro implique des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  très faibles, et ce, même au voisinage de l'épaisseur  $l_2$  de résonance.

En conclusion, pour une fibre contenant deux anneaux de haut indice, l'application d'une courbure a pour effet une diminution très importante du ratio maximum atteignable avec un contraste d'indice donné entre les pertes du premier mode d'ordre supérieur et du mode fondamental. Dans le cas d'une fibre courbée, les plus grandes valeurs des ratios  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  (des pertes des modes  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  avec celles du mode fondamental) se situent au voisinage des résonances de chacun des modes  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  avec le mode

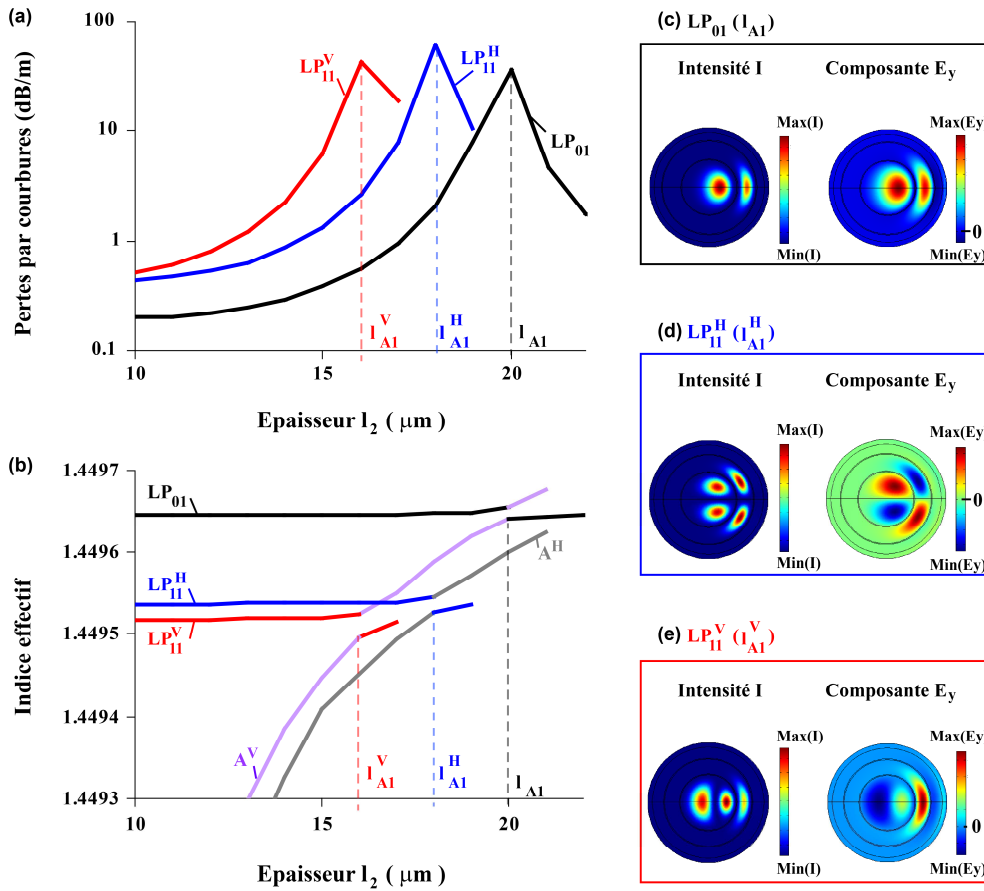


FIGURE 6.20 – Évolution des pertes par courbure (a) et de l'indice effectif (b) du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et des modes d'ordre supérieur :  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$ , en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , pour une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = n_2 = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}, l_1 = 1\mu\text{m}]$ , présentant deux anneaux de haut indice. Profil d'intensité et de la composante du champ  $E_y$  de chacun de ces trois modes pour leurs épaisseurs de résonance avec un mode d'anneau de bas indice :  $l_{A1}$  (c),  $l_{A1}^V$  (d),  $l_{A1}^H$  (e). Les indices effectifs des modes d'anneaux de bas indice se couplant avec les modes de cœur à chacune de ces épaisseurs sont également indiqués en (b).

d'anneau de bas indice (cf. figure 6.21). Au voisinage de ces résonances, de grandes valeurs pour ces ratios ne peuvent être obtenues que si l'indice de réfraction des anneaux de bas indice est égal à celui du cœur ( $n_2 = n_c = 0$ ). De plus, les valeurs de ces ratios peuvent être augmentées par augmentation de l'indice  $n_1$  des anneaux de haut indice.

Il est intéressant de noter que le design permettant d'assurer une très grande aire effective lorsque la fibre est non courbée, obtenu en section 5.4.4, présente de très faibles performances lorsqu'il est courbé à un rayon de  $20\text{cm}$ . En particulier, l'épaisseur des anneaux de bas indice de ce design est de  $21.1\mu\text{m}$  et est donc très proche de l'épaisseur de résonance du premier anneau de bas indice avec le mode fondamental (qui est de  $20\mu\text{m}$ ). Les pertes par courbure du mode fondamental pour un rayon de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  d'un tel design sont donc très élevées.

L'étude des fibres constituées de deux anneaux de haut indice, n'ayant pas permis de dégager des designs performants, un troisième anneau de haut indice est ajouté et les performances d'une telle fibre sont étudiées ci-dessous.

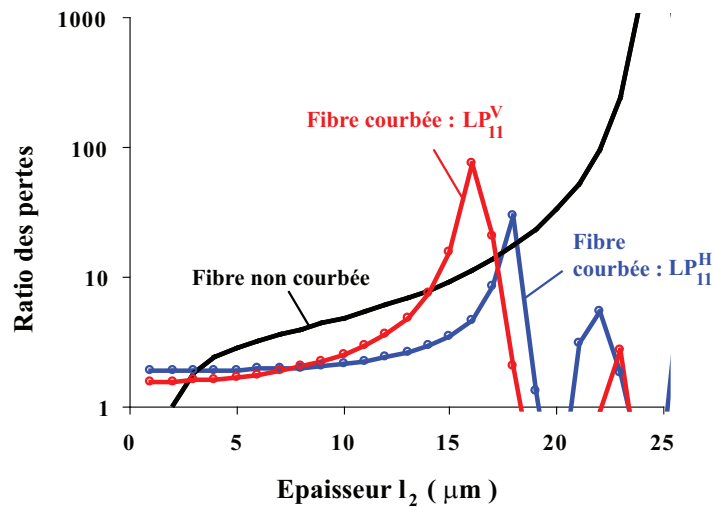


FIGURE 6.21 – Ratio  $ra_{11}^H$  et  $ra_{11}^V$  entre les pertes des modes d'ordre supérieur  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  et celles du mode fondamental, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , pour une fibre de Bragg de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = n_2 = 0, n_1 = 25 \times 10^{-3}, l_1 = 1\mu\text{m}]$ , présentant deux anneaux de haut indice, pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Le ratio  $ra_{11}$  de ces mêmes modes dans le cas de l'absence de courbures est également représenté.

#### Guides contenant trois anneaux de haut indice : intérêt d'une gaine non périodique

Un indice  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$  et une épaisseur  $l_1 = 1\mu\text{m}$  (correspondant à une anti-résonance avec le mode fondamental) sont choisis.

La figure 6.24 présente l'évolution des pertes par courbure du mode fondamental de cœur d'un guide de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}, n_c = 0, l_1 = 1\mu\text{m}, n_1 = 25 \times 10^{-3}, n_2 = 0]$ , contenant deux ou trois anneaux de haut indice, en fonction de l'épaisseur de l'anneau de bas indice :  $l_2$  pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Sont également indiquées sur cette figure, les courbes obtenues en l'absence de courbures. Cette figure révèle qu'en présence de courbures, l'épaisseur de résonance avec l'anneau le plus extérieur ( $l_{A2} = 17\mu\text{m}$ ) est plus faible que celle correspondant à l'anneau le plus intérieur ( $l_{A1} = 20\mu\text{m}$ ). Cette propriété est particulière au cas de la présence de courbures. En effet, en l'absence de courbures, l'épaisseur de résonance d'un anneau de bas indice ne dépend pas de sa position dans la gaine.

La figure 6.25.(a) présente les pertes par courbure, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des trois premiers modes de cœur dans le cas d'une fibre contenant trois anneaux de haut indice. Les performances de ces profils pour le transport de fortes puissances sont présentées en figure 6.25.(b), grâce au tracé simultané de la valeur de  $R_{\text{Monomode}}^{11}$  et des pertes par courbure du mode fondamental de cœur. Dans le cas d'un profil périodique, aucune épaisseur ne permet de satisfaire les deux conditions d'éligibilité pour le transport de fortes puissances. En particulier, la condition  $R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1\text{dB}$  n'est jamais vérifiée.

Partant de ce constat, nous levons la condition de périodicité sur l'épaisseur des anneaux de bas indice et cherchons un profil vérifiant les conditions d'éligibilité pour le transport de fortes puissances. Pour cette recherche, nous fixons, l'épaisseur du premier anneau de bas indice à  $l_2 = 16\mu\text{m}$ . Cette valeur correspond à un pic de pertes pour le mode  $LP_{11}^V$  dans le cas d'une fibre ne contenant que deux anneaux de haut indice (cf. figure 6.19). Pour cette épaisseur, une fibre périodique avec trois anneaux de haut indice présente des pertes du mode fondamental trop élevées pour satisfaire le critère d'éligibilité. Or, la figure 6.20 révèle que, pour des épaisseurs inférieures à l'épaisseur de résonance, toutes choses étant égales par ailleurs, une diminution de l'épaisseur des anneaux de bas indice induit une diminution des pertes par courbure du mode

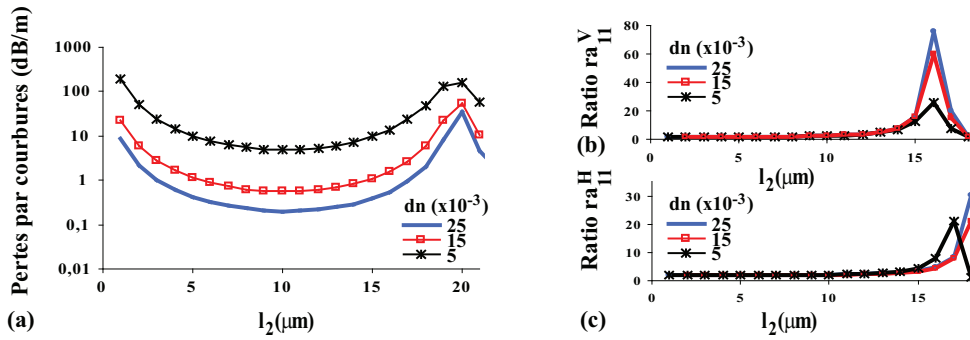


FIGURE 6.22 – Évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^V$  (b) et  $ra_{11}^H$  (c) pour une fibre de Bragg, contenant deux anneaux de haut indice, de caractéristiques [ $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_2 = n_{\text{out}} = 0$ ] présentant différentes valeurs de  $n_1$ , pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ .

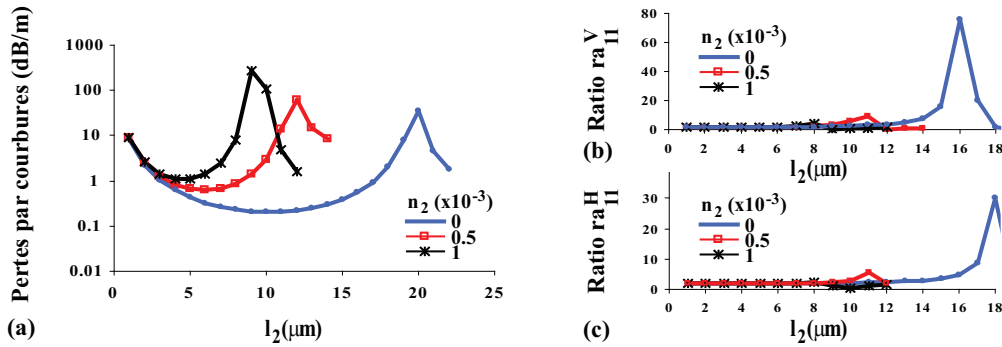


FIGURE 6.23 – Évolution, en fonction de l'épaisseur  $l_2$ , des pertes par courbure du mode fondamental (a) et des ratios  $ra_{11}^V$  (b) et  $ra_{11}^H$  (c) pour [ $r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_2 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_{\text{out}} = 0$ ] et différentes valeurs de  $n_2$ , à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ .

fondamental. Afin de diminuer les pertes du mode fondamental, nous calculons les propriétés des profils présentant une épaisseur du deuxième anneau inférieure à  $16\mu\text{m}$  (cf. figure 6.25.(c)). Les deux critères d'éligibilité pour le transport de fortes puissances peuvent alors être vérifiés si l'épaisseur  $l_4$  du deuxième anneau de bas indice est comprise entre  $15.2\mu\text{m}$  et  $15.4\mu\text{m}$  (cf. figure 6.25.(d)). Les profils ainsi déterminés vérifient les critères d'éligibilité et présentent une aire effective de  $\sim 1006\mu\text{m}^2$  qui est supérieure à l'aire effective maximale atteignable, en théorie, dans une fibre à profil saut d'indice. Nous dénommons profil B, le design présentant une épaisseur  $l_4$  égale à  $15.3\mu\text{m}$ .

#### Pertes par courbure des modes d'ordre supérieur à celui du $LP_{11}$

Tout comme le mode  $LP_{11}$ , les modes d'ordre supérieur qui sont dégénérés quatre fois en l'absence de courbure, se scindent en deux modes dégénérés deux fois lors de l'application d'une courbure [124, 125, 154]. Dans une fibre courbée, tout mode est donc dégénéré deux fois. Une condition nécessaire à la vérification du critère de monomodalité dans une fibre courbée est donc que les pertes de chacun des modes d'ordre supérieur soient supérieures à  $8.14\text{dB/m}$  (cf. ci-dessus). La table 6.1 présente les pertes par courbure des modes de cœur dont la partie réelle de l'indice effectif est supérieure à celle du  $LP_{31}$  du profil B pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ . Seuls trois modes ne présentent pas de pertes suffisamment élevées pour vérifier le critère de monomodalité : les modes  $LP_{21}^H$ ,  $LP_{02}$ ,  $LP_{03}$ .

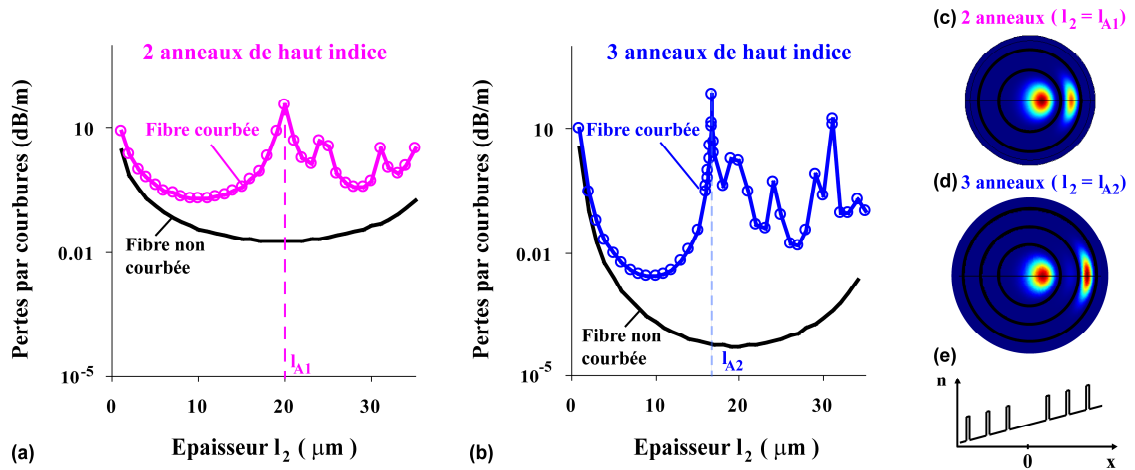


FIGURE 6.24 – Évolution des pertes par courbure du mode fondamental, pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , d'un guide contenant deux (a) et trois (b) anneaux de haut indice de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_2 = 0$ ,  $l_1 = 1\mu\text{m}]$ , présentant une épaisseur  $l_2$  variable. Profil d'intensité du mode fondamental du guide contenant deux (c) et trois (d) anneaux pour respectivement  $l_2 = l_{A1}$ , et  $l_2 = l_{A2}$ .

Si, expérimentalement, une injection sélective du mode fondamental est réalisée en entrée du profil  $B$ , les seuls effets qui pourraient provoquer une composition multimode du faisceau de sortie sont l'application de micro-courbures ou la présence d'imperfections dans la fibre. Une injection sélective du mode fondamental peut être réalisée à l'aide d'un taper adiabatique [155] ou par contrôle du faisceau incident en entrée de fibre [70]. Or il est démontré expérimentalement, au chapitre 7, que les seuls modes de cœur vers lesquels le mode fondamental est susceptible de se coupler en présence d'imperfections de fabrication ou de micro-courbures sont les modes  $LP_{1m}$  ( $m \in \mathbb{N}$ ). Dans le cas du profil  $B$ , tous les modes de cœur  $LP_{1m}$  ( $m \in \mathbb{N}$ ) ont des pertes suffisamment élevées pour être supprimés s'ils sont excités au cours de la propagation.

D'autre part, les parties réelles des indices effectifs du mode fondamental  $LP_{01}$  et du mode  $LP_{03}$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  sont, respectivement, de 1.44965 et 1.44886, leur différence est donc de  $0.8 \times 10^{-4}$ . Or, la référence [80] indique que les couplages entre des modes présentant une différence d'indice effectif supérieure à  $0.6 \times 10^{-4}$  sont, expérimentalement, négligeables. Il n'est donc pas utile d'étudier les modes de cœur d'ordre supérieur dont la partie de l'indice effectif est inférieure à celle du mode  $LP_{03}$ .

Bien que présentant des modes d'ordre supérieur à faibles pertes, le profil  $B$  pourrait donc présenter expérimentalement une sortie monomode si son mode fondamental est préférentiellement excité en entrée, et ce même en présence de micro-courbures ou d'imperfections de la fibre de Bragg.

### 6.3.3 Fibres de Bragg à très faibles pertes par courbure

Enfin, la possibilité d'atteindre pour une même aire effective des pertes par courbure inférieures à celles obtenues dans le cas d'une fibre à profil saut d'indice tout en respectant le critère de monomodalité (C2) est examinée. Comme dans la section précédente, le rayon de courbure est fixé à  $20\text{cm}$  et la longueur d'onde à  $1.06\mu\text{m}$ . Le rayon de cœur est fixé à  $18\mu\text{m}$ , ce qui permet d'obtenir une aire effective de  $\sim 500\mu\text{m}^2$  pour le mode fondamental de la fibre courbée (cf. figure 6.14). Pour cette aire effective, les pertes par courbure minimales atteignables dans une fibre à saut d'indice en respectant le critère de monomodalité sont de  $0.8\text{dB}/\text{km}$ . Ces pertes sont de l'ordre des pertes matériau de la silice non dopée à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ .

