

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE des Sciences et Techniques
Institut de recherche XLIM

Année : 2007

Thèse N° 2007-68

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Photonique

présentée et soutenue par

Laure LAVOUTE

le 04 décembre 2007

Conception et fabrication d'une fibre
unimodale à gaine résonnante combinant
large cœur et fort niveau de dopage

Thèse dirigée par Philippe ROY

JURY :

<i>Rapporteurs :</i>	Thierry CHARTIER	Maître de Conférences (HDR), FOTON, Lannion
	Yves QUIQUEMPOIS	Maître de Conférences (HDR), PhLAM, Lille
<i>Examineurs :</i>	Gérard MONNOM	Directeur de Recherche CNRS, LPMC, Nice
	Dominique CROS	Professeur, Xlim, Limoges
	Alain REINEIX	Directeur de Recherche CNRS, Xlim, Limoges
<i>Invités :</i>	Gilles RENVERSEZ	Maître de Conférences, Institut Fresnel, Marseille
	Sébastien FEVRIER	Maître de Conférences, Xlim, Limoges
	Philippe ROY	Chargé de Recherche (HDR), Xlim, Limoges

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE des Sciences et Techniques
Institut de recherche XLIM

Année : 2007

Thèse N° 2007-68

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Photonique

présentée et soutenue par

Laure LAVOUTE

le 04 décembre 2007

Conception et fabrication d'une fibre
unimodale à gaine résonnante combinant
large cœur et fort niveau de dopage

Thèse dirigée par Philippe ROY

JURY :

<i>Rapporteurs :</i>	Thierry CHARTIER	Maître de Conférences (HDR), FOTON, Lannion
	Yves QUIQUEMPOIS	Maître de Conférences (HDR), PhLAM, Lille
<i>Examineurs :</i>	Gérard MONNOM	Directeur de Recherche CNRS, LPMC, Nice
	Dominique CROS	Professeur, Xlim, Limoges
	Alain REINEIX	Directeur de Recherche CNRS, Xlim, Limoges
<i>Invités :</i>	Gilles RENVERSEZ	Maître de Conférences, Institut Fresnel, Marseille
	Sébastien FEVRIER	Maître de Conférences, Xlim, Limoges
	Philippe ROY	Chargé de Recherche (HDR), Xlim, Limoges

A Anne-Lise

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été menés au sein du département Photonique de l'Institut de Recherche en Communication Optiques et Microondes de l'université de Limoges, devenu l'institut de recherche Xlim en janvier 2006. Je tiens en premier lieu à en remercier les directeurs successifs : Alain Barthélémy, Pierre Yves Guillon et Dominique Cros pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire et pour avoir permis le bon déroulement de ma thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Messieurs Thierry Chartier et Yves Quiquempois, Maîtres de Conférences, pour avoir accepté de juger et corriger ce manuscrit en leur qualité de rapporteurs.

Je témoigne ma reconnaissance à Monsieur Dominique Cros, Professeur à l'université de Limoges, pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse et je tiens à remercier Messieurs Gérard Monnom et Alain Reineix, Directeurs de Recherche CNRS, pour avoir examiné ce travail. J'adresse un grand merci à Monsieur Gilles Renversez, Maître de Conférences à Marseille, d'une part pour avoir accepté de participer à ce jury, mais aussi pour les judicieux (très judicieux) conseils qu'il m'a prodigués lors de nos longues conversations téléphoniques et qui m'ont permis de faire grandement avancer ma réflexion.

J'exprime de plus ma profonde gratitude à Sophie et Nathalie, nos adorables secrétaires, pour leur soutien moral et leur très grande disponibilité.

Je tiens à remercier profondément Mathieu (dit « le padawan »), ainsi que Xavier et Nico pour m'avoir prêté main forte sur la dernière ligne droite en particulier.

Je ne peux poursuivre plus loin ces remerciements sans les adresser à ceux qui m'ont directement, quotidiennement, orientée, suivie, et/ou encadrée.

Je remercie ainsi Agnès Desfarges-Berthelemot et Vincent Kermène pour avoir débuté ce travail avec moi, et plus particulièrement, Philippe Roy qui a dirigé et encadré cette thèse durant ces trois années. Je tiens notamment à lui exprimer toute ma gratitude pour m'avoir tout particulièrement conseillée et soutenue lors de l'étape finale de rédaction, période extrêmement délicate de cette aventure.

J'adresse de plus un très grand merci à Sébastien Février pour avoir suivi d'un œil discret mais attentif mes travaux, pour les avoir rigoureusement analysés et commentés. Nos discussions et nos incessants débats sur mon éventuelle appartenance à la « BIP family » ont été d'une incroyable richesse. Plus encore, merci à toi, Séb' d'avoir été là au moment où j'en avais le plus besoin, merci de m'avoir écoutée, épaulée.

Je tiens aussi à remercier tous mes collègues, permanents et doctorants, du département Photonique pour leurs divers coups de main.

Ces quelques lignes sont enfin pour moi l'occasion d'exprimer un immense merci à ceux qui m'ont quotidiennement supportée et réconfortée. Je pense bien entendu à ceux qui ont partagé avec moi cette expérience et sont devenus au fil de grandes discussions (parfois scientifiques) et de courtes pauses café (rarement scientifiques, il faut bien l'avouer) de véritables amis. J'adresse donc ici mille mercis à ces « précieux » que sont Winnie, Lolo, la p'tite (pas si p'tite que ça...), Jérôme, Micka et Etienne pour leur soutien et leur réconfort permanent. C'est un merci tout particulier que je réserve à mes extraordinaires collègues de bureau, Raph et Vincent. Vous avez été parfaits de patience, d'écoute et de gentillesse. Merci à toi Vincent, d'être devenu l'Ami que tu es, toujours attentif, attentionné, adorable. Merci à toi Raph, d'être, depuis bientôt dix ans, l'infailible épaule sur laquelle je peux me reposer, merci à toi, d'avoir toujours trouvé les mots...