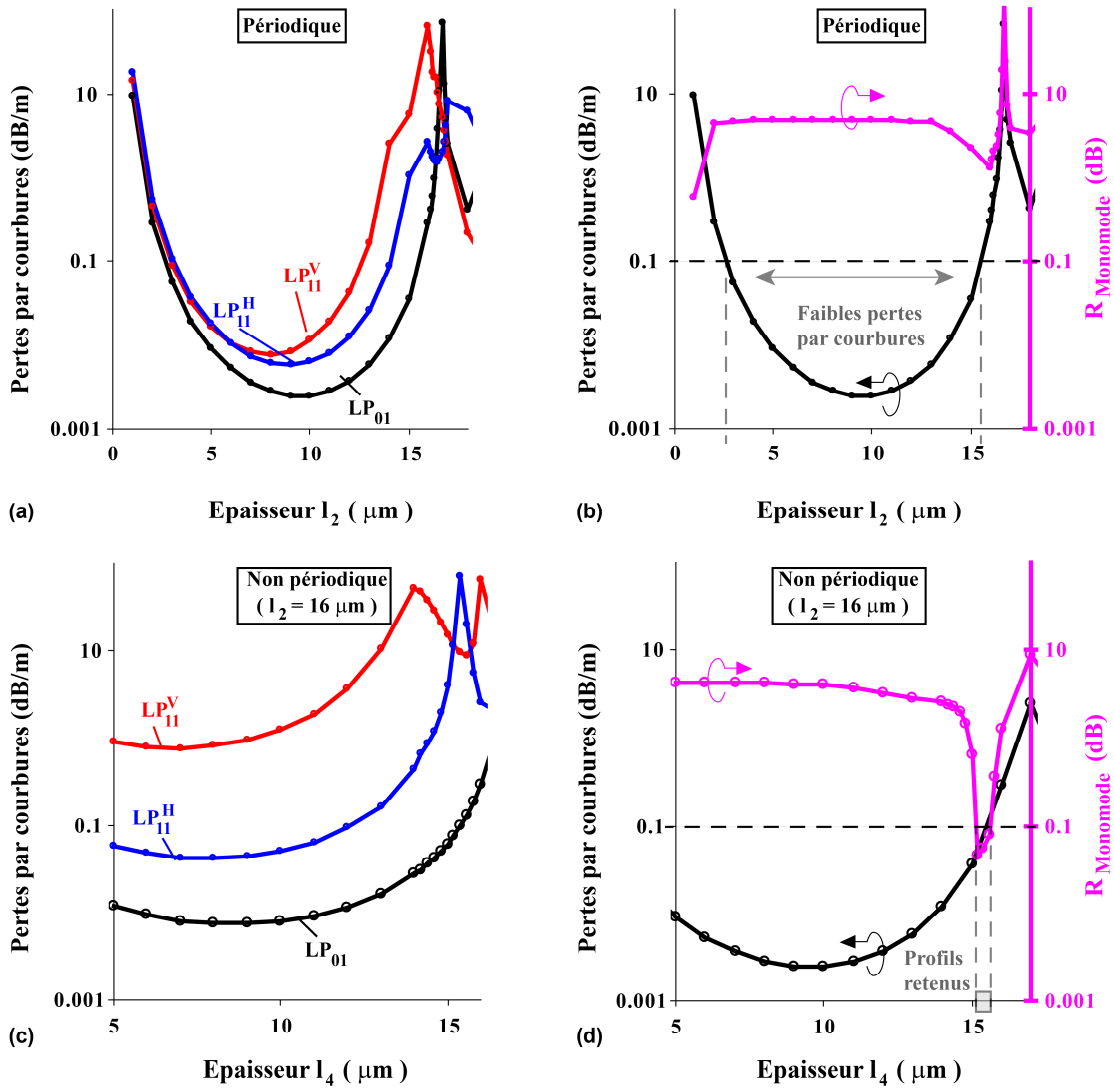


FIGURE 6.25 – Pertes par courbure des premiers modes de cœur  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  d’une fibre de Bragg contenant trois anneaux de haut indice dans le cas d’une gaine périodique de caractéristiques :  $[r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = n_2 = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $l_1 = 1\mu\text{m}]$ , présentant une épaisseur  $l_2$  variable (a), ainsi que dans le cas d’une gaine non périodique de caractéristiques  $[r_c = 30\mu\text{m}$ ,  $n_c = n_2 = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $l_1 = l_3 = 1\mu\text{m}$ ,  $l_2 = 16\mu\text{m}]$ , présentant une épaisseur  $l_4$  variable (c). Tracé de  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$  pour les fibres à gaine périodique (b) et à gaine non périodique (d).

D’une manière similaire à la procédure suivie en section 6.2.3, en partant de l’antiguide et en ajoutant un à un les anneaux de haut indice, sans imposer la périodicité de la gaine, et en assurant de fortes pertes pour les modes d’ordre supérieur  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$  et de faibles pertes pour le mode fondamental, nous obtenons une fibre de Bragg de pertes par courbure :  $0.03\text{dB}/\text{km}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$  vérifiant le critère :  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) < 0.1\text{dB}$  et présentant une aire effective de  $488\mu\text{m}^2$ . En notant  $l_i$ , l’épaisseur de l’anneau  $i$ , les caractéristiques de la fibres sont :  $[r_c = 18\mu\text{m}$ ,  $n_c = n_2 = 0$ ,  $n_1 = 35 \times 10^{-3}$ ,  $l_1 = l_3 = l_5 = l_7 = 1\mu\text{m}$ ,  $l_2 = 13.5\mu\text{m}$ ,  $l_4 = 12.5\mu\text{m}$ ,  $l_6 = 11.5\mu\text{m}$ ,  $l_8 = 9.5\mu\text{m}]$ . Cette fibre sera appelée : profil C. La figure 6.26 présente la dernière itération réalisée pour la détermination de ses caractéristiques.

Les pertes par courbure des modes d’ordre supérieur à celui du  $LP_{11}$  du profil C pour un rayon de

| Mode   | pertes par courbure (dB/m) |
|--|----------------------------|
| $LP_{01}$  | 0.087                      |
| $LP_{11}^V$                                      | 24                         |
| $LP_{11}^H$                                      | 11                         |
| $LP_{21}^H$                                      | 4.3                        |
| $LP_{21}^V$                                      | 118                        |
| $LP_{02}$  | 2.3                        |
| $LP_{31}^H$                                      | 70                         |
| $LP_{31}^V$                                      | 18                         |
| $LP_{12}^{V(H)}, LP_{41}^{V(H)}, LP_{22}^{V(H)}$ | > 19                       |
| $LP_{03}$  | 1.17                       |

TABLE 6.1 – Pertes par courbure des premiers modes de cœur (jusqu'au  $LP_{03}$ ) du profil  $B$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , telles que calculées par éléments finis.

courbure de  $20\text{cm}$  et une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  sont présentées à la table 6.2. Seuls, les modes dont la partie réelle de l'indice effectif est supérieure à celle des modes  $LP_{31}^{V,H}$  sont indiqués. Les seuls modes présentant des pertes par courbure trop faibles pour vérifier le critère de monomodalité sont les modes  $LP_{31}^{V,H}$ . La partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental étant de 1.4495 et celle des modes  $LP_{31}^{V,H}$  de 1.4482, la différence entre les indices effectifs de ces deux modes est donc de :  $1.3 \times 10^{-3}$ . Cette valeur est bien supérieure à la valeur limite, présentée en référence [80], au dessus de laquelle un très faible taux de couplage entre les modes est assuré même en présence d'imperfections et de micro-courbures. Les éventuels couplages entre le mode fondamental et les autres modes de cœur dont la partie réelle de l'indice effectif est inférieure à celle des modes  $LP_{31}^{V,H}$  sont également négligeables et ce, pour les mêmes raisons. Expérimentalement, le profil  $C$  pourrait donc permettre d'offrir un faisceau de sortie monomode si son mode fondamental est sélectivement excité en entrée.



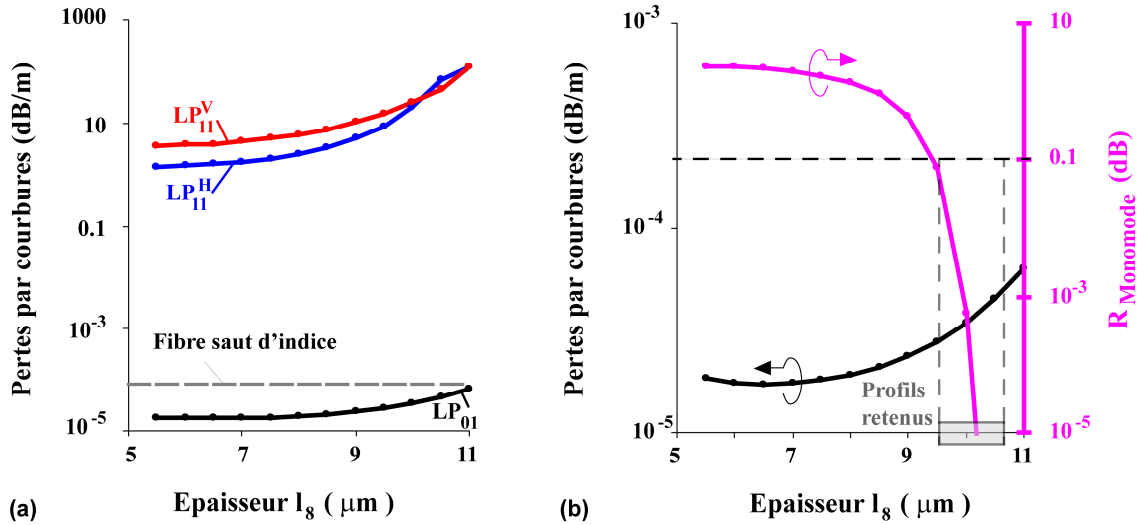


FIGURE 6.26 – Graphiques de la dernière itération réalisée pour obtenir le profil de fibre de Bragg monomode et à très faibles pertes par courbure présentant une aire effective de  $488\mu\text{m}^2$ . pertes par courbure des premiers modes de cœur  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}^V$  et  $LP_{11}^H$  (a) et du ratio de monomodalité  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$  (b) d’une fibre de Bragg de cœur : [ $r_c = 18\mu\text{m}$ ,  $n_c = 0$ ], présentant cinq anneaux de haut indice de mêmes caractéristiques : [ $n_1 = 35 \times 10^{-3}$ ,  $l_1 = 1\mu\text{m}$ ] et quatre anneaux de bas indice de même indice de réfraction que le cœur et d’épaisseur  $l_2 = 13.5\mu\text{m}$ ,  $l_4 = 12.5\mu\text{m}$ ,  $l_6 = 11.5\mu\text{m}$  et d’épaisseur  $l_8$  variable. Les pertes minimales atteignables tout en assurant une propagation monomode dans une fibre à saut d’indice sont également indiquées sur la figure (a).

### 6.3.4 Conclusion

Après avoir établi, qu’en première approximation, l’aire effective à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$  du mode fondamental d’une fibre de Bragg à cœur de silice non dopée courbée à un rayon de  $20\text{cm}$ , ne dépend que du rayon de cœur, des designs dépassant les limitations des fibres à profil saut d’indice pour le transport de puissance en présence de courbures ont été recherchés.

Constatant que l’effet de la courbure, sur les modes d’anneaux de bas indice dépend de la position de l’anneau dans la gaine, nous proposons de rompre la périodicité imposée sur ces anneaux afin d’améliorer les performances des fibres de Bragg. Cette stratégie permet de proposer une fibre de Bragg présentant, à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$  et pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , une aire effective de  $1006\mu\text{m}^2$ , des pertes par courbure pour le mode fondamental inférieures à  $0.1\text{dB/m}$  et de fortes pertes pour le premier mode d’ordre supérieur (supérieures à  $10\text{dB/m}$ ). Cette aire effective est supérieure à l’aire effective maximum atteignable dans le cas des fibres à profil saut d’indice respectant le critère de monomodalité (qui est de  $770\mu\text{m}^2$ ). De plus, pour une aire effective de  $488\mu\text{m}^2$ , nous proposons un design de fibres de Bragg offrant des pertes par courbure pour le mode fondamental de  $0.03\text{dB/km}$  et de fortes pertes par courbure pour le premier mode d’ordre supérieur (supérieures à  $10\text{dB/m}$ ) à la longueur d’onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Les pertes par courbure du mode fondamental de ce design sont ainsi plus de dix fois inférieures aux pertes par courbure minimales atteignables dans une fibre à saut d’indice respectant le critère de monomodalité et sont négligeables devant les pertes induites par le matériau (qui sont de  $\sim 0.6\text{dB/km}$ ). Les performances ainsi obtenues sont résumées en figure 6.27.

Les designs de fibres de Bragg ainsi proposés, présentent des modes de cœur d’ordre supérieur à celui du mode  $LP_{11}$  avec de faibles pertes par courbure et ne vérifient pas, au sens strict, le critère de monomodalité défini en section 3.1.1. Cependant, à cause de la symétrie de ces modes d’ordre supérieur à faibles pertes ou de la faible valeur de la partie réelle de leurs indices effectifs, une injection sélective du

| Mode        | pertes par courbure (dB/m) |
|-------------|----------------------------|
| $LP_{01}$   | $0.03 \times 10^{-3}$      |
| $LP_{11}^V$ | 19                         |
| $LP_{11}^H$ | 10                         |
| $LP_{21}^V$ | 16                         |
| $LP_{21}^H$ | 52                         |
| $LP_{02}$   | 12.5                       |
| $LP_{31}^V$ | 0.28                       |
| $LP_{31}^H$ | 0.23                       |

TABLE 6.2 – Pertes par courbure des premiers modes de cœur (jusqu'au  $LP_{31}$ ) du profil  $C$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , telles que calculées par la méthode des éléments finis.

mode fondamental en entrée de fibre pourrait permettre, expérimentalement, l'obtention d'un faisceau de sortie monomode même en présence d'imperfections de fabrication et de micro-courbures. Pour mettre en lumière cette propriété, nous appellerons les designs ainsi proposés, des designs *pratiquement monomodes*.

Par rapport aux autres solutions de la littérature, de tels designs présentent l'avantage d'une propagation dans le mode fondamental de cœur (à la différence des fibres HOM, cf. section 1.3.3), et d'un filtrage des modes d'ordre supérieur susceptibles d'être excités par la présence de perturbations ou de micro-courbures (contrairement aux fibres à saut d'indice multimodes, cf. section 1.3.2).

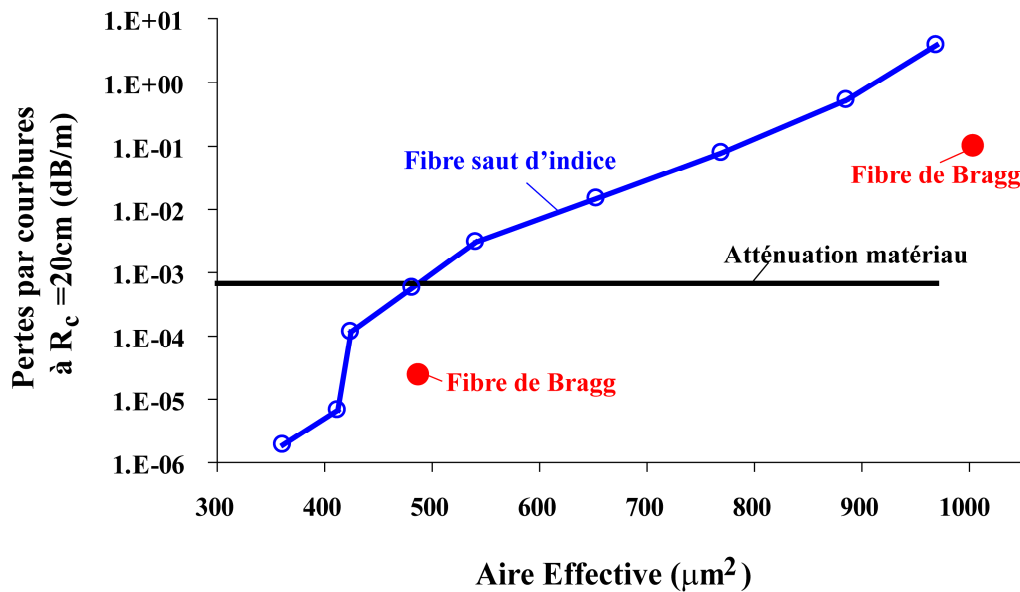


FIGURE 6.27 – Pertes par courbure minimum atteignables à une aire effective donnée dans une fibre à saut d'indice vérifiant le critère de monomodalité. Positionnement des deux designs de fibres de Bragg déterminés dans ce chapitre, qui sont pratiquement monomodes et présentent de plus faibles pertes que les fibres à saut d'indice à aire effective égale.

#### 6.4 Conclusion et perspectives

Par l'étude théorique et expérimentale de la première fibre de Bragg réalisée avec le procédé PCVD, nous confirmons la réduction de la première fenêtre de transmission des fibres de Bragg due à la courbure, précédemment observée dans la littérature. Pour la première fois, les prédictions numériques de la délimitation des fenêtres de transmission sont expérimentalement et quantitativement vérifiées. Nous démontrons numériquement et expliquons qualitativement l'absence de couplages supplémentaires, dus à la courbures, vers les modes d'anneaux de haut indice dont la courbe de dispersion coupe celle du mode fondamental à l'intérieur de sa fenêtre de transmission. De plus, nous démontrons, pour la première fois, que la réduction de la fenêtre de transmission est due à un couplage entre le mode fondamental de cœur et un mode de l'anneau de bas indice le plus extérieur.

Nous mettons en évidence, pour la première fois, le fait que l'impact de la courbure sur les modes d'anneaux de bas indice est différent suivant la position de l'anneau de bas indice dans la gaine. Partant de cette mise en évidence, nous proposons de relâcher la condition de périodicité sur les anneaux de bas indice pour la recherche de designs performants. Cette approche originale permet d'obtenir une fibre de Bragg pratiquement monomode, et à faibles pertes par courbure présentant une Aire effective de  $1006 \mu\text{m}^2$  pour une longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$  et un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . Nous proposons également une fibre de Bragg pratiquement monomode présentant une aire effective de  $488 \mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06 \mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , dont les pertes par courbure à ce même rayon et cette même longueur d'onde sont négligeables devant l'atténuation induite par le matériau. Les diamètres externes de ces deux designs sont inférieurs à  $80 \mu\text{m}$  et leur réalisation est donc possible dans une structure flexible. Ces deux designs permettent de dépasser les limitations des fibres à profil saut d'indice pour le transport de fortes puissances au prix d'une légère relaxation de la condition de monomodalité.

Ces designs ainsi proposés sont « pratiquement monomodes », dans le sens où certains modes de cœur d'ordre supérieur à celui du mode  $LP_{11}$  présentent de faibles pertes. Mais, nous prédisons théori-

quement, que ces modes ne sont pas susceptibles d'être excités par la présence de micro-courbures ou d'imperfections de fabrication. Une injection sélective du mode fondamental en entrée, pourrait donc permettre, en théorie, d'assurer un faisceau de sortie monomode même en présence de perturbations.

Pour justifier notre prédiction théorique, l'impact des micro-courbures et des imperfections de fabrication sur la composition modale du faisceau est étudié au chapitre suivant.

## Chapitre 7

# Influence des micro-courbures et des conditions de fabrication

Dans le chapitre 5, nous avons démontré les avantages théoriques des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances, lorsqu'elles sont maintenues parfaitement droites et exemptes de toute perturbation. Puis, dans le chapitre 6, nous avons examiné l'impact des (macro-)courbures sur leurs performances et avons également mis en évidence leurs avantages théoriques (en nous basant sur un outil numérique validé expérimentalement). L'objectif de ce chapitre est d'effectuer une première analyse de l'impact des micro-courbures sur les fibres de Bragg.

La sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg à grande aire effective à faibles contrastes d'indice  $n'$ , à notre connaissance, jamais été étudiée auparavant, bien que les résultats expérimentaux aient révélé leur impact important sur la qualité de faisceau de sortie [12] et l'atténuation du mode fondamental de cœur (cf. chapitre 6). L'analyse de cette sensibilité est donc indispensable à l'évaluation des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances.

L'étude débute par une analyse expérimentale de l'impact des micro-courbures sur un profil particulier, puis une première comparaison théorique et numérique entre le comportement en micro-courbures des fibres de Bragg et des fibres à profil saut d'indice est effectuée.

### 7.1 Étude expérimentale de l'impact des micro-courbures et des conditions de fabrication

Le comportement en micro-courbures du profil d'indice ayant servi à la validation expérimentale des prédictions du comportement en macro-courbures des fibres de Bragg est tout d'abord analysé. Pour ce faire, deux fibres de Bragg (fibre *A* et fibre *B*) présentant un même profil d'indice de réfraction mais fabriquées dans des conditions différentes ont été caractérisées. Nous démontrons tout d'abord qu'analyser le comportement en micro-courbures d'un profil de fibre de Bragg particulier revient à identifier les modes qui sont excités par l'application de micro-courbures. Puis, nous détaillons le dispositif expérimental utilisé pour cette identification. Enfin, nous présentons et interprétons les résultats obtenus.

#### 7.1.1 Position du problème

Après un bref rappel des propriétés du profil d'indice étudié, les propriétés des fibres utilisées pour l'étude (fibre *A* et fibre *B*) sont présentées, puis les couplages modaux pouvant être provoqués dans ces fibres par l'application de micro-courbures sont détaillés.

### Comportement en micro-courbures inexpliqué

Le profil d'indice étudié dans cette section est identique à celui étudié expérimentalement pour son comportement en courbures en section 6.2.3. Rappelons qu'il est composé d'un cœur de  $\sim 40\mu\text{m}$  de diamètre en silice non dopée, entouré de trois anneaux dopés avec du germanium de  $\sim 1.4\mu\text{m}$  de largeur, également espacés d'une distance de  $\sim 11\mu\text{m}$ , et d'indices de réfraction :  $21.7 \times 10^{-3}$ ,  $23.7 \times 10^{-3}$ ,  $30.2 \times 10^{-3}$  (cf. figure 7.1). La première fenêtre de transmission a été mesurée comme étant située au dessus de  $0.9\mu\text{m}$  et l'Aire Affective du mode fondamental a été mesurée à  $650\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.05\mu\text{m}$ . Les mesures de pertes par courbure du mode fondamental de cœur sur des échantillons de fibres de courte longueur ( $5\text{m}$ ) ont permis de valider expérimentalement notre outil de modélisation des courbures (cf. section 6.2.3). En revanche, les mesures de pertes par courbure du mode fondamental de cœur effectuées sur de longs tronçons de fibres ( $100\text{m}$ ) n'ont pu aboutir à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . En effet, la puissance collectée en bout de fibre était négligeable, bien que la valeur théorique des pertes par courbure soit relativement faible ( $0.05\text{dB}/\text{m}^1$ ). Nous avons attribué cette différence entre résultats numériques et expérimentaux à la présence de micro-courbures, inévitables, dues au bobinage du grand tronçon de fibre. D'un autre côté, une meilleure résistance aux micro-courbures a été remarquée à des longueurs d'onde plus grandes, permettant une mesure de pertes par courbure de  $\sim 30\text{dB}/\text{km}$  à la longueur d'onde de  $1.75\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , en bon accord avec les prédictions numériques (cf. section 6.2.3). Un des objectifs de cette étude est de comprendre ce comportement en micro-courbures particulier.

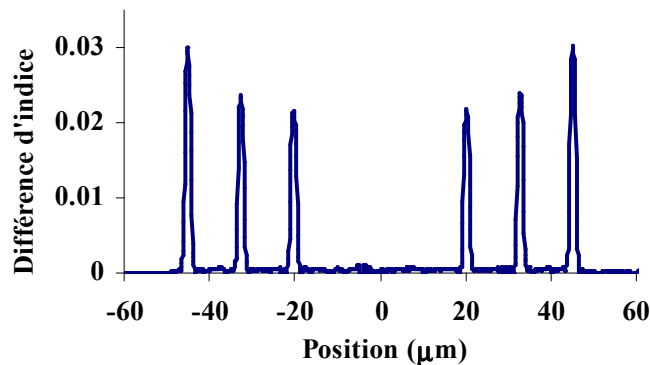


FIGURE 7.1 – Profil d'indice de réfraction des fibres étudiées mesuré par la technique du Champ Proche Réfracté. (RNF)

### Présentation des fibres étudiées

Les deux fibres de Bragg étudiées (fibre A et B) présentent le profil détaillé en figure 7.1 et ont été fabriquées avec le procédé PCVD (Plasma Chemical Vapor Deposition). La fibre A a été fabriquée dans des conditions de dépôt et de fibrage standard, alors que la fibre B a été réalisée en optimisant les processus de fabrication afin de diminuer les imperfections dans la fibre. La figure 7.2.(b) présente les mesures de spectre de transmission du mode fondamental de cœur de ces deux fibres. Pour ces mesures, un échantillon de  $5\text{m}$  courbé à un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  a été utilisé. De plus, les fibres ont été soudées

1. Notons que cette valeur est légèrement supérieure à celle prédite à la partie 6.2.3. Cela provient du fait qu'à la partie 6.2.3, le profil utilisé pour les prédictions numériques est le profil idéal présentant le même indice de réfraction pour les trois anneaux de haut indice. Ici, le profil utilisé pour les prédictions numériques a été ajusté à la fibre réellement réalisée et présente trois anneaux de haut indice d'indices de réfraction différents.

à leur deux extrémités avec une fibre monomode standard (SSMF) de sorte d'assurer une collection et une excitation stable du mode fondamental de cœur. Ces mesures révèlent un comportement différent pour les deux fibres. A la différence de la fibre *B*, la fibre *A* présente un pic de faible transmission à la longueur d'onde de  $\sim 1590\text{nm}$ . Selon les résultats de modélisation (obtenus avec une méthode matricielle), cette longueur d'onde correspond à un croisement entre la courbe de dispersion du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et celle du mode  $LP_{13,1}$  du premier anneau de haut indice (figure 7.2.(a)).<sup>2</sup> À cause de leur symétrie azimutale différente, ces deux modes ne se couplent pas à leur longueur d'onde de croisement dans le cas d'une fibre idéale (cf. section 4.3.3). Mais la présence d'imperfections dans la fibre peut générer des couplages entre ces deux modes [98]. C'est le phénomène qui a lieu dans la fibre *A*, alors qu'il est absent dans le cas de la fibre *B*.

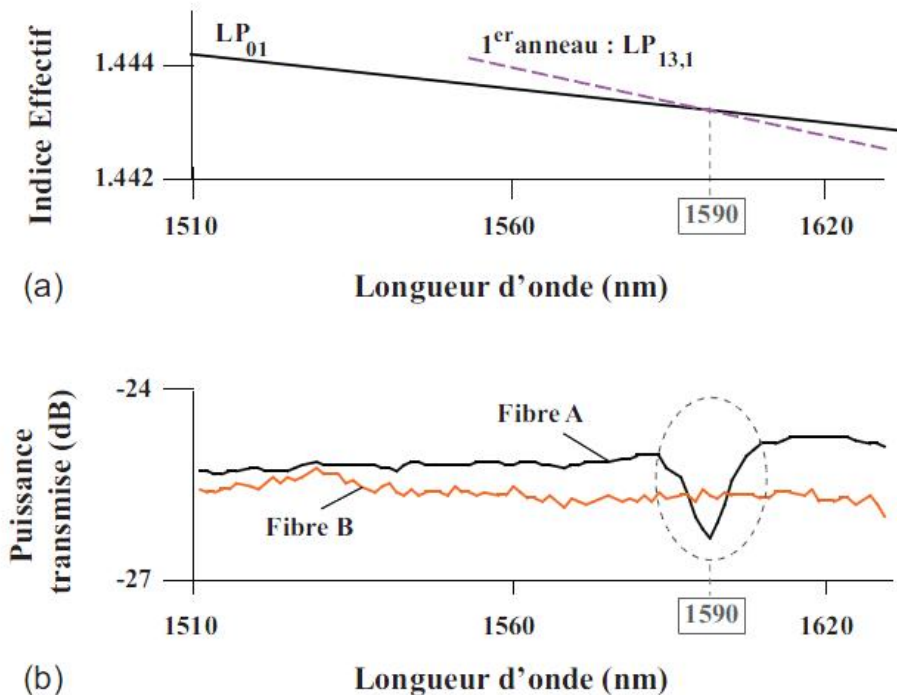


FIGURE 7.2 – (a) Courbe de dispersion du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  et du mode  $LP_{13,1}$  du premier anneau de haut indice.(b) Spectre de transmission de la fibre *A* indiquant la présence d'imperfections de fabrication et de la fibre *B* indiquant une meilleure qualité de fabrication.

### Couplages modaux induits par l'application de micro-courbures

Examinons maintenant l'effet des micro-courbures sur ce profil. Rappelons, tout d'abord, que les micro-courbures sont dues à l'application de contraintes mécaniques sur la fibre qui engendrent des micro-déformations de la fibre (cf. section 1.3.2). Elles se traduisent par un ensemble de courbures aléatoirement réparties de plusieurs diamètres. Les effets des micro-courbures sur un faisceau monomode se propageant dans une fibre se traduisent par des couplages de ce mode vers les autres modes de la fibre. Dans le cas d'une fibre de Bragg, les autres modes pouvant se propager dans la structure sont les modes de cœur d'ordre supérieur, les modes d'anneaux de haut indice et les modes d'anneaux de bas indice. La figure 7.3 présente

2. Notons que cette longueur d'onde de croisement est légèrement différente de celle obtenue à la figure 6.7 du chapitre 6. Ceci est dû au fait que les résultats numériques présentés dans le chapitre 6 concernant la modélisation du profil idéal visé de la figure 6.3.(a), alors que les résultats présentés ici concernent un profil se rapprochant le plus possible du profil réel de la fibre fabriquée dont les caractéristiques ont été indiquées en début de section.

les pertes de guidage des différents modes pouvant se propager dans les fibres A et B. Cette figure révèle que les modes d'anneaux de bas indice et les modes de cœur d'ordre supérieur présentent des pertes par courbure linéiques bien plus importantes que le mode fondamental de cœur. S'ils sont excités, ces modes auront une énergie négligeable devant celle du mode fondamental après quelques mètres de propagation et seront donc supprimés. Par contre, à la différence des modes d'anneaux de bas indice et des modes de cœur d'ordre supérieur, les modes d'anneaux de haut indice ont des pertes par courbure linéiques négligeables et ne peuvent pas être supprimés après leur excitation, même après une propagation sur une grande longueur de fibre.

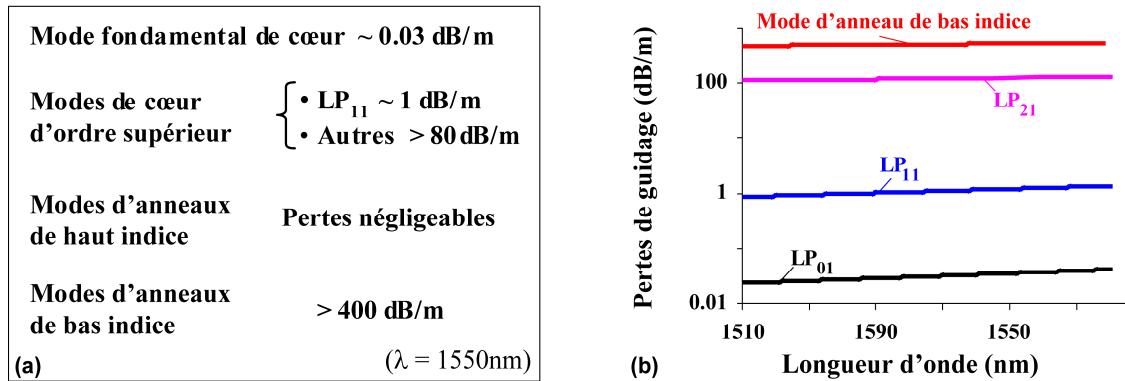


FIGURE 7.3 – (a) Pertes de guidage des modes pouvant se propager dans les fibres A et B à la longueur d'onde de  $1.55\mu\text{m}$ . (b) Spectres de pertes de guidage du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$ , des deux premiers modes de cœur d'ordre supérieur  $LP_{11}$  et  $LP_{21}$ , et du mode d'anneau de bas indice présentant les plus faibles pertes de guidage.

Il en résulte que, l'effet des micro-courbures sur un faisceau monomode pour le mode fondamental de cœur se propageant dans une fibre de Bragg dépend de la nature des modes excités par leur application. Si les modes excités sont des modes d'anneaux de bas indice ou des modes de cœur d'ordre supérieur, l'application de micro-courbures se traduit, au bout de quelques mètres de propagation, en pertes supplémentaires pour le mode fondamental. Si les modes excités sont des modes d'anneaux de haut indice, l'effet des micro-courbures est une détérioration rédhitoire de la qualité du faisceau de sortie (qui devient multimode). L'identification de la nature du mode excité par l'application de micro-courbures est donc une question clef pour comprendre le comportement des fibres de Bragg. Le dispositif expérimental utilisé pour cette identification est présenté en section suivante.

### 7.1.2 Dispositif expérimental

Un échantillon de  $110\text{cm}$  de la fibre A et un échantillon de  $80\text{cm}$  de la fibre B ont été utilisés lors des expériences. Leurs faces d'entrée ont été soudées à une fibre monomode standard (SSMF). Afin d'étudier les couplages de modes induits par micro-courbures dans ces fibres, nous avons utilisé une caméra InGaAs (pour une première détection grossière des modes) et un montage OLCI sensible à la phase (pour une identification plus précise des modes).

#### Optical Low Coherence Interferometry (OLCI)

Le montage OLCI (Optical Low Coherence Interferometry) est un montage OLCR (Optical Low Coherence Reflectometry) [156] que nous avons modifié pour caractériser les fibres dans une configuration de transmission. Le montage ainsi formé est présenté en figure 7.4.(a). Il s'agit d'un interféromètre à deux bras. La fibre de Bragg est placée dans l'un des bras de l'interféromètre (bras fixe ou bras test) et



son faisceau de sortie est collecté par aboutage avec une fibre monomode standard (SSMF). L'autre bras contient un miroir mobile (bras de référence). Une source large bande éclaire les deux bras. Un détecteur InGaAs recueille le signal d'interférence entre les deux bras. Tel quel, le dispositif permettrait d'acquérir l'enveloppe de l'interférogramme. Le montage OLCI que nous avons utilisé est sensible à la phase, c'est-à-dire qu'il permet d'accéder aux franges qui composent l'interférogramme [156]. Il est ainsi possible d'accéder au signal d'interférence complexe et donc à sa phase. Cette sensibilité à la phase est assurée par l'ajout d'un réflectomètre cohérent (cf. figure 7.4.(a)). Cette sensibilité à la phase permet d'accéder à l'évolution du temps de groupe des différents modes qui se propagent dans la fibre en fonction de la longueur d'onde [157]. Rappelons que le temps de groupe d'un mode donné correspond à sa durée de propagation à travers un tronçon de fibre de longueur  $L$  donnée et est relié à l'indice de groupe du mode et à la célérité de la lumière  $c$  selon l'équation (7.1).

$$\tau_g(L) = n_g \times \frac{L}{c} \quad (7.1)$$

L'indice de groupe d'un mode donné est relié à l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ , de ce mode et à la longueur d'onde  $\lambda$  via la relation (7.2). Chaque indice de groupe est donc spécifique à chaque mode.

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} \quad (7.2)$$

Le tracé de l'évolution des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde est appelé *carte temps-longueur d'onde*. La figure 7.4.(b) présente un exemple d'interférogramme obtenu pour la fibre de Bragg et sa carte temps longueur d'onde correspondante. Sur cette carte, l'origine est choisie arbitrairement et les temps de groupe relatifs des différents modes se propageant dans la fibre sont indiqués. Les modes sont identifiés par comparaison avec les résultats du calcul des indices de groupe et donc des temps de groupe (réalisés avec la méthode matricielle).

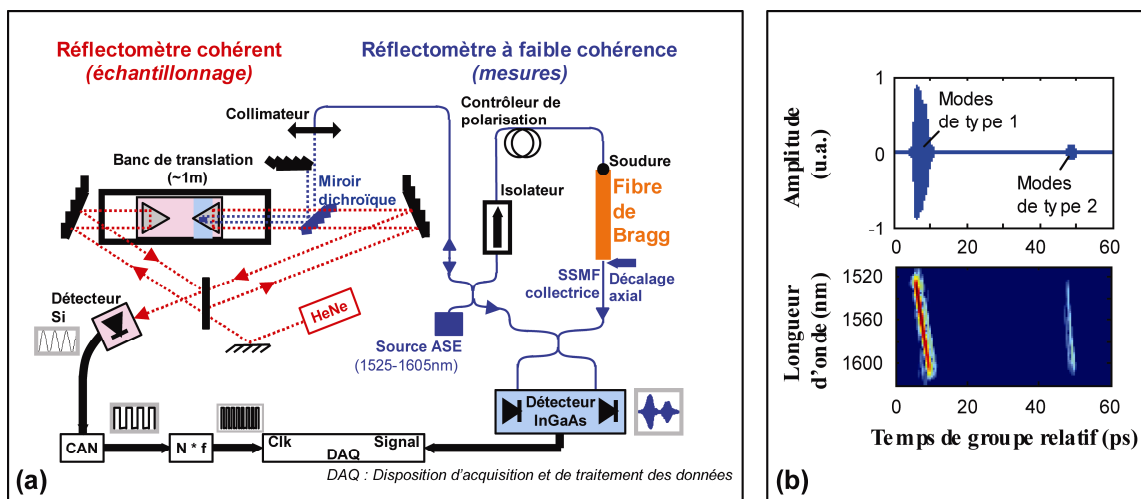


FIGURE 7.4 – (a) Schéma du montage OLCI utilisé pour l'identification des couplages modaux induits par les micro-courbures. (b) Exemple d'interférogramme et de carte temps-longueur d'onde obtenus pendant les mesures.

### Adaptation pour l'étude de l'impact des micro-courbures

Pour étudier le comportement en micro-courbures des deux échantillons, la composition modale de leur faisceau de sortie a été déterminée en présence et en absence de l'application d'une pression latérale sur ces échantillons.

Deux groupes de modes sont étudiés avec le dispositif OLCI : les modes de cœur d'ordre supérieur et les modes du premier anneau de haut indice. Afin d'enregistrer efficacement ces deux groupes de modes, l'axe de la fibre monomode standard collectrice et de la face de sortie de la fibre de Bragg sont décalés : un décalage de  $5\mu\text{m}$  (respectivement  $20\mu\text{m}$ ) est utilisé pour la cartographie des modes de cœur (respectivement d'anneau de haut indice), cf. figure 7.5.

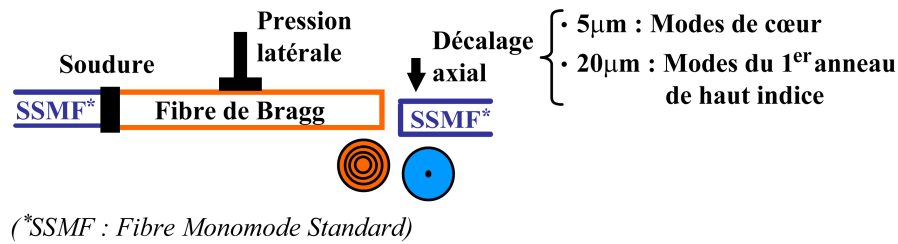


FIGURE 7.5 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour identifier les couplages de modes induits par les micro-courbures.

### 7.1.3 Résultats expérimentaux

Dans un deuxième temps, les résultats expérimentaux sont présentés. Des références ont tout d'abord été acquises, puis le point d'application de la pression a été choisi en fonction des modes étudiés, puis les effets d'une contrainte localisée ont été analysés. Enfin, les effets d'une contrainte répartie en plusieurs points sont étudiés.

#### Acquisition de références en l'absence de perturbations

Nous avons tout d'abord caractérisé chacun des échantillons (fibre A et fibre B) dans le cas où ils ne sont sujets à aucune perturbation extérieure, afin d'acquérir une référence pour chacun d'eux. Les résultats de ces mesures sont présentés en figure 7.6. Pour les deux échantillons, les cartes des modes de cœur et les images acquises à l'aide de la caméra, révèlent une composition unimodale pour le mode fondamental de cœur (cf. figure 7.6.(a-b)). En revanche, les cartes des modes du premier anneau de haut indice révèlent la présence d'autres modes excités au niveau de la soudure (cf. figure 7.6.(c-d)). La position de ces modes sur la carte est différente pour chacune des deux fibres. Nous attribuons cette différence à la différence de longueur des deux fibres (cf. équation (7.1)). Notons que ces modes du premier anneau de haut indice sont absents sur les images acquises avec la caméra à cause de sa dynamique limitée. D'autre part, la différence de comportement des deux fibres à la longueur d'onde de  $1590\text{nm}$ , observée durant les mesures de transmission (cf. figure 7.2) est confirmée par la cartographie des modes du premier anneau (cf. figure 7.6.(c-d)). En effet, à cette longueur d'onde, sur la carte de la fibre A, des traces discrètes, distribuées sur différents temps de groupe, apparaissent (figure 7.6.(c)). Étant donnée que cette longueur d'onde correspond au croisement des courbes de dispersion du mode fondamental de cœur et du mode  $LP_{13,1}$  du premier anneau de haut indice, ces traces sont attribuées à ce dernier mode. Le caractère distribué de ces traces sur plusieurs temps de groupe indique que le mode  $LP_{13,1}$  du premier anneau est excité tout au long de la propagation du mode fondamental à travers la fibre. Ce qui est en accord avec l'hypothèse selon laquelle le couplage entre le mode fondamental et le mode d'anneau  $LP_{13,1}$  est dû aux imperfections de la fibre (les imperfections

de fabrication d'une fibre sont, en effet, en général, distribuées sur toute la longueur de la fibre). De telles traces sont en revanche absentes sur la carte de la fibre *B*. La meilleure qualité de fabrication de la fibre *B* est ainsi confirmée.

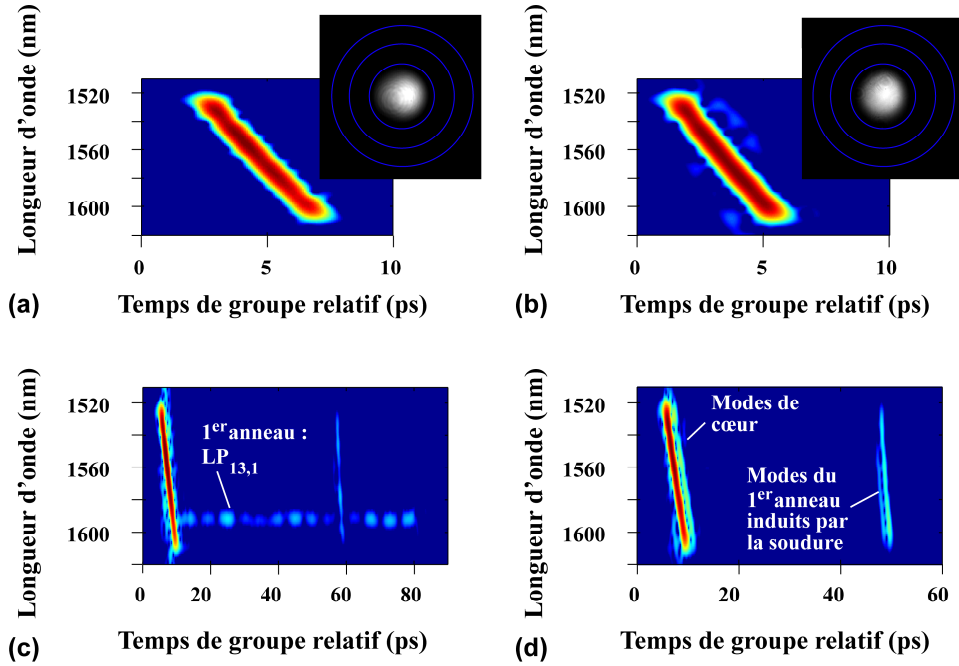


FIGURE 7.6 – (a), (b) Cartes temps-longueur d'onde des modes de cœur (configuration de décalage axial de  $5\mu\text{m}$ ) et (c), (d) des modes du premier anneau de haut indice (configuration de décalage axial de  $20\mu\text{m}$ ) de la fibre *A* (a), (c) et de la fibre *B* (b), (d) ne subissant aucune pression latérale.