J'adresse enfin mes derniers mercis, non les moindres, à ceux qui ont vécu cette aventure de « l'extérieur » et ont fait preuve d'une extrême patience et d'une grande compréhension à mon égard ces dernières années. C'est à l'ensemble de mes proches : parents, grands parents, oncles et tantes (« vrais » ou « faux »), amis, que je fais ici référence. Merci à Céline, Mathieu, Xav et Blanblan. Mes silences parfois un peu longs auraient pu vous éloigner, merci d'être restés, d'avoir compris l'enjeu, accepté les raisons... Merci à ceux et celles qui, présents dans ma vie depuis peu, ont su brillamment au fil des mois me réconforter, me changer les idées. Je pense, entre autres, à Amand', à Aude et nos soirées (nuits...) hautement « culturelles », ainsi qu'à Fab et ses incroyables histoires qui m'ont toujours redonné le sourire ! Toutefois, c'est plus particulièrement vous : papa, maman, Claire et Éric, que je souhaite remercier profondément. Je ne saurais probablement jamais exprimer combien vous m'avez été précieux dans cette aventure, merci de votre soutien quotidien infailible et bien évidemment indispensable à cette réussite.

Mes derniers mots iront à Anne-Lise, tu ne quittes jamais ni mon cœur, ni mes pensées, c'est pourquoi, cette belle aventure dans laquelle tu n'as pu m'accompagner t'est dédiée.

Sommaire

Introduction générale	17
Chapitre I	21
<i>Les lasers à fibre : généralités et état de l'art.....</i>	21
Introduction.....	23
I. La fibre optique	24
I.1. Principes de guidage dans une fibre optique.....	24
I.1.1. La réflexion interne totale	25
I.1.2. Le guidage par BIP	27
II. L'Amplification optique	30
II.1. Méthode de fabrication des fibres optiques amplificatrices	30
II.2. Les ions de terres rares et leurs propriétés optiques	35
II.3. Le phénomène d'amplification optique	38
II.4. Principe de l'effet laser.....	41
III. Développement et performances des lasers à fibre.....	42
III.1. Naissance et développement du laser à fibre.....	42
III.2. Présentation de différentes structures de fibres à double gaine pour un pompage multimode.....	46
III.2.1. Les gaines polymères bas indice	47
III.2.2. Les gaines d'air	50
III.2.3. Autres systèmes de pompages multimodes	52
III.2.3.1. Injection de l'onde de pompe par le « coté » de la fibre (« side pumping »).....	53
III.2.3.2. Utilisation d'une fibre « G.T.-Wave ».....	54
III.2.3.3. Utilisation d'un combineur.....	54
III.2.4. Les limitations de la montée en puissance.....	55
III.3. Les fibres à large cœur ou LMA (« Large Mode Area »).....	59
III.3.1. Fibres LMA à guidage par RIT standard.....	59
III.3.1.1. Les fibres monomodes à saut d'indice	59
III.3.1.2. Les fibres multimodes et les méthodes de filtrage des modes d'ordre supérieur	61
III.3.1.2.a. Filtrage modal par le biais de courbures.....	61
III.3.1.2.b. Filtrage modal par optimisation de la distribution spatiale du gain.....	66
III.3.1.2.c. Filtrage modal par le biais d'un amincissement local de la fibre	67
III.3.2. Les Fibres Microstructurées Air Silice : FMAS	68
III.3.2.1. Fabrication de ces fibres.....	69
III.3.2.2. Principe du guidage par RIT modifiée et avantages des FMAS LMA.....	71
III.3.2.3. Les structures à guidage par BIP	77
III.3.3. Les fibres microstructurées tout solide à guidage par BIP	79

III.4. La combinaison cohérente ou incohérente de faisceaux issus de N amplificateurs fibrés	81
Conclusion	85
Chapitre II	89
<i>Etude théorique des structures LHDC</i>	89
Introduction	91
I. Etude de la gaine structurée seule, supposée infinie	95
I.1. Propriétés des structures périodiques : introduction à la notion de bandes photoniques	96
I.1.1. Les BIP du point de vue des résonances : Théorie des ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide).....	98
I.1.1.1. Cas des guides plans	98
I.1.1.1.a. Conditions d'antirésonance des couches constituant le réseau	100
I.1.1.1.b. Conditions de résonance ou de stationnarité d'une onde dans le cœur de la structure (défaut du réseau)	101
I.1.1.1.c. Optimisation des paramètres opto-géométriques du guide total : cœur & réseau périodique.....	102
I.1.1.2. Cas des fibres ARROW	103
I.1.2. Comparaison des principes de guidage entrant en jeu dans les structures LHDC et ARROW	108
I.2. Etude des caractéristiques modales de la gaine microstructurée supposée infinie et sans défaut	113
I.2.1. Etude préliminaire : origine des bandes	114
I.2.1.1. Description générale de l'outil de simulation et de la méthode employée	115
I.2.1.1.a. Considérations générales sur l'outil de simulation : le logiciel commercial FEMLAB	115
I.2.1.1.b. Description générale de la méthode de calcul du « Space Filling Mode ».....	116
I.2.1.2. Mise en évidence de 3 zones de comportements distincts pour le mode fondamental– étude du SFM sur un cas particulier (préforme 1 et $r_D = r_{23}$) à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	116
I.2.1.3. Extrapolation aux modes d'ordre supérieur	120
I.2.2. Influence des paramètres opto-géométriques de la gaine microstructurée sur les diagrammes de bandes	125
I.2.2.1. Modification de la distance entre plots (rayon et profil d'indice inchangés)	125
I.2.2.1.a. Etude SFM : Influence de la quantité de silice entourant les plots.....	125
I.2.2.1.b. Calcul des bandes par le logiciel MPB	127
I.2.2.2. Modifications / fluctuations des caractéristiques opto-géométriques des inclusions : profil d'indice et rayon	128
I.2.2.2.a. Cas 1 : variations homothétiques	128
I.2.2.2.b. Cas 2 : variation d'une seule caractéristique opto-géométrique (rayon ou profil d'indice) appliquée à l'ensemble des inclusions	129
I.2.2.2.c. Cas 3 : fluctuation des caractéristiques des inclusions au sein de la microstructure ...	135