### Choix de la position de l'application des micro-courbures

Afin d'analyser l'impact des micro-courbures sur chacun des échantillons, une pression latérale a été appliquée sur les fibres. Le choix de la position du point d'application de cette pression a été adapté à chaque type de mode étudié et est détaillé ci-dessous.

Pour une étude des modes de cœur avec le montage OLCI, la position du point de pression a été choisie de sorte d'assurer l'obtention de traces séparables pour chacun de ces modes. La figure 7.7.(a) présente l'indice de groupe des trois premiers modes de cœur. Cette figure révèle que les indices de groupe des deux premiers modes de cœur d'ordre supérieur sont très proches de celui du mode fondamental. De plus, l'indice de groupe du premier mode d'ordre supérieur :  $LP_{11}$  est le plus proche de celui du mode fondamental (cf. figure 7.7.(a)). Or, lorsqu'un mode d'indice de groupe  $n_{g,2}$  est excité sous l'effet des micro-courbures, la différence entre son temps de groupe :  $\tau_{g,2}$  et celui du mode fondamental :  $\tau_{g,LP_{01}}$  (d'indice de groupe  $n_{g,LP_{01}}$ ) sur la carte temps-longueur d'onde est proportionnelle à la distance suivant laquelle il s'est propagé  $L_2$  selon (cf. figure 7.7.(b-c) et équation (7.1)) :

$$\tau_{g,2} - \tau_{g,LP_{01}} = (n_{g,2} - n_{g,LP_{01}}) \times \frac{L_2}{c} \quad (7.3)$$

Ainsi, des modes d'indices de groupe voisins, nécessitent une grande distance de propagation  $L_2$  pour pouvoir être séparés sur la carte temps-longueur d'onde.

Ainsi, par exemple, pour que la différence des temps de groupes des modes  $LP_{11}$  et  $LP_{01}$  soit supérieure à  $1\text{ps}$  à la longueur d'onde de  $1.55\mu\text{m}$ , il est nécessaire que la longueur de propagation du mode

$LP_{11}$  soit supérieure à  $56cm$ . Pour la détection des modes de cœur d'ordre supérieur, la pression est donc appliquée loin de la sortie de la fibre ( $\sim 90cm$  et  $\sim 65cm$  pour les fibres  $A$  et  $B$  respectivement) afin de pouvoir séparer les traces des différents modes de cœur.

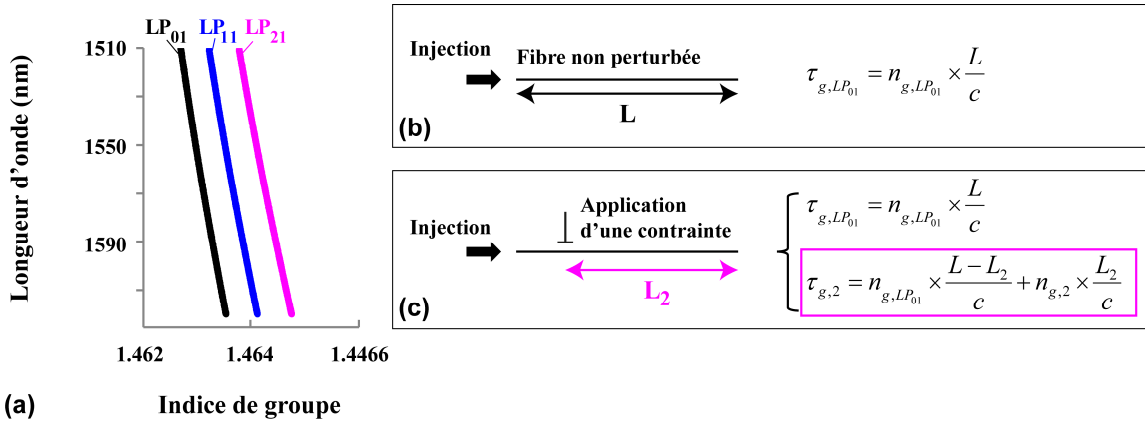


FIGURE 7.7 – (a) Indice de groupe des trois premiers modes de cœur. Schéma explicatif du temps de groupe des modes enregistrés dans le cas où la fibre n'est sujette à aucune perturbation (b), dans le cas où un mode d'indice de groupe  $n_{g,2}$ , est excité par l'application d'une pression (c).

Pour l'étude des modes du premier anneau de haut indice avec le montage OLCI, la pression est appliquée loin de la soudure ( $\sim 90cm$  et  $\sim 60cm$  pour les fibre  $A$  et  $B$  respectivement). De cette manière, sur la carte, les traces dues à la soudure sont clairement séparées de celles dues aux micro-courbures. Le point d'application est alors proche de la sortie de la fibre, et induit donc une faible distance de propagation.

Les modes d'anneaux de bas indice sont, en revanche, très difficiles à détecter avec un montage OLCI. En effet, ces modes ont des indices de groupe très proches de ceux des modes de cœur et nécessiteraient donc une grande distance de propagation pour que leur trace et celle du mode fondamental soient séparables (cf. équation 7.3). D'un autre côté ces modes présentent de très fortes pertes par propagation ( $> 400dB/m$ ) et une grande distance de propagation entraîne une énergie restante dans les modes négligeable. La détection de ces modes a donc été assurée à l'aide des images acquises à la caméra. Dans ce cas, la perturbation est appliquée près de la sortie de la fibre ( $\sim 6cm$ ) pour assurer une énergie suffisante en sortie de fibre.

### Effet d'une pression latérale locale

Afin de se faire une première idée de l'effet des micro-courbures, l'impact d'une pression latérale locale faible obtenue en plaçant une tige métallique de  $10mm$  de diamètre sur ces fibres a tout d'abord été étudié. Pour ces deux fibres, les images à la caméra révèlent une excitation des modes de cœur d'ordre supérieur et/ou des modes d'anneaux de bas indice due aux micro-courbures. La figure 7.8 présente les cartes des modes de cœur ainsi obtenues pour la fibre  $A$  (c) et la fibre  $B$  (d). Les deux cartes indiquent le même comportement pour les deux fibres : une trace intense apparaît à côté de la trace correspondant au mode fondamental de cœur ( $LP_{01}$ ). Par confrontation avec les données issues d'une étude en modélisation, nous identifions cette trace comme étant celle du mode d'ordre supérieur ( $LP_{11}$ ).

La cartographie des modes d'anneaux de haut indice a tout d'abord été réalisée, en maintenant le point de pression loin de la sortie de la fibre (c'est - à - dire à une position différente de celle indiquée dans le protocole décrit précédemment). La carte obtenue pour la fibre  $B$  est identique à la référence. En revanche, la carte de la fibre  $A$  révèle une importante différence par rapport à la référence : une seconde séquence de traces discrètes apparaît à la longueur d'onde de  $1537nm$  (cf. figure 7.9.(a)). Les résultats

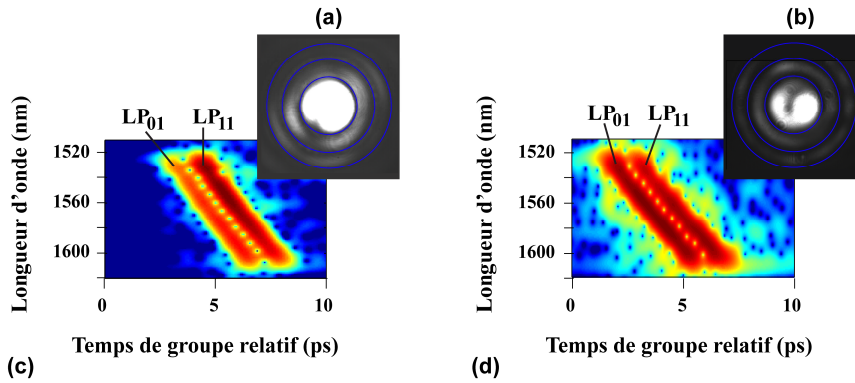


FIGURE 7.8 – Images acquises à la caméra à la longueur d'onde de  $1550\text{nm}$  (a), (b) et cartes temps-longueur d'onde des modes de cœur (c), (d) de la fibre (a), (c) et de la fibre B (b), (d) sujette à un pression latérale locale de faible intensité.

modélisation indiquent que ces traces correspondent au mode du premier anneau de haut indice :  $LP_{14,1}$ . En effet, un croisement entre la courbe de dispersion du mode de cœur  $LP_{11}$  et celle du mode  $LP_{14,1}$  du premier anneau de haut indice a lieu à cette longueur d'onde (cf. figure 7.9.(b)). Notons que ce mode d'anneau n'est pas directement excité par les micro-courbures, son excitation est le résultat de la propagation du premier mode de cœur d'ordre supérieur  $LP_{11}$  à travers la fibre A qui contient des imperfections de réalisation significatives.

La cartographie des modes du premier anneau de haut indice a ensuite été réalisée selon le protocole décrit précédemment (c'est - à - dire en appliquant la pression près de la sortie de la fibre). Les cartes obtenues sont alors similaires à celles acquises en l'absence de perturbation présentées en figure 7.6. On peut donc conclure, pour les deux fibres, qu'il n'y a pas de couplages supplémentaires vers les modes d'anneaux de haut indice directement induits par les micro-courbures.

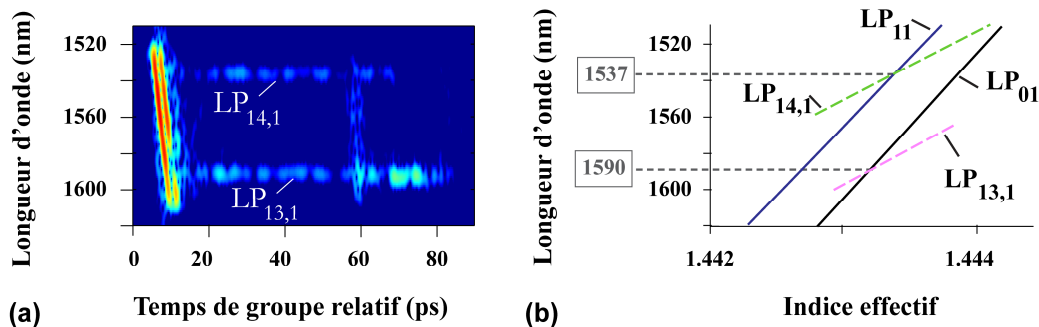


FIGURE 7.9 – (a) Carte des modes du premier anneau de haut indice de la fibre A sujette à une pression latérale locale de faible intensité appliquée loin de la sortie de la fibre. (b) Indices effectifs des deux premiers modes de cœur et des modes d'anneaux de haut indice  $LP_{13,1}$  et  $LP_{14,1}$ .

### Effet d'une pression latérale multi-points

L'effet de pressions réparties en plusieurs points (pression multi-points) a ensuite été étudié en appliquant une grille de  $12\text{cm}$  de largeur sous une plaque sur la fibre. La masse de la plaque est de  $\sim 0.5\text{kg}$ , il s'agit donc d'une faible pression. L'intensité de la pression est augmentée en ajoutant un poids sur la plaque. La masse posée sur la plaque est alors de  $\sim 2.5\text{kg}$ , il s'agit alors d'une forte pression. Pour les deux fibres, les images à la caméra et les cartes temps-longueur d'onde des modes de cœur et du premier mode d'anneau de haut indice ont indiqué qu'une pression latérale multi-points de faible intensité a le même

effet que celui provoqué par une pression latérale ponctuelle. En revanche, les cartes des modes du premier anneau de haut indice, présentées en figure 7.11, indiquent qu'une pression multi-points de forte intensité induit des couplages supplémentaires vers les modes d'anneaux de haut indice.

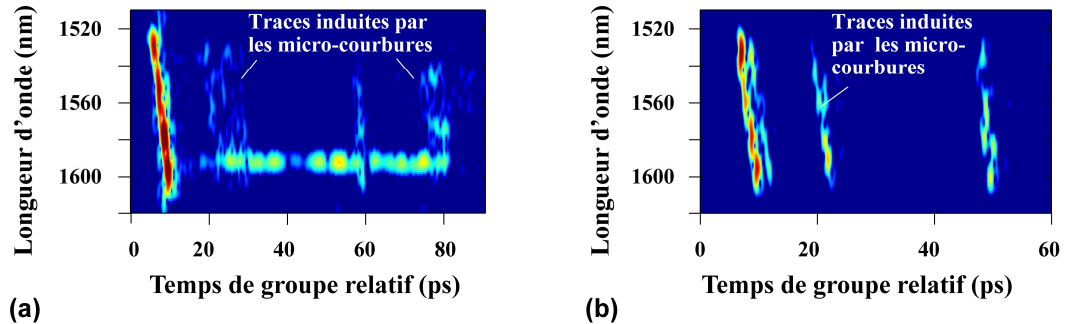


FIGURE 7.10 – Cartes des modes du premier anneau de haut indice pour la fibre A (a) et la fibre B (b), sujettes à une pression répartie en plusieurs points, de forte intensité, appliquée près de la sortie de la fibre.

#### 7.1.4 Conclusion

Dans cette section, le comportement en micro-courbures d'un profil de fibre de Bragg à grande aire effective et faibles contrastes d'indice a été analysé par utilisation combinée d'une technique OLCI et d'une acquisition d'images par caméra. Nous avons démontré que le principal effet des micro-courbures est un fort couplage du mode fondamental de cœur ( $LP_{01}$ ) vers le premier mode de cœur d'ordre supérieur ( $LP_{11}$ ). Cette démonstration permet de comprendre la plus grande sensibilité aux micro-courbures aux plus faibles longueurs d'onde de la fibre de Bragg précédemment observée en section 6.2.3. En effet, les résultats de modélisation montrent qu'à l'intérieur d'une fenêtre de transmission, la différence entre les indices effectifs des modes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$  de cœur diminue lorsque la longueur d'onde diminue (cf. figure 4.12 du chapitre 4). La constante de couplage de ces deux modes étant d'autant plus forte que la différence entre leur indices effectifs est faible [13], le couplage est plus intense pour les plus faibles longueurs d'onde de la première fenêtre de transmission. Les pertes par micro-courbures sont donc plus fortes pour le mode fondamental au plus faibles longueurs d'onde de la fenêtre de transmission.

D'autre part nous avons démontré l'importance de la qualité de fabrication des fibres sur la qualité de leur faisceau de sortie, en détectant la présence des modes d'anneaux de haut indice. A cause de leurs pertes négligeables, ces modes sont les seuls modes qui ne peuvent être supprimés même après s'être propagés sur une grande longueur de fibre. Dans le cas de la fibre contenant des imperfections, des modes d'anneaux de haut indice sont excités par l'application de micro-courbures, même pour une faible pression. Au contraire pour une fibre de meilleure qualité ces modes sont excités uniquement dans le cas d'une contrainte de forte intensité. Il en résulte que si de faibles pressions sont appliquées sur la fibre, une propagation monomode pour le mode fondamental de cœur est restaurée après quelques mètres de propagation dans une fibre laissée intacte de toute pression.

## 7.2 Impact des micro-courbures : comparaison avec la solution saut d'indice

L'étude précédente a démontré que dans une fibre de Bragg, réalisée dans de bonnes conditions de fabrication, le premier effet des micro-courbures était le couplage vers le premier mode d'ordre supérieur. Nous analysons ici, les implications théoriques de ce résultat expérimental.

### 7.2.1 Analyse théorique

Que ce soit dans le cas d'une fibre à profil saut d'indice ou d'une fibre de Bragg, le premier effet des micro-courbures sur un faisceau monomode pour le mode fondamental est le couplage vers le premier mode de cœur d'ordre supérieur  $LP_{11}$ . En se plaçant dans un repère de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ ,  $z$  étant l'axe de la fibre non perturbée. Le coefficient de couplage  $C_{01 \rightarrow 11}$  entre le mode  $LP_{01}$ , de champ scalaire  $\psi_{01}$ , d'indice effectif  $n_{\text{eff}}^{01}$  et le mode  $LP_{11}$ , de champ scalaire  $\psi_{11}$ , d'indice effectif  $n_{\text{eff}}^{11}$  d'une fibre sujette à des micro-courbures de rayon local  $R(z)$  s'écrit [13, 158] :

$$C_{01 \rightarrow 11} = F(\Delta\beta) \times \frac{1}{\lambda^2} \times \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} r \cos\theta \psi_{01}(r, \theta) \psi_{11}(r, \theta) r dr d\theta \quad (7.4)$$

Dans cette équation,  $F(\Delta\beta)$  est le spectre de puissance de  $1/R(z)$  à la fréquence spatiale  $\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{\text{eff}}^{01} - n_{\text{eff}}^{11})$ . En pratique, le spectre de puissance n'est pas connu, mais il est généralement supposé être de la forme [159] :

$$F(\Delta\beta) = \frac{K}{\Delta\beta^{2p}} \quad (7.5)$$

où  $K$  et  $p$  sont des paramètres ajustables.

Il en résulte que le coefficient de couplage  $C_{01 \rightarrow 11}$  est proportionnel à l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur de la fibre perturbée et est d'autant plus faible que la différence entre les indices effectifs des deux modes est grande. En considérant, qu'à une longueur d'onde donnée, les intégrales de recouvrement entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur d'une fibre de Bragg et d'une fibre à saut d'indice qui subissent une même perturbation sont identiques, la sensibilité aux micro-courbures de chacune des structures peut être évaluée par comparaison de la différence entre leur indice effectif. Cette comparaison qui est effectuée à la section suivante pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ .

### 7.2.2 Résultats numériques

Dans une fibre de Bragg choisie selon les règles de design du chapitre 5 ou 6, la longueur d'onde d'opération (ici  $1.06\mu\text{m}$ ) est éloignée des limites des fenêtres de transmission de la fibre non courbée. Il en résulte que les indices effectifs des deux premiers modes de cœur peuvent être approchés par ceux de l'antiguide équivalent (cf. section 4.1.4). Que ce soit pour la fibre à saut d'indice ou l'antiguide, la dégénérescence du mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$  est levée par l'application d'une courbure (cf. section 6.3.1). Pour évaluer, la sensibilité aux micro-courbures de ces deux fibres, nous avons examiné la différence  $\delta n_{\text{eff}}$  entre l'indice effectif du mode fondamental de cœur et celui du mode d'ordre supérieur de plus grand indice effectif : le mode  $LP_{11}^H$ . Cette différence est tracée en fonction de l'Aire effective pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  dans le cas de guides courbés à un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  en figure 7.11. Avec les notations définies en section 5.1.1, les paramètres de l'antiguide utilisés pour le calcul sont :  $[n_c = 1.4497, n_g = 1.4738]$ . Cette figure révèle, qu'à aire effective égale, la quantité  $\delta n_{\text{eff}}$  est comparable pour les deux types de fibres.

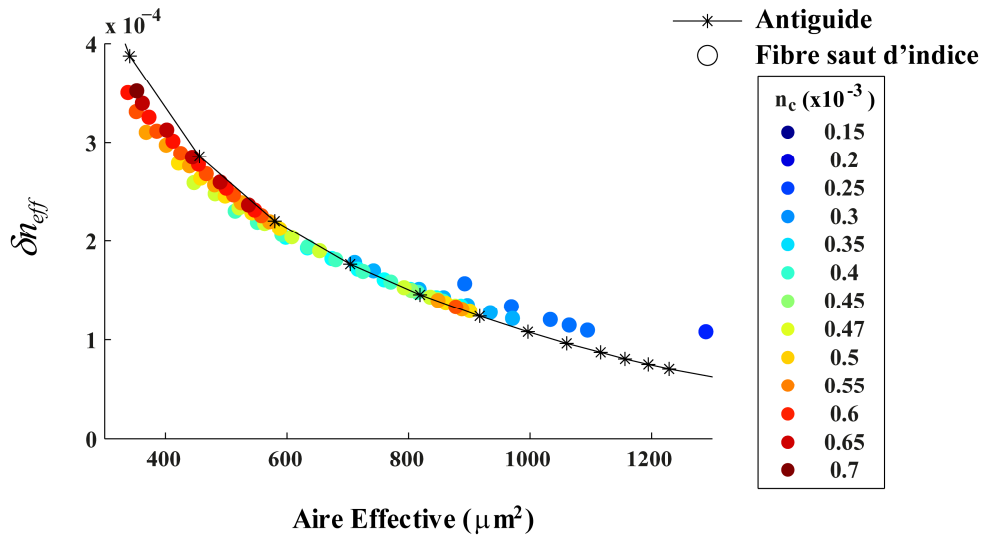


FIGURE 7.11 – Différences entre les indices effectifs du mode fondamental de cœur et du mode d'ordre supérieur  $LP_{11}^H$  dans le cas de fibres à saut d'indice de différentes caractéristiques et d'antiguides à cœur de silice non dopée à grand paramètre de guide, pour une longueur d'onde de  $1.06\mu m$  dans le cas de guides courbés à un rayon de courbure de  $20cm$ .

### 7.3 Conclusion

Nous avons expérimentalement démontré que malgré le nombre important de modes qu'elle peut supporter (modes de cœur d'ordre supérieur, modes d'anneaux de haut indice, modes d'anneaux de bas indice), le premier effet des micro-courbures sur une fibre de Bragg de bonne qualité de fabrication est le couplage du mode fondamental de cœur vers le premier mode d'ordre supérieur  $LP_{11}$ . Ce comportement est identique à celui observé dans le cas des fibres à saut d'indice, ce qui permet une comparaison des performances de chacun des deux types de fibres par une étude exploratoire théorique et numérique simple. Les premiers résultats indiquent qu'à aire effective égale, la sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg et des fibres à saut d'indice est comparable.



# Conclusions et perspectives

## Conclusions

Nos travaux ont eu pour objet l'évaluation des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice pour le transport de fortes puissances. Nous avons étudié les propriétés fondamentales des fibres de Bragg pour cette application en adoptant, selon les cas, une approche théorique, analytique, numérique ou expérimentale.

Nous avons, tout d'abord, choisi un certain nombre de critères d'évaluation d'une fibre pour le transport de fortes puissances (en nous appuyant sur les critères utilisés dans la littérature) et évalué numériquement les performances du profil de fibre le plus simple qui puisse exister : le profil saut d'indice. Cette étude a révélé que l'aire effective maximale atteignable à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$ , est, en théorie, de  $1073\mu\text{m}^2$  si la fibre est maintenue parfaitement droite et de  $770\mu\text{m}^2$  dans le cas d'une fibre courbée en un rayon de  $20\text{cm}$  (dont les pertes par courbure sont inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{m}$ ). De plus, les pertes par courbure minimales atteignables avec cette solution pour une aire effective de  $488\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  ont été établies à  $0.56 \times 10^{-3}\text{dB}/\text{m}$ . Une première étude expérimentale met en évidence les difficultés de réalisation de tels profils dues aux très faibles différences d'indice qu'ils présentent. Ces résultats nous ont servi de référence pour l'étude.

Le potentiel des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice pour le transport de fortes puissances a ensuite été étudié dans le cas où elles sont maintenues non courbées et exemptes de toute perturbation. Nous avons, dans un premier temps, expliqué l'apparente inconsistance qui émane de la lecture de la littérature entre les résultats théoriques portant sur les fibres de Bragg à forts contrastes d'indice et les résultats numériques et expérimentaux traitant des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice. Il a, en particulier, été mis en évidence que les modèles analytiques de la littérature traitant des forts contrastes d'indice étaient précis pour les premiers modes de cœur des fibres de Bragg à grand cœur et faibles contrastes d'indice.

Cette démonstration nous a permis, dans un second temps, de mettre au point un modèle analytique permettant de prédire les pertes de guidage des fibres de Bragg à grand cœur et faibles contrastes d'indice. Dans ce modèle, l'approximation asymptotique est reprise pour évaluer le champ dans la gaine et l'image de l'antiguide équivalent est utilisée pour évaluer le champ dans le cœur. La comparaison des résultats de ce modèle avec ceux issus d'une méthode numérique considérée comme exacte a révélé sa très grande précision, loin des résonances avec les modes d'anneaux. Un autre modèle permettant d'isoler la contribution de chaque élément de la gaine et de traiter le cas de gaines présentant des défauts dans leur périodicité a également été établi. Plus général que le premier modèle, sa précision est, par contre, un peu moins grande. Grâce à ces modèles, des règles de design sont numériquement dégagées pour les fibres de Bragg et un profil présentant, en théorie, une aire effective de  $1538\mu\text{m}^2$  et assurant une sortie monomode pour le

mode fondamental de cœur a été proposé. Soit une augmentation de  $465\mu\text{m}^2$  par rapport à l'aire effective maximale atteignable avec la solution saut d'indice monomode.

Puis l'influence de l'application d'une macro-courbure sur les propriétés des fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice a été étudiée. Nous avons démontré qu'il existe des profils de fibre de Bragg pour lesquels, en théorie, seuls les modes d'anneaux de bas indice jouent un rôle prépondérant dans la délimitation des fenêtres de transmission du mode fondamental de cœur des fibres de Bragg lors de l'application de courbures. La précision de la prédiction de cette délimitation par notre outil numérique est validée expérimentalement par les mesures de pertes par courbure effectuées sur la première fibre de Bragg réalisée avec le procédé PCVD.

Des profils de fibre de Bragg dépassant les limitations des fibres à saut d'indice ont ensuite été obtenus numériquement par la proposition de structures originales dans lesquelles la contrainte de périodicité est relâchée pour les anneaux de bas indice. Une aire effective de  $1006\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  dans une fibre assurant des pertes par courbure inférieures à  $0.1\text{dB}/\text{m}$  pour le mode fondamental et des pertes par courbure supérieures à  $10\text{dB}/\text{m}$  pour le premier mode d'ordre supérieur pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$  a ainsi été obtenue, soit une augmentation de  $236\mu\text{m}^2$  par rapport à l'aire effective maximale obtenue dans une fibre à saut d'indice dans les mêmes conditions. De plus, pour une aire effective de  $488\mu\text{m}^2$  à la longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ , une fibre de Bragg a été obtenue avec des pertes par courbure supérieures à  $10\text{dB}/\text{m}$  pour le premier mode d'ordre supérieur et des pertes par courbure de  $0.03\text{dB}/\text{km}$  pour le mode fondamental (soit une valeur plus de dix fois inférieure aux pertes par courbure minimales atteignables dans une fibre à saut d'indice dans les mêmes conditions). Ces performances sont atteintes au prix d'une légère relaxation du critère de monomodalité (certains modes d'ordre supérieur à celui du premier mode d'ordre supérieur présentent, en effet, de faibles pertes par courbure). Cependant, la possibilité d'assurer un faisceau monomode en sortie de ces profils est théoriquement prédite, si une injection bien contrôlée du mode fondamental est réalisée en entrée. Ces profils permettent, en théorie, le filtrage de tout mode d'ordre supérieur susceptible d'être excité par la présence de micro-courbures ou d'imperfection de fabrication. Une vérification expérimentale de cette propriété est nécessaire.

Enfin, une première étude de l'influence des micro-courbures sur les fibres de Bragg à faibles contrastes d'indice a été effectuée, pour la première fois, à notre connaissance. Il a été expérimentalement démontré que, bien qu'elles puissent supporter un nombre important de modes, le premier effet de la courbure sur un faisceau monomode se propageant dans une fibre de Bragg est le couplage vers le premier mode de cœur d'ordre supérieur. Ce comportement est identique à celui observé dans le cas des fibres à profil saut d'indice. L'importance d'une bonne qualité de fabrication de la fibre de Bragg sur la composition monomodale de son faisceau de sortie a également été démontrée. Une première étude exploratoire théorique et numérique indique qu'à aire effective égale, les sensibilités aux micro-courbures des fibres de Bragg et des fibres à profils saut d'indice sont semblables.

### Perspectives

Sur le plan technologique, les perspectives concernent la réalisation expérimentale de profils de fibre de Bragg performants déterminés pendant nos travaux et leur étude expérimentale. Dans le cas de fibres flexibles, les étapes suivantes sont la réalisation expérimentale des profils performants contenant des anneaux de bas indice de largeurs différentes, la vérification expérimentale de leur capacité à assurer un faisceau de sortie monomode et un essai expérimental de transport de fortes puissances à travers ces échantillons. D'autre part, ces structures flexibles ou non pourront être adaptées à une architecture double gaine dont le cœur est dopé aux terres rares (par exemple l'Ytterbium) [51] en vue de la génération de très fortes

puissances. La plus grande aire effective de ces designs par rapport aux fibres de Bragg actives existantes, permettrait de dépasser les limites de puissances disponibles dans ces fibres (100W en régime continu). Étape nécessaire au dépassement des limites obtenues avec les autres types de fibres (10kW en régime continu [10]).

Sur le plan expérimental, une étude quantitative des pertes induites par l'application de micro-courbures sur les fibres de Bragg à grande aire effective et leur comparaison à celles des fibres à saut d'indice présentant la même aire effective et réalisée dans les mêmes conditions (même gaine polymère protectrice, même diamètre externe. . . ) permettra de confirmer ou infirmer notre première conclusion, issue de notre étude exploratoire théorique, statuant que les sensibilités aux microcourbures des deux types de fibres seraient équivalentes.

Sur le plan analytique, d'autres modèles peuvent être mis au point en suivant la méthodologie que nous avons adoptée. Par exemple, un modèle analytique pour les fibres de Bragg à forts contrastes d'indice et faible rayon de cœur pourra être mis au point, en utilisant le modèle de Sakai [160] pour approcher le champ dans le cœur, tout en conservant l'approximation asymptotique pour le champ dans la gaine.

Enfin, sur le plan théorique, il serait intéressant d'analyser les propriétés d'autres types de fibres à bandes interdites photoniques à la lumière des résultats de cette étude. En particulier, il serait intéressant d'étudier la transposition ou l'adaptation des résultats de l'étude analytique (réalisée dans ce manuscrit pour le cas particulier de fibres à symétrie cylindrique), à d'autres types de fibres micro-structurées ne présentant pas de symétrie cylindrique et pour lesquelles le développement d'une étude analytique serait plus complexe.



## Annexe A

# Modes à pertes de guidage

Dans cet annexe, une définition des pertes de guidage d'une mode est tout d'abord indiquée puis une méthode de calcul de ces pertes est présentée. Dans toute la suite, une fibre de couche externe d'indice de réfraction constant  $n_{out}$  s'étendant jusqu'à un rayon infini est considérée.

### Définition des pertes de guidage

Une des différences fondamentales entre les fibres de Bragg et les fibres à guidage par réflexion totale interne est que, dans le cas des fibres de Bragg, les modes de cœur sont tous des modes à pertes (« modes leaky »). Le champ de ces modes diverge lorsque le rayon tend vers l'infini, mais vérifie la condition de Sommerfeld (condition selon laquelle le flux du champ dans la direction radiale orienté vers l'intérieur de la fibre est nul). Ces modes admettent un indice effectif complexe. La partie réelle de leur indice effectif est inférieure à l'indice de réfraction  $n_{out}$  de la gaine externe de la fibre. La présence de la partie imaginaire implique une perte de puissance au cours de la propagation, appelée pertes de guidage.

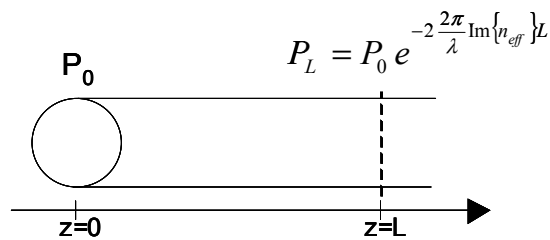


FIGURE A.1 – Schéma des flux de puissance dans le cas d'un mode à pertes.

En considérant qu'une puissance  $P_0$  est injectée à l'abscisse  $z = 0$  dans un mode à pertes d'indice effectif :  $n_{eff} = Re\{n_{eff}\} + i * Im\{n_{eff}\}$ , la puissance  $P_L$  contenue dans le mode au bout d'une distance  $L$  à la longueur d'onde  $\lambda$  s'écrit (cf. figure A.1) :

$$P_L = P_0 e^{-2 \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}\{n_{eff}\} L} \quad (\text{A.1})$$

Soit :

$$P_L (dB) = P_0 (dB) - \frac{40\pi}{\lambda \ln(10)} \text{Im}\{n_{eff}\} L \quad (\text{A.2})$$

Le coefficient de pertes de guidage linéiques à la longueur d'onde  $\lambda$ , s'écrit donc, en  $dB/m$  :

$$\alpha(dB/m) = \frac{40\pi}{\lambda \ln(10)} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{A.3})$$

#### Détermination des pertes de guidage à partir d'un bilan de puissance

Le coefficient de pertes de guidage d'un mode à pertes peut être déterminé par un bilan de puissance. Le champ électrique (respectivement magnétique) est noté  $\vec{E}$  (respectivement  $\vec{H}$ ). Un repère de coordonnées cylindriques ayant pour axe l'axe de la fibre est choisi. En notant  $P_Z$  le flux de puissance le long de l'axe de la fibre, la variation de puissance  $dP_Z$  au bout de la longueur de fibre élémentaire  $dz$  s'écrit :

$$dP_Z = -2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \text{Im}\{n_{\text{eff}}\} dz \cdot P_Z \quad (\text{A.4})$$

avec

$$P_Z = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \text{Re}(E_r H_{\theta}^* - E_{\theta} H_r^*) r dr d\theta \quad (\text{A.5})$$

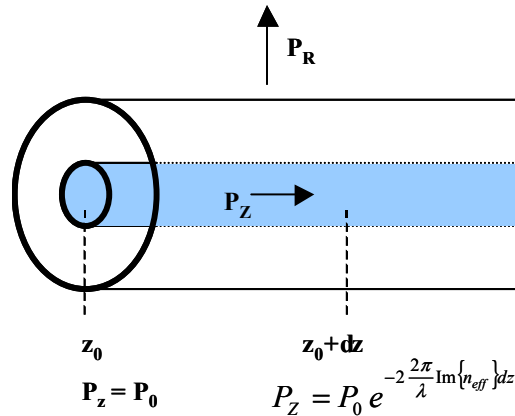


FIGURE A.2 – Bilan de puissance dans le cas d'un mode à pertes.

Cette variation  $dP_Z$  est égale au produit du flux total de puissance dans la direction radiale par unité de longueur  $P_R$  par la distance  $dz$  (cf. figure A.2) :

$$dP_Z = -P_R \cdot dz \quad (\text{A.6})$$

avec

$$P_r = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \text{Re}[(E_{\theta} H_z^* - E_z H_{\theta}^*)_{r=R}] R d\theta \quad (\text{A.7})$$

où  $R$  un rayon situé dans la couche externe de la fibre.

Il s'ensuit que la partie imaginaire de l'indice effectif du mode vérifie :

$$2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \text{Im}\{n_{\text{eff}}\} = \frac{P_R}{P_z} \quad (\text{A.8})$$

Le coefficient d'atténuation  $\alpha$  en  $dB/m$ , s'écrit alors :

$$\alpha(dB/m) = \frac{10}{\ln(10)} \frac{P_R}{P_z} \quad (A.9)$$





## Annexe B

# Détermination des caractéristiques de propagation d'un mode

Le chapitre 2 indique les deux méthodes utilisées au cours de ces travaux pour déterminer l'indice effectif d'un mode donné d'une fibre donnée (la méthode des éléments finis et la méthode matricielle). L'obtention des principales autres caractéristiques de propagation d'un mode donné est détaillée ci-dessous. Les notations utilisées dans cet annexe sont celles définies au chapitre 2.

### Pertes de guidage

Le coefficient d'atténuation à la longueur d'onde  $\lambda$ , en  $dB/m$ , dû aux pertes de guidage se déduit de la partie imaginaire de l'indice effectif d'un mode selon l'équation (cf. Annexe A) :

$$\alpha(dB/m) = \frac{40\pi}{\lambda \ln(10)} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{B.1})$$

### Dispersion chromatique de guide

La dispersion chromatique de guide  $D_G$  se déduit de la partie réelle de l'indice effectif suivant :

$$D_G = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}\{n_{\text{eff}}\}}{d\lambda^2} \quad (\text{B.2})$$

Dans cette équation,  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans l'outil de modélisation réalisé dans le cadre de ces travaux (méthode matricielle), nous avons utilisé la formule suivante :

$$D_G = -\frac{\lambda}{c} \frac{1}{12} \frac{-\text{Re}\{n_{\text{eff}}\}(\lambda - 2d\lambda) + 16\text{Re}\{n_{\text{eff}}\}(\lambda - d\lambda) - 30\text{Re}\{n_{\text{eff}}\}(\lambda) + 16\text{Re}\{n_{\text{eff}}\}(\lambda + d\lambda) - \text{Re}\{n_{\text{eff}}\}(\lambda + 2d\lambda)}{d\lambda^2} \quad (\text{B.3})$$

Notons que la dispersion matériau a été prise en compte par notre outil de modélisation lors du calcul de l'indice effectif des modes, par l'utilisation d'une loi de Sellmeier<sup>1</sup> pour déterminer l'indice de réfraction des matériaux constituant la fibre à une longueur d'onde donnée.

---

1. Les coefficients de Sellmeier utilisés dans cette loi sont confidentiels.

### Composantes du champ électromagnétique

Les six composantes du champ électromagnétique peuvent être déterminées dans la tranche  $P$ , à l'aide de la matrice de représentation  $M_P^6$  selon :

$$\begin{bmatrix} E_z \\ -iH_\theta \\ H_z \\ iE_\theta \\ -iH_r \\ -iE_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(v\theta + \varphi_0) & & & & & \\ & \cos(v\theta + \varphi_0) & & & & \\ & & \sin(v\theta + \varphi_0) & & & \\ & & & \sin(v\theta + \varphi_0) & & \\ & & & & \cos(v\theta + \varphi_0) & \\ & & & & & \sin(v\theta + \varphi_0) \end{bmatrix} \cdot M_P^6(n_{\text{eff}}, v, r) \begin{bmatrix} A_P \\ B_P \\ C_P \\ D_P \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

avec

$$M_P^6(n_{\text{eff}}, v, r) = \begin{bmatrix} Z_v(k_{Pr}) & X_v(k_{Pr}) & 0 & 0 \\ \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2}{k_P} Z'_v(k_{Pr}) & \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2}{k_P} X'_v(k_{Pr}) & \frac{v\beta}{k_P^2 r} Z_v(k_{Pr}) & \frac{v\beta}{k_P^2 r} X_v(k_{Pr}) \\ 0 & 0 & Z_v(k_{Pr}) & X_v(k_{Pr}) \\ \frac{v\beta}{k_P^2 r} Z_v(k_{Pr}) & \frac{v\beta}{k_P^2 r} X_v(k_{Pr}) & \frac{\omega \mu_0}{k_P} Z'_v(k_{Pr}) & \frac{\omega \mu_0}{k_P} X'_v(k_{Pr}) \\ \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2 v}{k_P^2 r} Z_v(k_{Pr}) & \frac{\omega \epsilon_0 n_P^2 v}{k_P^2 r} X_v(k_{Pr}) & \frac{\beta}{k_P} Z'_v(k_{Pr}) & \frac{\beta}{k_P} X'_v(k_{Pr}) \\ \frac{\beta}{k_P} Z'_v(k_{Pr}) & \frac{\beta}{k_P} X'_v(k_{Pr}) & \frac{\omega \mu_0 v}{k_P^2 r} Z_v(k_{Pr}) & \frac{\omega \mu_0 v}{k_P^2 r} X_v(k_{Pr}) \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

où

$$k_P = \begin{cases} \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_P^2 - n_{\text{eff}}^2}, & \text{si } n_{\text{eff}} < n_P \\ \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_P^2}, & \text{si } n_{\text{eff}} > n_P \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

$Z_v = J_v$  et  $X_v = I_v$ , si  $n_{\text{eff}} < n_P$

$Z_v = K_v$  et  $X_v = I_v$ , si  $n_{\text{eff}} > n_P$  ;

$A_P, B_P, C_P, D_P$  constant dans la tranche  $P$

et  $\varphi_0 = 0$  ou  $\frac{\pi}{2}$  constant pour toutes les tranches.

### Aire effective

En notant  $\vec{E}$ , le champ électrique vectoriel, et  $(xy)$  le plan normal à l'axe  $z$  de propagation de la fibre, l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  est définie par :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x,y)|^4 dx dy} \quad (\text{B.7})$$

## Annexe C

# Base des modes polarisés linéairement, modes $LP$

Dans le cas des fibres à guidage par réflexion totale interne, une approximation dite des faibles guidage permet de démontrer que la base des modes vectoriels ( $TE, TM, HE$ ) peut être approchée par une base de mode scalaire appelée base des modes linéairement polarisés  $LP$ . L'obtention de cette base dans le cas d'une fibre à saut d'indice est détaillée dans cet annexe.