II. Etude du guidage dans la structure complète.....	136
II.1. Propriétés des microstructures correspondant à la zone 1 : fonctionnement en effet moyen de la microstructure	137
II.1.1. Performances théoriques de ces structures.....	138
II.1.2. Critiques du principe.....	141
II.2. Choix des caractéristiques du cœur actif de la structure (contraintes liées à la méthode d'assemblage).....	145
II.3. Exemple d'optimisation d'une structure LHDC à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	147
II.3.1. Première étape : approximation rapide des conditions de couplages (accord de phase) s'opérant entre les modes s'établissant dans les différents guides	149
II.3.2. Deuxième étape : confirmation des premières hypothèses par une analyse FEM des caractéristiques modales de la structure	152
II.3.2.1. Considérations générales sur les méthodes de calculs employées	152
II.3.2.1.a. Insertion en périphérie de la microstructure d'une couronne de silice d'indice de réfraction complexe.....	152
II.3.2.1.b. Calcul de la fraction d'énergie portée par le cœur	153
II.3.2.2. Analyse modale de la structure par la FEM.....	154
II.3.2.2.a. Comparaison des allures de champs et des parties imaginaires des indices effectifs de l'ensemble des modes s'établissant dans la structure	155
II.3.2.2.b. Calculs des fractions F_C et F_g pour chaque mode étudié.....	157
II.4. Mise en évidence des propriétés du guidage par RITMC dans une structure LHDC	159
II.4.1. Impact des couplages sur les caractéristiques modales de l'émission.....	159
II.4.1.1. Première partie : étude restreinte aux deux premiers modes guidés dans le cœur de la structure complète.....	159
II.4.1.1.a. Localisation des accords de phase intermodaux : cas des guides isolés (cœur seul et plot unique isolé).....	159
II.4.1.1.b. Evaluation de la délocalisation des champs des modes établis dans la structure complète : étude des figures des champs, analyse des courbes de dispersion & bandes, calcul des F_C	160
II.4.1.1.c. Impact du facteur de transfert F^2 calculé dans le guide composite constitué du cœur & d'un plot de la première couronne :	163
II.4.1.2. Seconde partie : généralisation à l'ensemble des modes de la structure complète, étude menée à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	165
II.4.1.2.a. Evaluation de la délocalisation des champs des modes établis dans la structure complète : analyse des courbes de dispersion & bandes, calcul des F_C	165
II.4.1.2.b. Calcul du facteur de transfert F^2 pour 6 guides composites constitués du cœur & d'une inclusion de la première couronne.....	167
II.4.1.2.c. Discussion.....	169
II.4.2. Influence du nombre de couronnes sur le comportement modal d'une structure LHDC.....	171
II.4.2.1.a. Influence sur le mode fondamental.....	171
II.4.2.1.b. Influence sur l'ensemble des modes	172

II.4.3. Influence des courbures sur la qualité spatiale de l'émission à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	175
II.4.4. Extrapolation du principe : adaptation de la structure.....	177
III. Etude de la propagation de l'onde de pompe dans la structure	180
III.1. Présentation de la méthode BPM	180
III.2. Validation de la méthode : étude de la propagation des modes à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	182
III.3. Etude de la propagation de l'onde de pompage ($\lambda = 980 \text{ nm}$).....	186
III.3.1. Propagation du mode fondamental d'un plot.....	189
III.3.2. Propagation d'un speckle adapté à l'O.N. de la structure étudiée	190
Conclusion	192
Chapitre III	195
<i>Caractérisations expérimentales</i>	<i>195</i>
Introduction.....	197
I. Première fabrication : fibre dopée aux ions erbium.....	198
I.1. Etude théorique.....	198
I.1.1. Rappels des caractéristiques de la fibre initialement optimisée	198
I.1.2. Prise en compte du profil réel du cœur dopé erbium.....	199
I.2. Réalisation et caractérisation de la fibre	203
I.2.1. Description des étapes de fabrication.....	203
I.2.2. Caractérisation de la fibre	205
II. Deuxième fabrication : fibre dopée aux ions ytterbium.....	210
II.1. Etude théorique.....	210
II.1.1. Structure homothétique.....	210
II.1.2. Prise en compte du profil réel.....	213
II.1.3. Optimisation de la structure HA.	215
II.1.3.1. Transformation homothétique de la structure possédant un rapport r_D fixé à r_{23}	215
II.1.3.2. Transformation homothétique de la structure possédant un rapport r_D tel que : $r_D = r_{20}$	218
II.2. Réalisation et caractérisation de la fibre (structure - r_{20})	219
II.2.1. Fabrication de la fibre	219
II.2.2. Caractérisation du comportement modal de la fibre – comparaison avec la théorie.....	221
II.2.2.1. Analyse théorique	221
II.2.2.2. Caractérisation expérimentale.....	222
III. Optimisation et fabrication d'une nouvelle structure	228
Conclusion	234
Conclusion générale	237

Annexe I 1	259
<i>Présentation des principaux effets non linéaires</i>	259
1. Effet Kerr	260
2. La diffusion Raman	263
3. La diffusion Brillouin	265
Annexe I.2	271
<i>Théorie des modes guidés dans un guide à saut d'indice standard - critère d'unimodalité</i>	271
Annexe II 1	279
<i>Les BIP du point de vue de la physique du solide</i>	279
1. Cas des cristaux unidimensionnels : analogie électron-photon	279
2. Cristal photonique bidimensionnel	284
Annexe II 2	293
<i>Etudes des relations de couplage s'établissant entre deux guides voisins.</i>	293
Liste des publications	305

Introduction générale

Si la première démonstration d'oscillations laser dans une fibre optique date de près d'un demi siècle [SNI61], ce n'est pourtant qu'au milieu des années 80 que les évolutions conjointes des techniques de fabrication [POO85] des fibres optiques et de systèmes de pompage adaptés, permettent aux lasers fibrés de s'imposer en tant qu'alternative crédible des lasers massifs. Les multiples atouts des structures fibrées n'ont dès lors cessé de susciter l'engouement de la communauté scientifique. Ces sources sont en effet compactes, fiables, souvent peu coûteuses, et le confinement des ondes électromagnétiques dans un guide de faible dimension garantit l'excellente qualité spatiale du faisceau émis. Les nombreux progrès réalisés ces vingt dernières années (notamment le pompage par la gaine) ont ainsi permis aux lasers fibrés de s'imposer dans de nombreux domaines nécessitant des flux lumineux intenses, tels que l'industrie (gravure, marquage, découpe...), la médecine (chirurgie) ou encore l'optique non linéaire. Les enjeux de la montée en puissance de ces lasers sont par conséquent considérables.