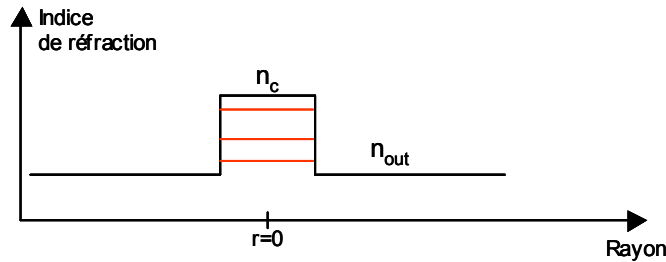


FIGURE C.1 – Schéma d'une fibre à saut d'indice dans lequel les indices effectifs des différents modes guidés pouvant se propager sont indiqués en rouge.

Les notations utilisées sont celles définies dans le chapitre 2 et son résumées en figure C.1.

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, la résolution des équations de Maxwell dans le cas de la recherche des modes guidés (c'est à dire des modes dont l'indice effectif vérifie  $n_{\text{eff}} > n_{\text{out}}$ ) mène à l'équation [14, 15, 102] :

$$\left[ \frac{J'_v(k_c r_c)}{k_c J_v(k_c r_c)} + \frac{K'_v(ik_{\text{out}} r_c)}{ik_{\text{out}} K_v(ik_{\text{out}} r_c)} \right] \left[ \frac{J'_v(k_c r_c)}{k_c J_v(k_c r_c)} + \frac{n_{\text{out}}^2}{n_c^2} \frac{K'_v(ik_{\text{out}} r_c)}{ik_{\text{out}} K_v(ik_{\text{out}} r_c)} \right] = \left( \frac{2\pi v \beta (n_c^2 - n_{\text{out}}^2)}{\lambda r_c n_1 k_c^2 k_{\text{out}}^2} \right)^2 \quad (\text{C.1})$$

Dans cette équation  $ik_{\text{out}}$  est réel car  $n_{\text{eff}} > n_{\text{out}}$ . Dans cette équation le prime indique la différentiation par rapport à l'argument. La résolution numérique de cette équation conduit à un nombre fini de solutions réelles pour l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  et le nombre azimutal  $v$  (c'est à dire à un nombre fini de modes guidés). Les solutions pour un nombre azimutal donné sont indexées à l'aide du nombre  $\mu$  appelé nombre de mode radial,  $\mu = 1$  correspondant à la plus grande valeur de  $n_{\text{eff}}$ . Les composantes du champ électromagnétique peuvent être déterminées à partir de l'équation B.5 de l'annexe B. Pour  $v = 0$ , ces modes sont

transverses électriques ( $TE$ ) ou transverses magnétiques ( $TM$ ) car leur composante selon l'axe  $z$  est nulle. En revanche, pour  $v \neq 0$ , les modes sont hybrides et sont dénommés  $HE_{v\mu}$  (si  $\phi_0 = 0$  dans l'équation B.5 de l'annexe B) et  $EH_{v\mu}$  (si  $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$  dans l'équation B.5 de l'annexe B) [14, 15, 102]. Pour les modes hybrides, les six composantes du champ électromagnétique sont différentes de zéro.

L'approximation des faibles guidages consiste à se placer dans le cas de faibles différences d'indice et d'un cœur de diamètre supérieur à quelques longueurs d'onde. L'équation (C.1) peut alors être simplifiée. Il apparaît alors que les modes à l'intérieur des groupes [ $TE_{0,m}$ ,  $TM_{0,m}$  et  $HE_{2,m}$ ] et [ $EH_{l-1,m}$  et  $HE_{l+1,m}$  ( $l > 1$ )] sont dégénérés entre eux [127].

D'autre part, dans cette approximation, les indices  $n_{\text{out}}$  et  $n_c$  sont proches et donc l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  est proche de ces deux indices. Les vecteurs d'onde transverses  $k_c$  et  $k_{\text{out}}$  ont donc une valeur plus faible que dans le cas de grands contrastes. Ce fait et l'expression des différentes composantes du champ électromagnétique (cf. équation B.5 de l'annexe B) indique que les composantes transverses du champ sont grandes devant les composantes longitudinales (les facteurs :  $\frac{\omega\epsilon_0 n_p^2}{k_p}$ ,  $\frac{\omega\mu_0}{k_p}$  et  $\frac{v}{k_p^2 r}$  de ces équations sont grands devant 1). Les composantes longitudinales du champ peuvent alors être négligées (c'est en fait ce qui détermine la précision de cette approximation) [16]. Un mode peut alors être approché par ses composantes transverses. Une base de modes dont le champ électrique est, en tout point de la fibre, dirigé le long d'une unique direction de l'espace peut être obtenue par combinaisons linéaires des modes dégénérés à l'intérieur d'un groupe. Ces modes sont appelés modes scalaire ou linéairement polarisés et sont notés  $LP_{lm}$  ( $LP$  : linéairement polarisés) [16]. La figure C.2 présente un exemple d'obtention des modes linéairement polarisés à partir des modes de la base vectorielle. La table C.1 présente les correspondances entre les modes  $LP_{lm}$  et les modes  $HE_{v\mu}$ ,  $EH_{v\mu}$ ,  $TE_{0\mu}$  et  $TM_{0\mu}$ . Le mode fondamental  $HE_{11}$  correspond au mode  $LP_{01}$ . Le mode  $LP_{01}$  peut être approché avec une bonne précision par une gaussienne [15].

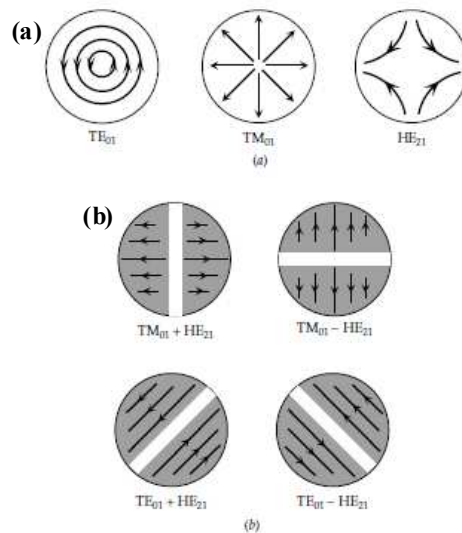


FIGURE C.2 – Modes du groupe [ $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$  et  $HE_{21}$ ] (a) et leur combinaison permettant d'obtenir le mode  $LP_{11}$  (b). (Figure extraite de [161]).

| Notation classique  | Notation LP            | Nombre de modes dégénérés                                       |
|---|------------------------|---|
| $HE_{1\mu}$   | $LP_{0\mu}(l=0)$       | $HE_{1\mu} \times 2$ <b>2</b>                                   |
| $TE_{0\mu}$<br>$TM_{0\mu}$<br>$HE_{2\mu}$   | $LP_{1\mu}(l=1)$       | $TE_{0\mu}$<br>$TM_{0\mu}$<br>$HE_{2\mu} \times 2$ <b>4</b>     |
| $EH_{\nu\mu}, (EH_{l-1,\mu})$<br>( $\nu \geq 1$ )<br><br>$HE_{\nu\mu} (HE_{l+1,\mu})$<br>( $\nu \geq 2$ ) | $LP_{l\mu} (l \geq 2)$ | $EH_{l-1,\mu} \times 2$<br><br>$HE_{l-1,\mu} \times 2$ <b>4</b> |

TABLE C.1 – Table de correspondance entre la notation classique vectorielle et la notation scalaire LP (d'après [102]).



## Annexe D

# Puissance guidée d'un mode hybride

Dans cet annexe, est détaillée, la démonstration des relations (5.48) et (5.49) du chapitre 5 concernant la puissance guidée d'un mode hybride. Les notations utilisées sont celles des chapitres 2 et 5.

En choisissant un repère de coordonnées cylindriques  $(r\theta z)$  d'axe  $z$  parallèle à l'axe de la fibre, la puissance guidée à travers une section transverse  $(r\theta)$  pour un mode de champ électrique  $\vec{E}$  et de champ magnétique  $\vec{H}$  s'écrit (cf. Annexe A) :

$$P_Z = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \text{Re}(E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) r dr d\theta \quad (\text{D.1})$$

Un mode hybride d'indice effectif  $n_{eff}$  est considéré. Nous définissons les  $TE$  et  $TM$  de son champ comme étant les composantes  $(H_z, E_\theta, H_r)$  et  $(E_z, H_\theta, E_r)$  respectivement.

Les puissances  $P_z^{TE}$  et  $P_z^{TM}$  guidées dans les composantes  $TE$  et  $TM$  s'écrivent alors respectivement :

$$P_Z^{TE} = -\frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \text{Re}(E_\theta H_r^*) r dr d\theta \quad (\text{D.2})$$

$$P_Z^{TM} = \frac{1}{2} \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} \text{Re}(E_r H_\theta^*) r dr d\theta \quad (\text{D.3})$$

La puissance totale guidée dans le mode vérifie donc  $P_Z = P_Z^{TE} + P_Z^{TM}$ . La relation (5.48) du chapitre 5 est ainsi démontrée.

On se place dans le cas d'un mode hybride guidée dans le cœur de la fibre de Bragg, son indice effectif  $n_{eff}$  est donc inférieur à l'indice de réfraction du cœur  $n_c$ . La condition de convergence du champ en  $r = 0$  (telle que détaillée à la section 2.1.3) et l'équation (B.5) de l'Annexe B impliquent que :

$$\begin{cases} E_\theta = -iA_0 \frac{\sqrt{\beta}}{k_c^2 r} J_\nu(k_c r) - iC_0 \frac{\omega \mu_0}{k_c} J'_\nu(k_c r) \\ H_r = iA_0 \frac{\omega \epsilon_0 n_c^2 \nu}{k_c^2 r} J_\nu(k_c r) + iC_0 \frac{\beta}{k_c} J'_\nu(k_c r) \end{cases} \quad (\text{D.4})$$

$$\begin{cases} H_\theta = iA_0 \frac{\omega \epsilon_0 n_c^2}{k_c} J'_\nu(k_c r) + iC_0 \frac{\nu \beta}{k_c^2 r} J_\nu(k_c r) \\ E_r = iA_0 \frac{\beta}{k_c} J'_\nu(k_c r) + iC_0 \frac{\omega \mu_0 \nu}{k_c^2 r} J_\nu(k_c r) \end{cases} \quad (D.5)$$

Les puissances guidées  $P_z^{TE}$  et  $P_z^{TM}$  s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} P_Z^{TE} = & -2\pi A_0^2 \frac{\beta \omega \epsilon_0 n_c^2}{k_c^2} \int_{r=0}^{\infty} \left( \frac{\nu}{k_c r} \right)^2 (J_\nu(k_c r))^2 r dr - 2\pi C_0^2 \frac{\omega \mu_0 \beta}{k_c^2} \int_{r=0}^{\infty} (J'_\nu(k_c r))^2 r dr \\ & - 2\pi A_0 \left( \frac{\nu \beta^2}{k_c^3 r} + \frac{\omega \epsilon_0 \mu_0 n_c^2 \beta}{k_c^2 r} \right) \int_{r=0}^{\infty} J_\nu(k_c r) J'_\nu(k_c r) r dr \end{aligned} \quad (D.6)$$

et

$$\begin{aligned} P_Z^{TM} = & -2\pi A_0^2 \frac{\omega \epsilon_0 n_c^2 \beta}{k_c^2} \int_{r=0}^{\infty} (J'_\nu(k_c r))^2 r dr - 2\pi C_0^2 \frac{\omega \mu_0 \beta}{k_c^2} \int_{r=0}^{\infty} \left( \frac{\nu}{k_c r} \right)^2 (J_\nu(k_c r))^2 r dr \\ & - 2\pi A_0 \left( \frac{\nu \beta^2}{k_c^3 r} + \frac{\omega \epsilon_0 \mu_0 n_c^2 \beta}{k_c^2 r} \right) \int_{r=0}^{\infty} J_\nu(k_c r) J'_\nu(k_c r) r dr \end{aligned} \quad (D.7)$$

D'après les propriétés des fonctions de Bessel [108] :

$$\left( \frac{\nu}{k_c r} \right)^2 (J_\nu(k_c r))^2 = (J'_\nu(k_c r) + J_{\nu+1}(k_c r))^2 \quad (D.8)$$

Il s'ensuit que :

$$P_Z^{TE} - P_Z^{TM} = 2\pi \left( C_0^2 \frac{\omega \mu_0 \beta}{k_c^2} - A_0^2 \frac{\beta \omega \epsilon_0 n_c^2}{k_c^2} \right) \int_{r=0}^{\infty} (2J'_\nu(k_c r) J_{\nu+1}(k_c r) + J_{\nu+1}^2(k_c r)) r dr \quad (D.9)$$

D'après les propriétés des fonctions de Bessel [[108]] :

$$2J'_\nu(k_c r) = J_{\nu-1}(k_c r) - J_{\nu+1}(k_c r) \quad (D.10)$$

Donc :

$$\int_{r=0}^{\infty} (2J'_\nu(k_c r) J_{\nu+1}(k_c r) + J_{\nu+1}^2(k_c r)) r dr = \int_{r=0}^{\infty} (J_{\nu-1}(k_c r) J_{\nu+1}(k_c r)) r dr \quad (D.11)$$

Les fonctions de Bessel formant une base orthogonale, il s'ensuit que :  $P_Z^{TE} = P_Z^{TM}$ . La relation (5.49) du chapitre 5 est ainsi démontrée.



## Annexe E

# Choix du premier design de fibres de Bragg réalisé avec le procédé PCVD

Sept paramètres opto-géométriques sont nécessaires pour caractériser entièrement une fibre de Bragg ayant une gaine périodique (cf. figure E.1). Ce nombre est trop important pour permettre l'évaluation de leur potentiel par une étude numérique simple. D'un autre côté, avant nos travaux, les fibres de Bragg n'avaient jamais été fabriquées par le procédé PCVD, et la détermination de leur faisabilité avec cette technique ainsi que l'acquisition de premiers résultats expérimentaux sur leur comportement était un préalable nécessaire à toute étude. Au début de notre recherche, une étude numérique exploratoire des fibres de Bragg était donc nécessaire, afin de réaliser un premier prototype en PCVD. Cette étude est présentée ci-dessous.

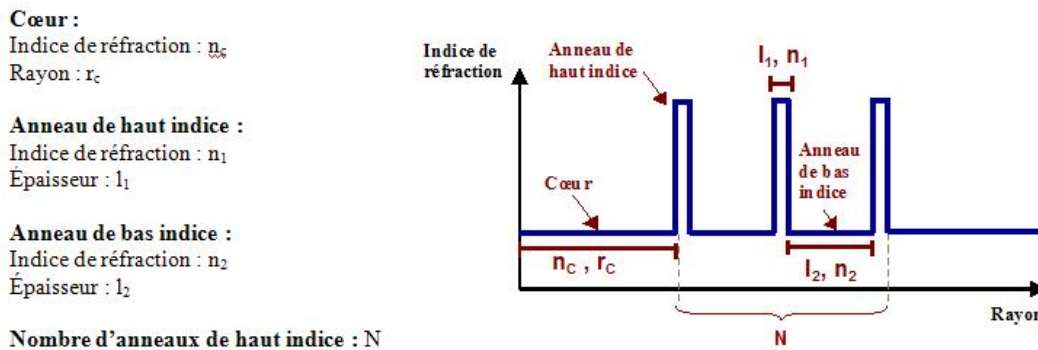


FIGURE E.1 – Paramètres opto-géométriques de design d'une fibre de Bragg.

### E.1 Choix préalable de certains paramètres

Un certain nombre de paramètres ont été préalablement fixés sur la base de considérations de contraintes technologiques ainsi que de propriétés émanant de la revue de la littérature.

#### Choix basés sur des contraintes technologiques

Nous avons cherché à faciliter le plus possible la fabrication de la première fibre de Bragg par le procédé PCVD. Après discussions avec l'équipe de réalisation des fibres de Draka Communications, nous

avons dégagé des contraintes technologiques et avons orienté un certain nombre de choix de designs en conséquences. Tout d'abord le nombre de zones dopées a été minimisé. Les fibres de Bragg considérées dans cette première étude numérique présentent donc un cœur non dopé, et des anneaux de bas indices non dopés  $n_c = n_{\text{silice}} = n_2 = 0$ <sup>1</sup>. Dans la même optique, le nombre d'anneaux de haut indice  $N$  a été limité à 3 au maximum. L'indice de réfraction maximum a été fixé à  $25 \times 10^{-3}$ , leur épaisseur maximale à  $4\mu\text{m}$ , leur épaisseur minimale à  $1\mu\text{m}$ . Le rayon maximal auquel peut s'arrêter un anneau dopé est de  $47\mu\text{m}$ .

### Choix basés sur la revue de la littérature et sur un positionnement

Certains choix ont été réalisés par examen de la littérature rapportant des fibres de Bragg toute silice fabriquées avec le procédé MCVD. Le plus grand rayon de cœur rapporté dans la littérature pour une fibre de Bragg toute silice était de  $20\mu\text{m}$  pour un fonctionnement à la longueur d'onde d'opération de  $850\text{nm}$  et une aire effective pour le mode fondamental de  $530\mu\text{m}^2$  [98] (cf. Table 1.1), section 1.3.4). Sous l'hypothèse que l'aire effective serait du même ordre de grandeur pour une longueur d'onde de  $1.06\mu\text{m}$  et  $0.85\mu\text{m}$  à un rayon de cœur donné, le rayon de cœur a été fixé à  $r_c = 20\mu\text{m}$ . Ce choix permet de se placer dans la région des aires effectives où les pertes par courbure des fibres à saut d'indice ne sont pas négligeables devant l'atténuation de la silice et où les fibres de Bragg pourraient présenter un intérêt.

D'autre part, les pertes de guidage des fibres de Bragg lorsqu'elles sont droites, apparaissent, en première analyse, comme l'un des inconvénients majeurs des fibres de Bragg (cf. section 1.2.2) et doivent donc être minimisées. D'après une étude numérique, rapportée dans la référence [98], une augmentation du contraste d'indice de réfraction dans la gaine permet de diminuer les pertes de guidage du mode fondamental. Le contraste d'indice le plus grand possible, compte tenu des contraintes technologiques précédemment présentées, a donc été choisi. Le choix des indices de cœur et des anneaux de bas indice ayant précédemment été fixés à  $n_c = n_{\text{silice}} = n_2 = 0$ , l'indice de réfraction des anneaux de haut indice a été fixé à  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ . Les pertes de guidage sont également d'autant plus faibles que le nombre de périodes est grand. Le nombre d'anneaux de haut indice donc été fixé à trois.

### E.2 Étude numérique

Les largeurs  $l_1$  et  $l_2$  sont les seuls paramètres qui n'ont pas encore été complètement déterminés. Ces paramètres ont été déterminés par une étude numérique évaluant les pertes par courbure du mode fondamental et la différence de pertes par courbure entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur pour un rayon de courbure de  $20\text{cm}$ . La différence des pertes par courbure entre les deux premiers modes a été évaluée à l'aide du ratio  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$  de la puissance totale contenue dans le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur et la puissance du mode fondamental au bout de  $2m$  de propagation :

$$R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) = 10 \cdot \log \left( 1 + 10^{-\frac{2}{10}(\alpha_{1H} - \alpha_{\text{fond}})} + 10^{-\frac{2}{10}(\alpha_{1V} - \alpha_{\text{fond}})} \right) \quad (\text{E.1})$$

Dans cette équation,  $\alpha_{\text{fond}}$  est le coefficient de pertes du mode fondamental de la fibre,  $\alpha_{1H}$  et  $\alpha_{1V}$  sont les coefficients de pertes des modes  $LP_{11}^H$  et  $LP_{11}^V$ . La condition  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) < 0.1\text{dB}$  est une condition nécessaire à la condition  $R_{\text{Monomode}}(2m) < 0.1\text{dB}$  qui constitue un des critères d'éligibilité pour le transport de fortes puissances définis en section 3.1.1.

1. Dans cet annexe, les indices de réfraction sont indiqués « en relatif », c'est à dire par la différence entre ces indices et l'indice de la silice pure telle que mesurée à la longueur d'onde de  $633\text{nm}$ .

Des premiers calculs ont révélé que les pertes étaient moins sensibles à une variation de la largeur  $l_2$  qu'à une variation de la largeur  $l_1$ . En conséquence, le pas de calcul pour la largeur  $l_2$  a été fixé à  $1\mu m$ , celui de la largeur  $l_1$  à  $0.1\mu m$ . Conformément aux contraintes imposées par la fabrication, la valeur minimale de  $l_1$  est fixée à  $1\mu m$ , la valeur maximale à  $4\mu m$ . Les résultats des calculs sont présentés en figure E.2. Plusieurs designs permettent de vérifier les conditions  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) < 0.1dB$  et  $\alpha_{\text{fond}} < 0.1dB/m$ .