Le transport et la génération de forte puissance dans un guide de faible dimension entraînent des contraintes liées en partie, aux propriétés intrinsèques des matériaux employés (silice en l'occurrence). La propagation d'un champ trop intense génère en effet des non linéarités (sources de dégradations spatiale et spectrale de l'onde signal), et peut provoquer une dégradation irréversible du matériau. Ainsi, la limitation de la densité surfacique de puissance apparaît aujourd'hui clairement comme un point crucial du développement des lasers à fibre. Deux principaux axes de recherche, potentiellement complémentaires, visant à la conception de sources lasers de puissance, semblent aujourd'hui s'imposer. Il s'agit dans un cas de combiner des faisceaux de puissance limitée, issus d'amplificateurs indépendants de faible dimension transverse, et dans l'autre cas de générer une onde puissante au sein d'un guide unique de plus large section. L'élargissement du cœur actif contraint les chercheurs, dans ce second cas, à développer des structures et / ou des architectures originales permettant de

garantir la qualité spatiale de l'émission. Bien que diverses techniques de filtrage modal puissent être employées, l'ensemble des structures développées actuellement présente un cœur dont l'indice de réfraction doit rester très proche de celui de la silice. Or, les procédés conventionnels de synthèse des matériaux actifs n'autorisent pas dans ce cas de forte concentration en ions de terres rares. La restriction du volume actif limite alors nécessairement le potentiel de ces sources.

Une nouvelle voie est explorée dans ce manuscrit. Elle concerne la conception et la réalisation d'une fibre amplificatrice dont le cœur actif allie diamètre important et indice de réfraction élevé, baptisée en conséquence fibre LHDC pour « Large and Highly Doped Core ». Le design de la gaine requiert alors un soin particulier si l'on souhaite garantir la qualité spatiale de l'onde émise.

Ces travaux ont bénéficié d'un soutien financier de l'ANR sur 3 ans (projet FOCALASE : Fibres Optiques Composites amplificatrices pour applications aux lasers de très forte puissance) et ont fait l'objet de collaborations nationales et internationales. Les premières ont eu lieu dans le cadre du projet financé par l'ANR, elles ont concerné les deux laboratoires que sont le LPMC (« Laboratoire de Physique de la Matière Condensée ») installé à Nice et IRCICA (« Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée ») installé à Lille. D'autre part, une collaboration avec le FORC (Fiber Optics Research Center) basé à Moscou nous a permis de disposer de larges cœurs homogènes fortement dopés. Enfin, plus récemment, nous avons initié une collaboration avec l'IPHT (Institute of PHotonic Technology) installé à Jena en Allemagne, afin d'enrichir le potentiel des fabrications.

Le **premier chapitre** de ce manuscrit retrace les étapes fondamentales de l'évolution des lasers à fibre depuis l'avènement des fibres double gaine à la fin des années 80, jusqu'aux structures originales proposées ces dernières années. Après avoir rappelé les procédés de synthèse et les propriétés spectroscopiques des matériaux actifs (silice dopée aux ions de terres rares), nous présenterons les contraintes imposées par la montée en puissance des lasers à fibre. Les principales technologies développées et exploitées ces dix dernières années en réponse à ces contraintes seront alors détaillées, leurs atouts et points faibles seront systématiquement analysés.

Le **second chapitre** sera consacré à l'étude théorique de l'idée proposée. Elle débutera par une analyse détaillée des propriétés opto-géométriques de la gaine envisagée. Puis nous

démontrerons le principe physique sur lequel repose le fonctionnement d'une structure LHDC, avant d'en présenter l'optimisation (sur un cas particulier) et d'en analyser le comportement modal.

Enfin, la phase expérimentale comprenant les conceptions (optimisations basées sur les profils d'indice de préformes réelles), réalisations et caractérisations de trois types de fibres LHDC développées au cours de ces trois années, feront l'objet du **troisième** et dernier **chapitre** de ce manuscrit.

Chapitre I

*Les lasers à fibre : généralités et
état de l'art*

Introduction

Le transport et la génération dans les fibres optiques, de puissances toujours plus importantes au cours de ces vingt dernières années, ont nécessité d'accroître les puissances des ondes de pompe et d'adapter constamment les caractéristiques opto - géométriques des structures guidantes. Ce premier chapitre retrace ces évolutions.

Nous allons voir qu'en premier lieu, ce sont le choix des matériaux actifs constituant les fibres amplificatrices ainsi que leur méthode de synthèse (codopage indispensable) qu'il a fallu adapter. C'est pourquoi, nous avons jugé intéressant de débiter ce chapitre en présentant succinctement les propriétés optiques spécifiques des ions de terres rares, ainsi que les méthodes d'incorporation de ces ions dans la silice.

Puis, nous verrons dans un deuxième temps que la géométrie même des fibres actives a dû être repensée pour accroître, d'une part, les niveaux de pompage (avènement des fibres « double gaine ») et d'autre part, l'efficacité du laser et la qualité de l'émission (fibre à large aire modale). En effet, le confinement de fortes puissances dans des guides de faibles dimensions (propriétés intrinsèques du laser fibré) a rapidement imposé de nombreuses limitations et contraintes technologiques, qu'il s'est avéré indispensable de contourner. Nous verrons ainsi, que la densité surfacique de puissance à l'intérieur du guide, si elle devient trop importante, génère un échauffement des matériaux pouvant engendrer leur destruction (claquage optique) et provoque l'apparition d'effets non linéaires dégradant les qualités spatiales et spectrales des ondes propagées. C'est donc dans le but de limiter au maximum ces conséquences potentiellement désastreuses que l'ensemble des fibres destinées au transport et à la génération de fortes puissances présente aujourd'hui de larges sections dopées. Cela étant, nous démontrerons qu'il est délicat de garantir dans ce cas, la qualité spatiale de l'émission et nous détaillerons quelques unes des solutions pouvant être envisagées (restriction sur le niveau de l'indice de réfraction du cœur et/ou filtrage modal, notamment) en présentant leurs avantages et inconvénients.

Enfin, nous verrons que dans ce cadre particulier, depuis une dizaine d'années maintenant, semble s'imposer une nouvelle génération de fibres optiques dont la gaine microstructurée (tout solide ou air-silice) offre de nouvelles propriétés optiques ainsi que de nouvelles

possibilités de guidage. Ces dernières semblent aujourd'hui en mesure de répondre à des attentes toujours plus exigeantes, tant en ce qui concerne la qualité du faisceau émis que les niveaux de puissance générés.

I. La fibre optique

I.1. Principes de guidage dans une fibre optique

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique caractérisé par une section droite circulaire invariante suivant la direction de propagation et composé d'au moins deux milieux d'indices de réfraction différents (**Figure I.1**). Le guide central appelé cœur est entouré d'une gaine optique, milieu homogène ou non (microstructuré parfois) selon les propriétés de guidage souhaitées. Une gaine polymère, d'indice de réfraction élevé pour une fibre classique, assure la protection mécanique de l'ensemble et l'élimination des rayonnements non guidés par le cœur.

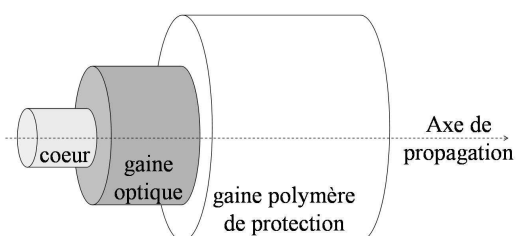


Figure I.1: Représentation schématique d'une fibre optique.

La lumière est injectée dans la structure et piégée dans le cœur de faible dimension, dont le diamètre varie généralement de quelques microns pour les fibres dites standard à plusieurs dizaines de microns pour les fibres plus récentes à larges aires modales dites LMA (Large Mode Area). Il existe deux grands principes optiques permettant de piéger la lumière dans un guide : la Réflexion Interne Totale (RIT) et le guidage par résonances ou par Bandes Interdites Photoniques (BIP).

I.1.1. La réflexion interne totale :

Le guidage par réflexion interne totale s'opère dès lors que le guide optique considéré présente un cœur d'indice n_1 entouré d'une gaine optique homogène d'indice de réfraction n_2 inférieur à n_1 . On parle alors de guide à saut d'indice. Les lois de Snell-Descartes prévoient dans ce type de structure l'existence d'un angle limite à partir duquel la lumière injectée dans le cœur y restera piégée par le biais de réflexions totales sur le dioptre cylindrique de l'interface cœur-gaine.

En effet, on rappelle que lorsqu'une onde rencontre un dioptre séparant deux milieux d'indices n_1 et n_2 , les angles d'incidence θ_1 et de réfraction θ_2 (**figure I.2**) sont liés par la relation I.1 :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{I.1})$$

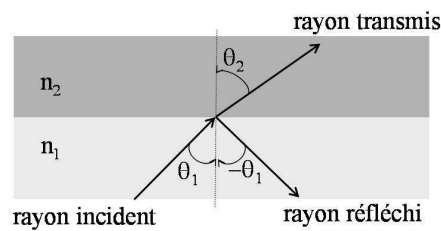


Figure 1.2: Réfraction et réflexion subies par une onde lumineuse sur un dioptre.

De fait, si l'on considère des milieux dont les indices vérifient : $n_2 < n_1$, il est possible de définir un angle d'incidence minimum $\theta_{1\ell}$ tel que : $\sin \theta_{1\ell} = \frac{n_2}{n_1}$, à partir duquel il n'existe plus d'onde réfractée, la réflexion est alors totale.

Soit un rayon lumineux injecté dans le cœur de la fibre sous un angle d'incidence θ_0 , d'après la **figure I.3**, on peut écrire :

$$\sin \theta_0 = \frac{n_1}{n_0} \sin \beta \quad (\text{I.2})$$

Ainsi à l'angle limite $\theta_{1\ell}$ défini précédemment correspond un angle d'incidence $\theta_{0\ell}$, tel que :

$$\sin \theta_{1\ell} = \cos \beta_{\ell} = \sqrt{1 - \sin^2 \beta_{\ell}} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \sin \theta_{0\ell} \right)^2} \quad (\text{I.3})$$

Un rayon injecté sera donc guidé par RIT dès lors que :

$$\sin \theta_0 < \sin \theta_{1\ell} = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0} \quad (\text{I.4})$$

où n_0 représente l'indice du milieu dans lequel baigne la fibre. On définit alors l'ouverture numérique de la fibre comme le sinus de l'angle d'acceptance $\theta_{1\ell}$ (**figure I.3**). Dans le cas où la fibre baigne dans l'air ($n_0=1$), on a :

$$\text{ON} = \sin \theta_{1\ell} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{I.5})$$

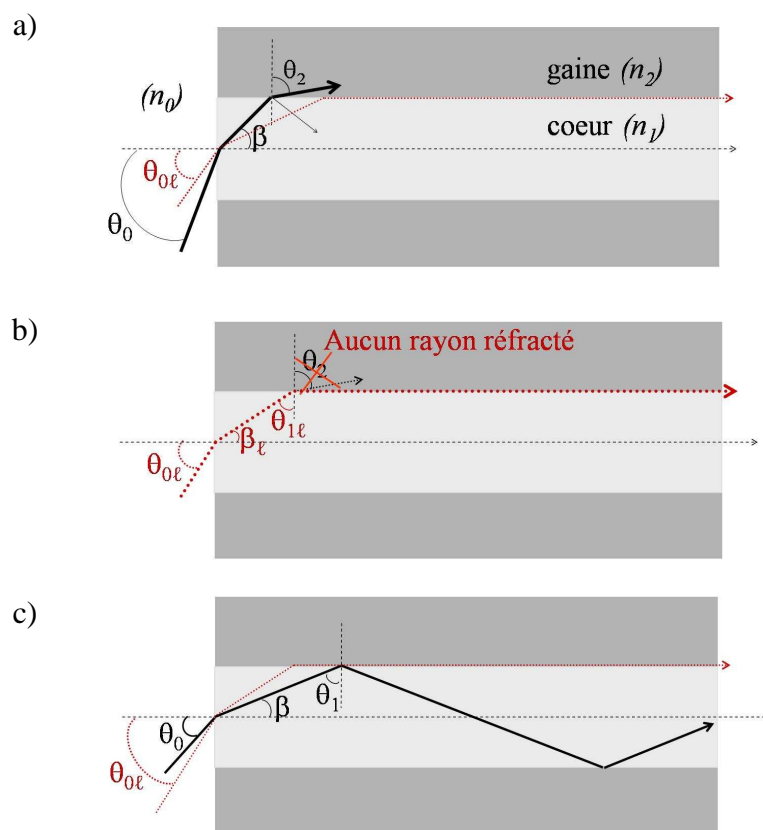
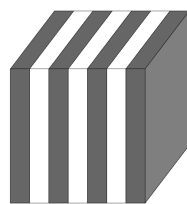


Figure 1.3: Représentation schématique de la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique :

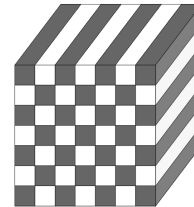
- a) il existe un rayon réfracté : l'angle d'incidence θ_0 est supérieur à l'angle limite $\theta_{1\ell}$,
- b) le rayon réfracté n'existe plus : l'angle d'incidence est l'angle limite $\theta_{1\ell}$,
- c) le rayon réfracté n'existe plus : l'angle d'incidence θ_0 est inférieur à l'angle limite $\theta_{1\ell}$, la réflexion est TOTALE.