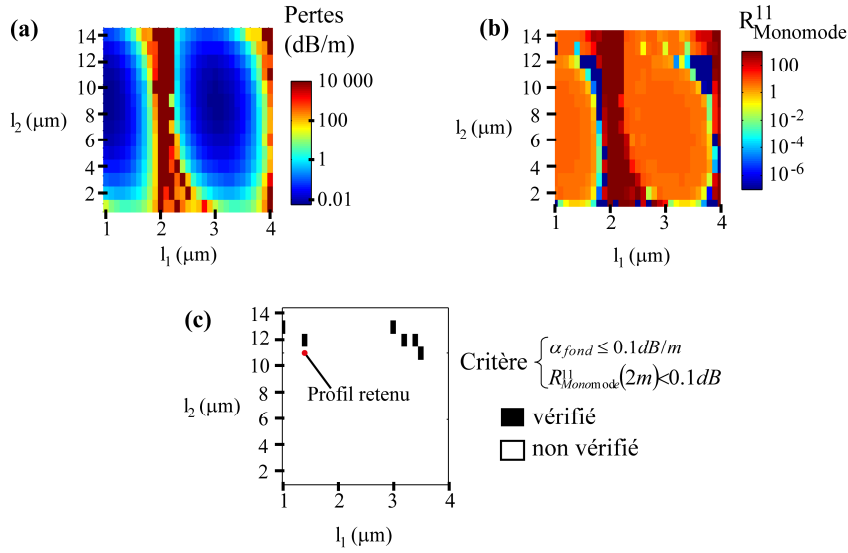


FIGURE E.2 – Pertes (a),  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m)$ , (b), et vérification du critère  $R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) < 0.1dB$  et  $\alpha_{\text{fond}} < 0.1dB/m$  (c), pour une fibre de Bragg courbée à un rayon de  $20cm$  de caractéristiques : [ $r_c = 20\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25 \times 10^{-3}$ ,  $n_2 = n_c = 0$ ,  $N = 3$ ], en fonction de  $l_1$  et  $l_2$ .

### E.3 Conclusion : design proposé pour la réalisation

Pour tous les designs vérifiant le critère  $[R_{\text{Monomode}}^{11}(2m) < 0.1dB \text{ et } \alpha_{\text{fond}} < 0.1dB/m]$ , le rayon externe du dernier anneau de haut indice est supérieur à  $48\mu m$ , ce qui est contraire aux contraintes de fabrication imposées pour cette première réalisation (cf. ci-dessus). Nous avons donc choisi de proposer un design proche de l'un de ces points (point rouge sur la figure E.2(c)), pour lequel le rayon externe du dernier anneau de haut indice est inférieur à  $47\mu m$ .

Les caractéristiques opto-géométriques de ce design sont donc : [ $r_c = 20\mu m$ ,  $n_c = 0$ ,  $n_1 = 25e^{-3}$ ,  $l_1 = 1.4\mu m$ ,  $n_2 = n_c = 0$ ,  $l_2 = 11\mu m$ ,  $N = 3$ ] (cf. figure E.3(a)). Le spectre des pertes de guidage (calculé avec la méthode matricielle) de ce design en l'absence de courbures est présenté en figure E.3(b). La longueur d'onde de  $1.06\mu m$  est située à l'intérieur d'une large fenêtre de transmission s'étendant de  $0.84\mu m$  à  $1.8\mu m$  (intervalle de longueur d'onde pour lequel les pertes de guidage sont inférieures à  $0.1dB/m$ ).

Le positionnement de ce design en termes d'aire effective et de pertes par rapport aux designs réalisés rapportés dans la littérature est indiqué en figure E.4 et E.5 pour le cas d'une fibre non courbée et d'une fibre courbée à un rayon de  $20cm$  respectivement. Lorsque la fibre est non courbée, pour une même longueur d'onde, ce design permet d'atteindre de plus grandes Aires Effectives et de plus faibles pertes de guidage que pour les designs de la littérature. Lorsque la fibre est courbée à un rayon de  $20cm$ , pour une longueur d'onde de  $1.064\mu m$ , par rapport à la littérature, le design proposé permet d'augmenter l'aire effective de  $270\mu m^2$  à  $605\mu m^2$  tout en assurant des pertes inférieures à  $0.05dB/m$ .

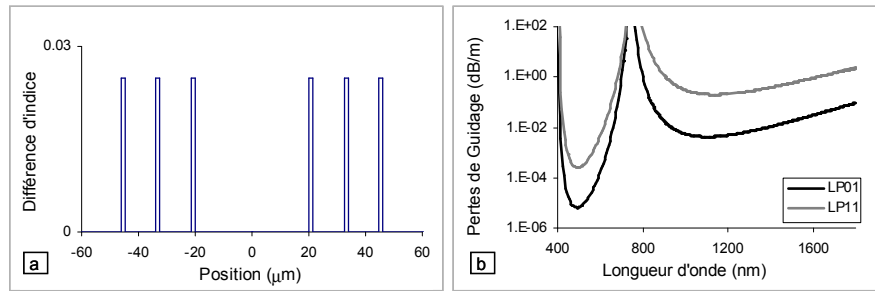


FIGURE E.3 – (a) Profil d'indice de réfraction de la fibre proposée à la réalisation. (b) Spectre de transmission du profil en l'absence de courbures.

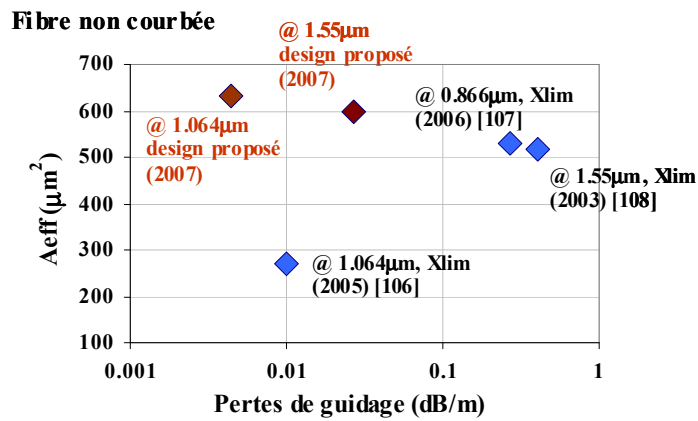


FIGURE E.4 – Positionnement, dans le cas d'une fibre non courbée, du design proposé en 2007 pour la réalisation d'une fibre de Bragg avec le procédé PCVD pour la première fois.

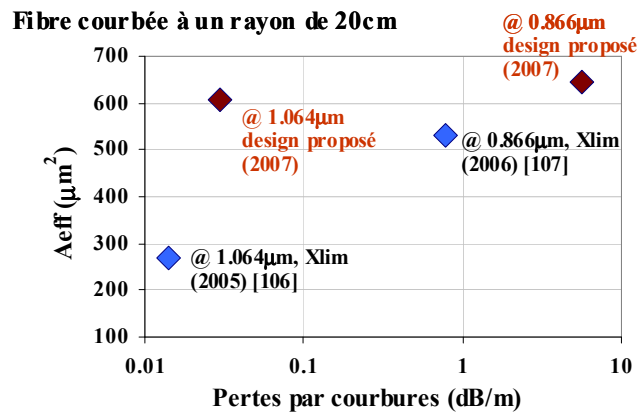


FIGURE E.5 – Positionnement, dans le cas d'une fibre courbée à un rayon de 20cm, du design proposé en 2007 pour la réalisation d'une fibre de Bragg avec le procédé PCVD pour la première fois.

## Références

- [1] J. C. Knight, T. A. Birks, D. M. Atkin, and P. Russell, “Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding,” In *Optical Fiber Communication Conference*, post-deadline paper PD3 (San José, USA, 1996).
- [2] V. N. Melekhin and A. B. Manenkov, “Dielectric tube as a low-loss waveguide,” *Zhurnal Technicheskoi Fiziki* **38**, 2113–2115 (1968).
- [3] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, “Theory of Bragg fiber,” *Journal of the Optical Society of America* **68**, 1196–1201 (1978).
- [4] Y. Fink, D. J. Ripin, S. Fan, C. Chen, J. D. Joannopoulos, and E. L. Thomas, “Guiding Optical Light in Air Using an All-Dielectric Structure,” *Journal of Lightwave Technology* **17**, 2039 (1999).
- [5] G. Vienne, Y. Xu, C. Jakobsen, H. J. Deyerl, T. P. Hansen, B. H. Larsen, J. B. Jensen, T. Sørensen, M. Terrel, Y. Huang, R. Lee, N. A. Mortensen, J. Broeng, H. Simonsen, A. Bjarklev, and A. Yariv, “First demonstration of air-silica Bragg fiber,” In *Optical Fiber Communication Conference*, post-deadline paper PD25 (Optical Society of America, 2004).
- [6] S. D. Hart, G. R. Maskaly, B. Temelkuran, P. H. Pridaux, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, “External reflection from omnidirectional dielectric mirror fibers,” *Science* **296**, 510–513 (2002).
- [7] F. Brechet, P. Roy, J. Marcou, and D. Pagnoux, “Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths,” *Electronics Letters* **36**, 514–515 (2000).
- [8] E. Snitzer, “Proposed Fiber Cavities for optical masers,” *Journal of Applied Physics* **32**, 36–39 (2000).
- [9] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, “High power fiber lasers : current status and future perspectives [Invited],” *Journal of the Optical Society of America B* **27**, B63–B92 (2010).
- [10] E. Stiles, “New developments in IPG fiber laser technology,” In *Proceedings of the 5th International Workshop on Fiber Lasers*, (2009).
- [11] S. Février, P. Viale, F. Gérôme, P. Leproux, P. Roy, J.-M. Blondy, B. Dussardier, and G. Monnom, “Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre,” *Electronics Letters* **39**, 1240 – 1242 (2003).
- [12] D. Gaponov, P. Roy, S. Février, M. E. Likhachev, S. Semjonov, M. Bubnov, E. M. Dianov, M.Yu. Yashkov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and A. N. Gu-ryanov, “High-Power Photonic Band-gap Fibre Laser,” In *33rd European Conference on Optical Communication (ECOC)*, post-deadline paper Th.3.9 (Berlin, Germany, 2007).

- [13] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, New York, 1974).
- [14] D. Marcuse, *Light transmission optics* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1982).
- [15] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, London, 1983).
- [16] D. Gloge, "Weakly Guiding Fibers," *Applied Optics* **10**, 2252–2258 (1971).
- [17] J.-P. Meunier, *Télécoms optiques - Composants à fibres, systèmes de transmission, Traité EGEM, série Optoélectronique* (Hermès Science publications, 2003).
- [18] V. P. Bykov, "Spontaneous emission in a periodic structure," *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* **35**, 269–273 (1972).
- [19] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Physical Review Letters* **58**, 2059–2062 (1987).
- [20] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Physical Review Letters* **58**, 2486–2489 (1987).
- [21] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Physical Review Letters* **67**, 3380–3383 (1991).
- [22] D. J. Brink and M. E. Lee, "Thin-film biological reflectors : optical characterization of the *Chrysidia croesus* moth," *Applied Optics* **37**, 4213–4217 (1998).
- [23] V. L. Welch and J. P. Vigneron, "Beyond butterfly—the diversity of biological photonic crystals," *Optical and Quantum Electronics* **39**, 295–303 (2007).
- [24] P. Yeh, A. Yariv, and C.-S. Hong, "Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory," *Journal of the Optical Society of America* **67**, 423–438 (1977).
- [25] F. Bloch, "Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **52**, 555–600 (1929).
- [26] M. Skorobogatiy and J. Yang, *Fundamentals of Photonic Crystal Guiding* (Cambridge University Press, 2009).
- [27] A. Kitagawa and J.-I. Sakai, "Bloch theorem in cylindrical coordinates and its application to a Bragg fiber," *Physical Review A* **80**, 033802 (2009).
- [28] S. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. Engeness, M. Soljacic, S. Jacobs, J. Joannopoulos, and Y. Fink, "Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers," *Optics Express* **9**, 748–779 (2001).
- [29] T. Katagiri, Y. Matsuura, and M. Miyagi, "Single-Mode Operation in Silica-Core Bragg Fibers," In *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, paper OWL5 (Optical Society of America, 2005).

- [30] B. Temelkuran, S. D. Hart, G. Benoit, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, "Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic band gaps for CO<sub>2</sub> laser transmission," *Nature* **420**, 650–653 (2002).
- [31] G. Vienne, Y. Xu, C. Jakobsen, H.-J. Deyerl, J. Jensen, T. Sorensen, T. Hansen, Y. Huang, M. Terrel, R. Lee, N. Mortensen, J. Broeng, H. Simonsen, A. Bjarklev, and A. Yariv, "Ultra-large bandwidth hollow-core guiding in all-silica Bragg fibers with nano-supports," *Optics Express* **12**, 3500–3508 (2004).
- [32] K. Kuriki, O. Shapira, S. Hart, G. Benoit, Y. Kuriki, J. Viens, M. Bayindir, J. Joannopoulos, and Y. Fink, "Hollow multilayer photonic bandgap fibers for NIR applications," *Optics Express* **12**, 1510–1517 (2004).
- [33] S. Dasgupta, B. P. Pal, and M. R. Shenoy, "Dispersion tailoring in Bragg fibers," In *7th International Conference on Optoelectronics, Fiber Optics, and Photonics (PHOTONICS2004)*, paper FBR5.4 (Cochin, India, 2004).
- [34] S. Dasgupta, B. P. Pal, and M. R. Shenoy, "Design of dispersion-compensating Bragg fiber with an ultrahigh figure of merit," *Optics Letters* **30**, 1917–1919 (2005).
- [35] T. Engeness, M. Ibanescu, S. Johnson, O. Weisberg, M. Skorobogatiy, S. Jacobs, and Y. Fink, "Dispersion tailoring and compensation by modal interactions in OmniGuide fibers," *Optics Express* **11**, 1175–1196 (2003).
- [36] B. Pal, S. Dasgupta, and M. Shenoy, "Bragg fiber design for transparent metro networks," *Optics Express* **13**, 621–626 (2005).
- [37] B. Gauvreau, N. Guo, K. Schicker, K. Stoeffler, F. Boismenu, A. Ajji, R. Wingfield, C. Dubois, and M. Skorobogatiy, "Color-changing and color-tunable photonic bandgap fiber textiles," *Optics Express* **16**, 15677–15693 (2008).
- [38] S. Février, R. Jamier, J.-M. Blondy, S. Semjonov, M. Likhachev, M. Bubnov, E. Dianov, V. Khopin, M. Salganskii, and A. Guryanov, "Low loss large mode area Bragg fibre," In *31st European Conference on Optical Communication (ECOC)*, post-deadline paper Th4.4.3 (Glasgow, United Kingdom, 2005).
- [39] R. Jamier, P. Viale, S. Février, J.-M. Blondy, S. Semjonov, M. Likhachev, M. Bubnov, E. Dianov, V. Khopin, M. Salganskii, and A. Guryanov, "Depressed-Index-Core Singlemode Bandgap Fiber with Very Large Effective Area," In *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, paper OFC6 (Optical Society of America, 2006).
- [40] M. E. Likhachev, A. D. Pryamikov, D. A. Gaponov, M. M. Bubnov, M. Y. Salganskii, V. F. Khopin, A. N. Guryanov, and S. Février, "Polarization-maintaining photonic bandgap Bragg fiber," *Optics Letters* **34**, 1366–1368 (2009).
- [41] S. Février, D. D. Gaponov, P. Roy, M. E. Likhachev, S. L. Semjonov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, M. Y. Yashkov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and A. N. Guryanov, "High-power photonic-bandgap fiber laser," *Optics Letters* **33**, 989–991 (2008).

- [42] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, and A. N. Guryanov, "Management of the high-order mode content in large (40  $\mu\text{m}$ ) core photonic bandgap Bragg fiber laser," *Optics Letters* **35**, 2233–2235 (2010).
- [43] D. A. Gaponov, S. Fevrier, P. Roy, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, L. Daniault, F. Druon, and P. Georges, "Amplification of femtosecond pulses in large mode area photonic bandgap Bragg fiber," In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS)*, paper CWC1 (San José, USA, 2010).
- [44] C. Lecaplain, A. Hideur, S. Février, and P. Roy, "Mode-locked Yb-doped Bragg fiber laser," *Optics Letters* **34**, 2879–2881 (2009).
- [45] F. Gérôme, S. Février, J. L. Auguste, R. Jamier, J. M. Blondy, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, S. L. Semjonov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and A. N. Guryanov, "Dispersion Compensating Photonic Bandgap Fibre," In *31st European Conference on Optical Communication (ECOC)*, paper We 4.4.3 (Cannes, France, 2006).
- [46] B.-W. Liu, M.-L. Hu, X.-H. Fang, Y.-F. Li, L. Chai, J.-Y. Li, W. Chen, and C.-Y. Wang, "Tunable Bandpass Filter With Solid-Core Photonic Bandgap Fiber and Bragg Fiber," *IEEE Photonics Technology Letters* **20**, 581–583 (2008).
- [47] Y. Ni, S. Jia, L. Zhang, and J. Peng, "A novel design for all-solid silica Bragg fiber with zero-dispersion wavelength at 1550 nm," *Optics Express* **12**, 4602–4607 (2004).
- [48] S. Dasgupta, B. P. Pal, and M. R. Shenoy, "Nonlinear Spectral Broadening in Solid-Core Bragg Fibers," *Journal of Lightwave Technology* **25**, 2475–2481 (2007).
- [49] H. T. Bookey, S. Dasgupta, N. Bezawada, B. P. Pal, A. Sysoliatin, J. E. McCarthy, M. Salganskii, V. Khopin, and A. K. Kar, "Experimental demonstration of spectral broadening in an all-silica Bragg fiber," *Optics Express* **17**, 17130–17135 (2009).
- [50] R. Jamier, N. Ducros, S. Février, M. Likhachev, and M. Salganskii, "Génération de supercontinuum dans une fibre à bande interdite photonique," In *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, (Lille, 2009).
- [51] D. Gaponov, P. Roy, S. Février, M. Likhachev, M. Salganskii, and M. Yashkov, "100 W from a photonic bandgap Bragg fiber laser," In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS)*, paper CTuC (San José, USA, 2010).
- [52] G. Overton, S. G. Anderson, D. A. Belforte, and T. Hausken, "Laser market place 2010 : How wide is the chasm?," *Laser Focus world* 46 (2010).
- [53] A. E. Siegman, "How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality," In *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers : Applications and Issues*, paper MQ1 (Optical Society of America, 1998).
- [54] N. Hodgson and H. Weber, *Laser Resonators and Beam Propagation, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*, Vol. 108 of *Springer Series in Optical Sciences* (Springer, Berlin, 2005).
- [55] F. Graham-Smith, T. A. King, and D. Wilkins, *Optics and photonics : an introduction*, 2nd ed. (John Wiley & Sons Ltd, Chichester, England, 2007).



- [56] S. Wielandy, “Implications of higher-order mode content in large mode area fibers with good beam quality,” *Optics Express* **15**, 15402–15409 (2007).
- [57] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers,” *Optics Express* **16**, 7233–7243 (2008).
- [58] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. Russell, and P. de Sandro, “Large mode area photonic crystal fibre,” *Electronics Letters* **34**, 1347–1348 (1998).
- [59] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, “Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses,” *Physical Review Letters* **74**, 2248–2251 (1995).
- [60] A. A. Said, T. Xia, A. Dogariu, D. J. Hagan, M. J. Soileau, E. W. V. Stryland, and M. Mohebi, “Measurement of the optical damage threshold in fused quartz,” *Applied Optics* **34**, 3374–3376 (1995).
- [61] A. Smith, B. Do, and M. Soderlund, “Deterministic nanosecond laser-induced breakdown thresholds in pure and Yb[sup 3 + ] doped fused silica,” In *Proceedings of SPIE Photonics West, Fiber lasers IV*, **6453**, 645317 (San José, USA, 2007).
- [62] S. Ramachandran, J. Fini, M. Mermelstein, J. Nicholson, S. Ghalmi, and M. Yan, “Ultra-large effective-area, higher-order mode fibers : a new strategy for high-power lasers,” *Laser & Photonics Reviews* **2**, 429–448 (2008).
- [63] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2001).
- [64] A. Smith, G. Hadley, R. Farrow, and B. Do, “Nonlinear optical limits to power in fiber amplifiers,” In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS)*, paper CFR (San José, USA, 2008).
- [65] A. Galvanauskas, in *Ultrafast Lasers Technology and application*, M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and G. Sucha, eds., (Marcel Dekker, New York, 2003), Chap. Ultrashort-Pulse Fiber Amplifiers.
- [66] A. Kobaykov, S. Kumar, D. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer, S. Bickham, and R. Mishra, “Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold,” *Optics Express* **13**, 5338–5346 (2005).
- [67] A. Kobaykov, M. Sauer, and D. Chowdhury, “Stimulated Brillouin scattering in optical fibers,” *Advances in Optics and Photonics* **2**, 1–59 (2010).
- [68] S. Gray, “High Power, Narrow Linewidth Fiber Amplifiers,” In *Optical Amplifiers and Their Applications/Coherent Optical Technologies and Applications*, paper OSuB1 (Optical Society of America, 2006).
- [69] N. G. R. Broderick, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson, R. A. Sammut, J. Caplen, and L. Dong, “Large Mode Area Fibers for High Power Applications,” *Optical Fiber Technology* **5**, 185 – 196 (1999).