I.1.2. Le guidage par BIP :

Il s'agit cette fois, de profiter des propriétés optiques de résonance et d'antirésonance qui caractérisent un cristal photonique. Une telle structure est constituée d'un arrangement périodique de matériaux d'indices de réfraction différents. Leur périodicité peut s'exercer selon un ou plusieurs axes comme le montre la **figure I.4** ci-dessous.



Réseau BIP unidimensionnel



Réseau BIP bidimensionnel

Figure 1.4: Représentation schématique de matériaux exhibant une périodicité suivant 1 ou 2 dimension(s).

Cet arrangement spécifique confère alors aux cristaux photoniques des propriétés de filtrage des ondes lumineuses. En effet, la périodicité du système n'autorise la propagation que de certaines bandes de fréquences résonantes, les autres, antirésonantes, étant réfléchies par le cristal. Ces dernières sont ainsi qualifiées de Bandes Interdites Photoniques ou BIP. Il est alors possible d'introduire un défaut dans la périodicité du réseau et d'y piéger les ondes dont les fréquences appartiennent aux BIP. Le guide d'onde ainsi réalisé présente donc un cœur d'indice nécessairement bas (sinon le guidage s'opèrerait par réflexion interne totale) obtenu en introduisant un défaut dans le cristal photonique tenant lieu de gaine optique.

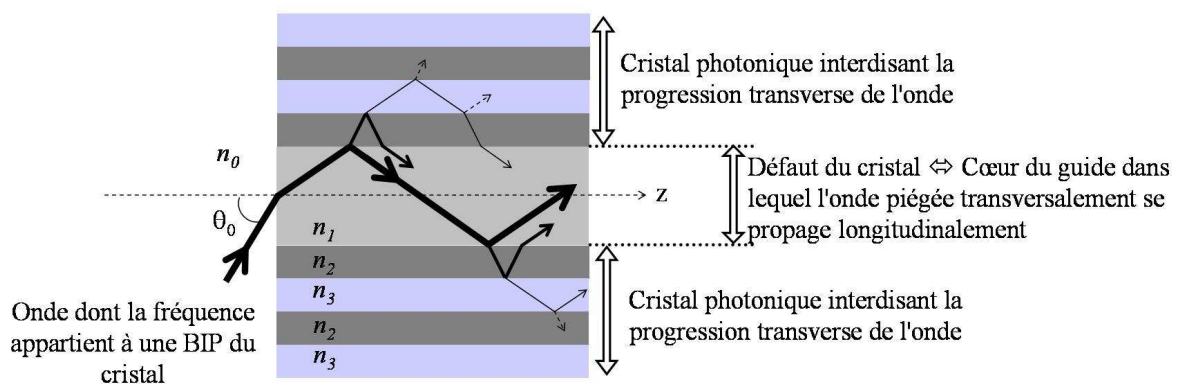


Figure 1.5: Principe de la propagation dans le cœur d'un guide à cristal photonique.

Les fibres de silice à cristaux photoniques se divisent alors en deux grandes catégories :

- Les fibres microstructurées air-silice, évoquées plus en détail par la suite, comme leur nom l'indique, elles sont constituées d'un arrangement périodique de canaux d'air insérés dans une matrice silice, le cœur guidant est généralement constitué d'un trou d'air de dimension différente.

- Les fibres microstructurées silice-silice dopée dont le cristal peut être formé soit d'une succession de couronnes haut et bas indices, soit d'inclusions haut indice insérées dans une matrice silice. Dans le premier cas, on parle de cristaux photoniques à une dimension ou cristaux de Bragg (**figure I.6**). Les couches haut indice sont alors constituées de silice dopée aux ions germanium ou phosphore. Les couches bas indice sont soit en silice pure, soit en silice dopée fluor (par exemple) ce qui permet d'augmenter la différence d'indice entre les deux types de couches. Dans le cas d'inclusions haut indice, appelées encore plot, le cristal photonique est bidimensionnel (**figure I.7**). Là encore, les inclusions sont constituées de silice dopée aux ions germanium ou phosphore le plus souvent, et peuvent être à profils d'indice de réfraction quelconques (souvent paraboliques ou à saut d'indice). Ici l'absence d'un ou plusieurs plots d'indice élevé crée le défaut dans lequel les ondes de fréquences interdites vont être confinées transversalement et propagées suivant l'axe optique.

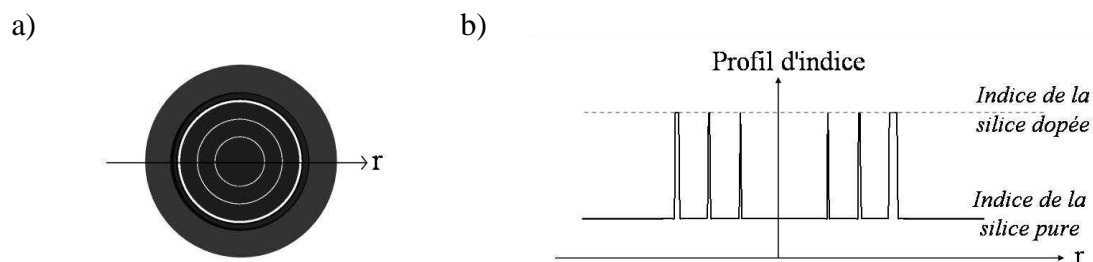


Figure 1.6: Représentation schématique d'une fibre de Bragg : section transverse (a) et profil d'indice (b)

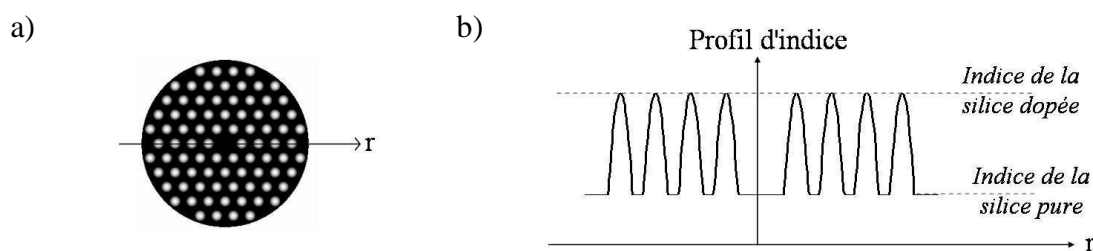


Figure 1.7: Microstructure d'inclusions haut indice à profil parabolique insérés dans une matrice de silice : section transverse (a) et profil d'indice (b)

En règle générale, les fibres optiques couramment étudiées guident la lumière par le biais de l'un des deux principes de guidage que nous venons d'évoquer (RIT ou BIP). Toutefois, une nouvelle génération de fibre optique, dont l'étude sera rapportée dans le deuxième chapitre de ce manuscrit, permet de combiner certaines des propriétés associées à chacun de ces deux principes. Cette structure destinée à l'émission de faisceau de forte puissance, présente un large cœur d'indice de réfraction élevé, entouré d'une gaine microstructurée d'inclusions haut indice (insérées en matrice silice). Les caractéristiques opto-géométriques du cœur de cette fibre amplificatrice vont être choisies de façon à autoriser une forte concentration en ions actifs (terres rares), tout en s'affranchissant au maximum des contraintes technologiques. Afin d'appréhender les limitations qui régissent la fabrication de telles structures, nous proposons d'aborder dans ce qui suit, les différentes technologies couramment employées aujourd'hui pour incorporer les ions de terres rares dans la silice. Nous présenterons ensuite le principe général de l'amplification optique, ainsi que le cas particulier de l'effet laser.

II. L'Amplification optique

Le principe de l'amplification optique est basé sur l'interaction de la lumière (signal) et de la matière (milieu amplificateur). Le milieu amplificateur peut être un gaz ionisé à l'aide d'un champ électrique (cas des lasers He:Ne par exemple), ou être composé de semi-conducteurs excités électriquement. Dans le cas des fibres optiques, ce sont des ions de terres rares intégrés dans une matrice hôte (souvent de la silice) et excités par un rayonnement optique, qui constituent le milieu amplificateur.

II.1. Méthode de fabrication des fibres optiques amplificatrices :

La fabrication de fibres de silice dopée aux ions de terres rares requiert deux grandes étapes :

- La première est l'élaboration d'une préforme cylindrique de 20 cm à 1 m de long pour quelques dizaines de millimètres de diamètre (généralement entre 10 et 20 mm).
- La seconde est le fibrage (ou étirage) de cette préforme, qui va alors être chauffée et étirée à grande vitesse jusqu'à obtenir les dimensions de fibres souhaitées, soit un peu plus de cent microns de diamètre extérieur en général. Il est à noter que cette étape s'effectue à volume constant, sans changement de forme entre la préforme et la fibre dont les dimensions sont homothétiques.

Plusieurs techniques pour concevoir une préforme sont à ce jour connues et maîtrisées, mais la technique la plus couramment utilisée est la méthode MCVD pour « Modified Chemical Vapor Deposition ». La préforme est alors fabriquée par dépôt en phase vapeur à l'intérieur d'un tube de silice en rotation, d'une succession de couches de quelques micromètres d'épaisseur contenant la silice et les dopants nécessaires. En effet, l'incorporation de certains ions dits « dopants » ou « modificateurs » du réseau permet de transformer les propriétés optiques de la silice. Par exemple, le germanium, l'aluminium, le phosphore et le titane provoquent une augmentation de l'indice de réfraction de la silice, alors que le fluor et le bore l'abaissent. Lorsque des ions germanium, aluminium ou phosphore sont introduits dans la silice, on parle respectivement de matrice « germanosilicate », « aluminosilicate » ou « phosphosilicate ». Les concentrations en ions dopants vont alors déterminer l'indice de réfraction de chaque couche déposée et permettre ainsi de façonner le profil d'indice de la

fibres. Les couches déposées sous la forme de suies poreuses doivent être vitrifiées par une élévation de la température avant d'entamer le dépôt de nouvelles couches.

Les ions de terres rares seront quant à eux, introduits lors de la formation des dernières couches qui constitueront le cœur au centre de la préforme. Le dépôt de ces ions peut être réalisé en phase vapeur et dans ce cas, il s'agit de chauffer des cristaux d'halogénure de terres rares disposés à l'entrée du tube substrat. Ces cristaux sont alors placés dans une chambre sous forme de sels fondus (cf. **figure I.9**) ou dans une éponge de silice poreuse. Mais il est aussi possible de déposer simultanément des ions aluminium et les ions actifs en plaçant les sels dans un tube alimenté par halogénure d'aluminium. Cependant, parce qu'ils sont extrêmement volatils, les ions de terres rares sont généralement incorporés, non pas en phase vapeur comme l'ensemble des autres constituants mais en phase liquide. Pour favoriser leur incorporation, il est alors nécessaire de déposer les couches centrales de silice à faible température afin de les conserver poreuses. Il s'agit ensuite de plonger le tube dans une solution alcoolique ou aqueuse d'ions de terres rares dont la concentration déterminera la quantité d'ions actifs présents dans le cœur de la fibre finale. Les ions vont alors migrer et se répartir sur l'ensemble des défauts de la matrice silice, qui en constituent les sites d'accueil.

Après quelques heures d'imprégnation, la solution est drainée et le tube est séché à 600°C sous Cl_2 et O_2 afin d'éliminer tous les solvants résiduels. La préforme devra alors subir une étape de vitrification (chauffage à 2000°C) pour supprimer les porosités.

A ce stade de la conception, la préforme possède encore en son centre un trou qu'il va falloir refermer. S'ensuit donc une étape de chauffage intense sous pression contrôlée, appelée étape de « rétreint », provoquant l'effondrement du tube sur lui-même et supprimant ainsi le trou central. Il n'est pas rare que cette étape entraîne une évaporation des ions responsables du profil d'indice, provoquant au centre de la structure, une légère dépression indicielle. Ce phénomène est souvent observé avec le germanium, particulièrement volatil.