- [70] M. E. Fermann, "Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses," *Optics Letters* **23**, 52–54 (1998).
- [71] M.-J. Li, X. Chen, A. Liu, S. Gray, J. Wang, D. Walton, and L. Zenteno, "Limit of Effective Area for Single-Mode Operation in Step-Index Large Mode Area Laser Fibers," *Journal of Lightwave Technology* **27**, 3010–3016 (2009).
- [72] L. Fu, H. A. McKay, and L. Dong, "Extremely large mode area optical fibers formed by thermal stress," *Optics Express* **17**, 11782–11793 (2009).
- [73] M. Heiblum and J. Harris, "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **11**, 75–83 (1975).
- [74] D. Marcuse, "Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers," *Applied Optics* **21**, 4208–4213 (1982).
- [75] J. M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area," *Optics Express* **14**, 69–81 (2006).
- [76] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier," *Optics Letters* **25**, 442–444 (2000).
- [77] K. Petermann, "Fundamental mode microbending loss in graded-index and W fibres," *Optical and Quantum Electronics* **9**, 167–175 (1977).
- [78] F. Cocchini, "The lateral rigidity of double-coated optical fibers," *Journal of Lightwave Technology* **13**, 1706–1710 (1995).
- [79] D. Marcuse, "Microdeformation losses of single-mode fibers," *Applied Optics* **23**, 1082–1091 (1984).
- [80] S. Ramachandran, J. W. Nicholson, S. Ghalmi, M. F. Yan, P. Wisk, E. Monberg, and F. V. Dimarcello, "Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers," *Optics Letters* **31**, 1797–1799 (2006).
- [81] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters* **21**, 1547–1549 (1996).
- [82] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Optics Letters* **22**, 961–963 (1997).
- [83] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, "High-power rod-type photonic crystal fiber laser," *Optics Express* **13**, 1055–1058 (2005).
- [84] L. Dong, J. Li, H. McKay, A. Marcinkevicius, B. Thomas, M. Moore, L. Fu, and M. E. Fermann, "Robust and Practical Optical Fibers for Single Mode Operation with Core Diameters up to 170 $\mu$ m," In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, post-deadline paper CPDB6 (San José, USA, 2008).

- [85] R. Cherif, M. Zghal, I. Nikolov, and M. Danaïlov, “High energy femtosecond supercontinuum light generation in large mode area photonic crystal fiber,” *Optics Communications* **283**, 4378 – 4382 (2010).
- [86] M. Nielsen, J. Folkenberg, and N. Mortensen, “Singlemode photonic crystal fibre with effective area of  $600 \mu\text{m}^2$  and low bending loss,” *Electronics Letters* **39**, 1802 – 1803 (2003).
- [87] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin, and L. Dong, “Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers,” *Optics Letters* **30**, 2855–2857 (2005).
- [88] J. C. Baggett, T. M. Monro, K. Furusawa, and D. J. Richardson, “Comparative study of large-mode holey and conventional fibers,” *Optics Letters* **26**, 1045–1047 (2001).
- [89] E. Marcatili and R. Schmeltzer, “Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers,” *Bell System Technical Journal* **43**, 1783–1809 (1964).
- [90] J. Shephard, J. Jones, D. Hand, G. Bouwmans, J. Knight, P. Russell, and B. Mangan, “High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers,” *Optics Express* **12**, 717–723 (2004).
- [91] S. Ramachandran, M. F. Yan, J. Jasapara, P. Wisk, S. Ghalmi, E. Monberg, and F. V. Dimarcello, “High-energy (nanojoule) femtosecond pulse delivery with record dispersion higher-order mode fiber,” *Optics Letters* **30**, 3225–3227 (2005).
- [92] L. Michaille, D. M. Taylor, C. R. Bennett, T. J. Shepherd, and B. G. Ward, “Characteristics of a Q-switched multicore photonic crystal fiber laser with a very large mode field area,” *Optics Letters* **33**, 71–73 (2008).
- [93] U. Röpke, H. Bartelt, S. Unger, K. Schuster, and J. Kobelke, “Two-dimensional high-precision fiber waveguide arrays for coherent light propagation,” *Optics Express* **15**, 6894–6899 (2007).
- [94] M. Vogel, M. Abdou-Ahmed, A. Voss and T. Graf, “Very-large-mode-area, single-mode multicore fiber,” *Optics Letters* **34**, 2876–2878 (2009).
- [95] M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon, and J. P. Huignard, “Phase and amplitude control of a multimode LMA fiber beam by use of digital holography,” *Optics Express* **17**, 13000–13008 (2009).
- [96] S. Février, D. Gruppi, P. Viale, C. Humbert, R. Jamier, B. Beaudou, A. Hirth, S. L. Semjonov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and A. N. Guryanov, “High-Energy Nanosecond Pulse Delivery Through Singlemode Large Mode Area All-Solid Band-gap Fibres,” In *32nd European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper Tu3.3.6 (Cannes, France, 2006).
- [97] R. Jamier, S. Février, G. Humbert, P. Viale, J.-M. Blondy, S. L. Semjonov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and A. N. Guryanov, “Cross-Comparison of Bend Loss in Large-Mode-Area Fibres,” In *32nd European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper Mo4.3.2 (Cannes, France, 2006).

- [98] S. Février, R. Jamier, J.-M. Blondy, S. L. Semjonov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and A. N. Guryanov, “Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber,” *Optics Express* **14**, 562–569 (2006).
- [99] D. Gaponov, S. Février, P. Roy, L. Daniault, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, M. Likhachev, S. Aleshkina, M. Salganskii, M. Yashkov, and A. Guryanov, “Amplification of femtosecond pulses in two-stage chirped pulse amplification system based on large mode area photonic bandgap fibres,” In *36th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC)*, paper Tu.5.D.2 (Torino, Italy, 2010).
- [100] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations of Photonic Crystal Fibres* (Imperial College Press, London, 2005).
- [101] J. Garrigues, “Initiation à la méthode des éléments finis,” Technical report, École Supérieure de Mécanique de Marseille, (2002) , <http://jgarrigues.perso.centrale-marseille.fr/ef.html>.
- [102] J. Pocholle, “Guided propagation characteristics in single-mode optical fibers,” *Revue Technique THOMSON-CSF* **15**, 881–975 (1983).
- [103] J.-I. Sakai and H. Niuro, “Confinement loss evaluation based on a multilayer division method in Braggfibers,” *Optics Express* **16**, 1885–1902 (2008).
- [104] S. Guo, S. Albin, and R. Rogowski, “Comparative analysis of Bragg fibers,” *Optics Express* **12**, 198–207 (2004).
- [105] Y. Xu, R. K. Lee, and A. Yariv, “Asymptotic analysis of Bragg fibers,” *Optics Letters* **25**, 1756–1758 (2000).
- [106] Y. Xu, G. X. Ouyang, R. K. Lee, and A. Yariv, “Asymptotic Matrix Theory of Bragg Fibers,” *Journal of Lightwave Technology* **20**, 428 (2002).
- [107] J.-I Sakai and P. Nouchi, “Propagation properties of Bragg fiber analyzed by a Hankel function formalism,” *Optics Communications* **249**, 153 – 163 (2005).
- [108] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables* (Dover, 1972).
- [109] A. van Bergen and T. Breuls, “PCVD : The ultimate technology for production of high bandwidth multimode,” In *Proceedings of the International Wire and Cable Symposium (IWCS)*, pp. 66–72 (1998).
- [110] F. Gooijer, rapport interne, centre de recherche et développement de la société Draka (unpublished).
- [111] W. Glantschnig, “How accurately can one reconstruct an index profile from transverse measurement data ?,” *Journal of Lightwave Technology* **3**, 678 – 683 (1985).
- [112] D. Molin, rapport interne, centre de recherche et développement de la société Draka (unpublished).
- [113] D. Marcuse, *Principles of Optical Fiber Measurements* (Academic Press, San Diego, CA, 1981).
- [114] P. P. Bishnu, *Fundamentals of Fibre Optics in Telecommunication and Sensor Systems* (John Wiley & Sons, New York, NY, 1993).

- [115] G. Bouquet, Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications (ENST), 2005.
- [116] K. Lyytikäinen, S. Huntington, A. Carter, P. McNamara, S. Fleming, J. Abramczyk, I. Kaplin, and G. Schötz, “Dopant diffusion during optical fibre drawing,” *Optics Express* **12**, 972–977 (2004).
- [117] A. Yablon, “Optical and mechanical effects of frozen-in stresses and strains in optical fibers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**, 300 – 311 (2004).
- [118] W. A. Gambling, H. Matsumura, and C. M. Ragdale, “Stress-induced index profile distortion in optical waveguides,” *Applied Optics* **19**, 2000–2006 (1980).
- [119] S. Nagel, J. MacChesney, and K. Walker, “An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **30**, 305 –322 (1982).
- [120] M. Liegois, G. Lavanant, J. Boniort, and C. L. Sergent, “MCVD preform central dip reduction by collapse under fluorinated atmosphere,” *Journal of Non-Crystalline Solids* **47**, 247–249 (1982).
- [121] J.-C. Rousseau and R. Sauvageon, “Method Of Controlling The Etching And Collapse Of An MCVD Tube By Monitoring Internal Pressure,” US Patent Application : 09/273, 558, Patent number : 6131413, Filed Date : 3/22/1999, Issue Date : 10/17/2000.
- [122] M. R. Hutsel, R. Ingle, and T. K. Gaylord, “Accurate cross-sectional stress profiling of optical fibers,” *Applied Optics* **48**, 4985–4995 (2009).
- [123] A. Ghatak and K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics* (Cambridge University Press, 1998).
- [124] R. Schermer and J. Cole, “Improved Bend Loss Formula Verified for Optical Fiber by Simulation and Experiment,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **43**, 899 –909 (2007).
- [125] S. Chen, Y. Feng, and L. Wang, “Design of large-mode-area rare earth doped fiber for high power coiled fiber amplifier,” *Chinese Optics Letters* **7**, 671–674 (2009).
- [126] S. Février, R. Jamier, P. Viale, G. Humbert, F. Gerôme, M. Devautour, L. Lavoute, P. Roy, J.-M. Blondy, S. L. Semjonov, M. Likhachev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Salganskii, and A. N. Guryanov, “Solid-core bandgap fibers,” In *Proceedings of SPIE Photonics West 2007, Fiber lasers IV*, (San José, USA, 2007).
- [127] A. Snyder, “Asymptotic Expressions for Eigenfunctions and Eigenvalues of a Dielectric or Optical Waveguide,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **17**, 1130 – 1138 (1969).
- [128] J.-L. Archambault, R. Black, S. Lacroix, and J. Bures, “Loss calculations for antiresonant waveguides,” *Journal of Lightwave Technology* **11**, 416 – 423 (1993).
- [129] K. Rowland, S. Afshar, and T. Monro, “Novel Low-Loss Bandgaps in All-Silica Bragg Fibers,” *Journal of Lightwave Technology* **26**, 43 –51 (2008).
- [130] G. Renversez, P. Boyer, and A. Sagrini, “Antiresonant reflecting optical waveguide microstructured fibers revisited : a new analysis based on leaky mode coupling,” *Optics Express* **14**, 5682–5687 (2006).

- [131] N. M. Litchinitser, S. C. Dunn, B. Usner, B. J. Eggleton, T. P. White, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke, “Resonances in microstructured optical waveguides,” *Optics Express* **11**, 1243–1251 (2003).
- [132] K. J. Rowland, S. A. V., and T. M. Monro, “Bandgaps and antiresonances in integrated-ARROWs and Bragg fibers ; a simple model,” *Optics Express* **16**, 17935–17951 (2008).
- [133] Z. Zhang, Y. Shi, B. Bian, and J. Lu, “Dependence of leaky mode coupling on loss in photonic crystal fiber with hybrid cladding,” *Optics Express* **16**, 1915–1922 (2008).
- [134] M. A. Duguay, Y. Kokubun, T. L. Koch, and L. Pfeiffer, “Antiresonant reflecting optical waveguides in  $SiO_2 - Si$  multilayer structures,” *Applied Physics Letters* **49**, 13 –15 (1986).
- [135] N. M. Litchinitser, A. K. Abeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton, “Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides,” *Optics Letters* **27**, 1592–1594 (2002).
- [136] M. Ibanescu, S. G. Johnson, M. Soljačić, J. D. Joannopoulos, Y. Fink, O. Weisberg, T. D. Engeness, S. A. Jacobs, and M. Skorobogatiy, “Analysis of mode structure in hollow dielectric waveguide fibers,” *Physical Review E* **67**, 046608 (2003).
- [137] A. Argyros, “Guided modes and loss in Bragg fibres,” *Optics Express* **10**, 1411–1417 (2002).
- [138] J.-I. Sakai, “Hybrid modes in a Bragg fiber : general properties and formulas under the quarter-wave stack condition,” *Journal of the Optical Society of America B* **22**, 2319–2330 (2005).
- [139] D. Marcuse and W. L. Mammel, “Tube waveguide for optical transmission,” *Bell System Technical Journal* **52**, 423–435 (1973).
- [140] C. Y. H. Tsao, D. N. Payne, and W. A. Gambling, “Modal characteristics of three-layered optical fiber waveguides : a modified approach,” *Journal of the Optical Society of America A* **6**, 555-563 (1989).
- [141] J. Marcou, F. Brechet, and P. Roy, “Design of weakly guiding Bragg fibres for chromatic dispersion shifting towards short wavelengths,” *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **3**, S114–S153 (2001).
- [142] Y. Xu, A. Yariv, J. Fleming, and S.-Y. Lin, “Asymptotic analysis of silicon based Bragg fibers,” *Optics Express* **11**, 1039–1049 (2003).
- [143] Y. Zhang and I. D. Robertson, “Analysis and Design of Bragg Fibers Using a Novel Confinement Loss Diagram Approach,” *Journal of Lightwave Technology* **28**, 3197–3206 (2010).
- [144] X. Ao, T.-H. Her, and L. W. Casperson, “Gain guiding in large-core Bragg fibers,” *Optics Express* **17**, 22666–22672 (2009).
- [145] P. Viale, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2006.
- [146] R. Jamier, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2007.

- [147] M. Likhachev, O. Levchenko, M. Bubnov, S. Fevrier, R. Jamier, G. Humbert, M. Salganskii, V. Khopin, and A. Guryanov, “Low-Loss Dispersion-Shifted Solid-Core Photonic Bandgap Bragg Fiber,” In *33rd European Conference on Optical Communication (ECOC)*, paper We7.1.2 (Berlin, Germany, 2007).
- [148] J.-I. Sakai and T. Kimura, “Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers,” *Applied Optics* **17**, 1499–1506 (1978).
- [149] J.-I. Sakai, “Simplified bending loss formula for single-mode optical fibers,” *Applied Optics* **18**, 951–952 (1979).
- [150] A. Argyros, T. Birks, S. Leon-Saval, C. M. B. Cordeiro, and P. S. J. Russell, “Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres,” *Optics Express* **13**, 2503–2511 (2005).
- [151] T. A. Birks, F. Luan, G. J. Pearce, A. Wang, J. C. Knight, and D. M. Bird, “Bend loss in all-solid bandgap fibres,” *Optics Express* **14**, 5688–5698 (2006).
- [152] P. Viale, S. Février, F. Gérôme, P. Leproux, P. Roy, J.-M. Blondy, B. Dussardier, and G. Monnom, “Fibre optique monomode à bande interdite photonique à très grande Aire Effective,” In *Journées Nationales d’Optique Guidée*, (Valence, 2003).
- [153] M. Skorobogatiy, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Full-vectorial coupled mode theory for the evaluation of macro-bending loss in multimode fibers. application to the hollow-core photonic bandgap fibers,” *Optics Express* **16**, 14945–14953 (2008).
- [154] J. Fini and J. Nicholson, “Bend-induced changes in group delay and comparison with S2 mode-content measurements,” In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) and Quantum electronics and Laser Science Conference (QELS)*, paper CWD (Baltimore, USA, 2009).
- [155] Y. Jung, Y. Jeong, G. Brambilla, and D. J. Richardson, “Adiabatically tapered splice for selective excitation of the fundamental mode in a multimode fiber,” *Optics Letters* **34**, 2369–2371 (2009).
- [156] R. Gabet, P. Hamel, Y. Jaouen, A.-F. Obaton, V. Lanticq, and G. Debarge, “Versatile Characterization of Specialty Fibers Using the Phase-Sensitive Optical Low-Coherence Reflectometry Technique,” *Journal of Lightwave Technology* **27**, 3021–3033 (2009).
- [157] A. Parini, P. Hamel, A. De Rossi, S. Combrie, N.-V.-Q. Tran, Y. Gottesman, R. Gabet, A. Talneau, Y. Jaouen, and G. Vadala, “Time-Wavelength Reflectance Maps of Photonic Crystal Waveguides : A New View on Disorder-Induced Scattering,” *Journal of Lightwave Technology* **26**, 3794–3802 (2008).
- [158] K. Petermann, “Properties of optical rib guides with large cross sections,” *Archiv für Elektronik und Übertragungstech* **30**, 139–140 (1976).
- [159] R. Olshansky, “Mode Coupling Effects in Graded-index Optical Fibers,” *Applied Optics* **14**, 935–945 (1975).
- [160] J.-I. Sakai and J. Sasaki, “Hybrid modes in a Bragg fiber : dispersion relation and electromagnetic fields,” *Journal of the Optical Society of America B* **23**, 1020–1028 (2006).
- [161] C.-L. Chen, *Foundation for Guided-Wave Optics* (Wiley, 2006).





# Liste des publications

## Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- [P1] C. Baskiotis, Y. Jaouën, R. Gabet, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and P. Sillard, “Microbending behavior of large-effective-area Bragg fibers,” *Optics Letters* **34**, 3490-3492 (2009).
- [P2] C. Baskiotis, Y. Quiquempois, M. Douay and P. Sillard “Leakage Loss of all solid silica large Effective Area Bragg fiber : an analytical model“, *Journal of the Optical Society of America B*, en cours de préparation.

## Communications à des conférences internationales avec comité de lecture

- [P3] C. Baskiotis, D. Molin, G. Bouwmans, F. Gooijer, P. Sillard, Y. Quiquempois, M. Douay, “Bend-Induced Transformation of the Transmission window of a Large-Mode-Area Bragg Fibre,” In *Proceedings of the 34th European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper Mo.4.B.2, présentation orale, (Brussels, 2008).
- [P4] C. Baskiotis, D. Molin, G. Bouwmans, F. Gooijer, P. Sillard, Y. Quiquempois, M. Douay, “Bending behaviors of all-solid silica large mode area Bragg fibers,” paper 7195E..50B, In *Proceedings of SPIE Photonics West, Fiber lasers IV*, affiche, (San Jose, 2009).
- [P5] C. Baskiotis, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, D. Molin, Y. Jaouën, R. Gabet, P. Sillard, “Investigating Micro-Bend Sensitivity of a Large-Mode-Area Bragg Fiber,” In *Proceedings of European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper Mo.2.1.1, présentation orale, (Vienna, 2009).
- [P6] C. Baskiotis, Y. Quiquempois, M. Douay, P. Sillard, “Extending the effective area of coiled all-solid silica single-mode Bragg fibers,” In *Proceedings of European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper We.10.P1.02, affiche, (Genève, 2011).

## Communications à des conférences nationales avec comité de lecture

- [P7] C. Baskiotis, D. Molin, G. Bouwmans, F. Gooijer, P. Sillard, Y. Quiquempois, M. Douay, “Effet de la courbure sur la fenêtre de transmission d’une fibre de Bragg à très grande Aire Effective,” In *Journées Nationales de l’Optique Guidée*, communication par affiche, (Lannion, 2008).
- [P8] C. Baskiotis, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, D. Molin, Y. Jaouën, R. Gabet, P. Sillard, “Analyse de la sensibilité aux micro-courbures des fibres de Bragg à grande Aire Effective,” In *Journées Nationales de l’Optique Guidée*, communication par affiche, (Lille, 2009).

## Brevet

- [P9] C. Baskiotis, P. Sillard, “Bend robust single-mode Bragg fibers”. Une « invention disclosure » a été écrite et acceptée par le comité interne de Draka Communications chargé des brevets en 2009. Pour des raisons stratégiques, le comité de Draka Communications a décidé, en 2011, de ne pas poursuivre le dépôt du brevet et de publier les résultats qu’il contient.