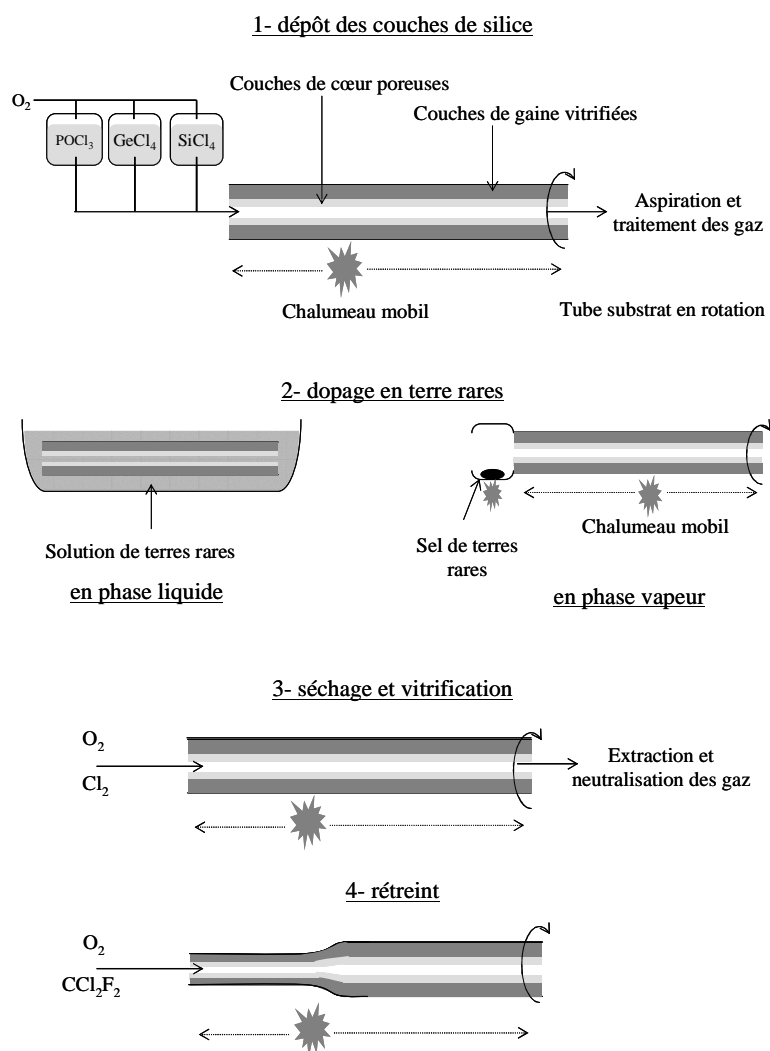


Figure 1.8: Représentation schématique de principe de la MCVD.

Il est important de noter que la solubilité des ions dopants dans la silice pure est relativement faible puisque le nombre de sites d'accueil, soit le nombre d'atomes d'oxygène libres (dits « non pontants ») est restreint. On rappelle que dans la silice chaque atome de silicium est lié à quatre atomes d'oxygène, formant ainsi des tétraèdres SiO_4^{4-} empilés de façon anarchique dans la silice vitreuse (**figure I.8**).

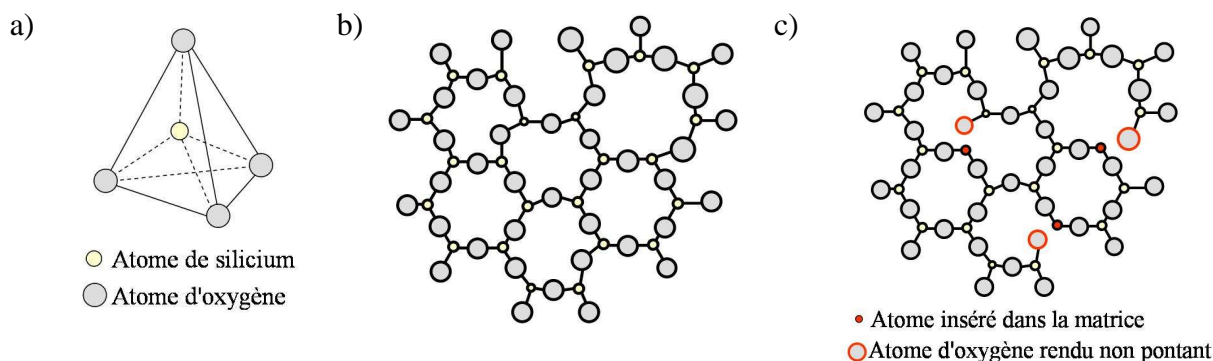


Figure 1.9: Représentations schématiques de la silice :

a) tétraèdre de SiO_4^{4-} ,

b) représentation schématique en 2D de la silice vitreuse,

c) représentation schématique en 2D de la silice vitreuse après insertion d'ions modificateurs de réseau.

C'est parce que cette structure est amorphe, qu'elle peut facilement accueillir en son sein une très grande variété d'éléments qui en modifient les propriétés. Par exemple, il est possible d'insérer des ions spécifiques dits « modificateurs de réseau » comme l'aluminium Al^{3+} ou les terres rares. Ceux-ci prennent alors la place des ions de silicium Si^{4+} tétravalents, mais comme ils sont généralement trivalents, ces nouveaux ions ne créent de liaison qu'avec trois atomes d'oxygène du tétraèdre environnant. Ainsi, l'atome d'oxygène restant, n'étant plus lié qu'à un seul atome de silicium devient « non pontant ». De fait, si l'on insère uniquement des ions de terres rares dans la matrice, chaque ion créera dans son voisinage un nouveau site d'accueil favorisant la venue d'autres ions actifs et la formation d'agrégats. Plus la concentration augmente et plus ce phénomène est important. Or, les agrégats favorisent les échanges d'énergie entre les ions de terres rares au détriment des échanges d'énergie avec l'extérieur. Il est donc impératif de limiter leur formation. Pour ce faire, il est alors possible d'insérer d'autres ions modificateurs (Al^{3+} par exemple) qui, par le même procédé, vont permettre la création de nouveaux sites d'accueil et donc une meilleure incorporation des ions actifs. C'est pourquoi, lorsque les couches constituant le cœur sont créées, des codopants sont souvent ajoutés à la silice soit préalablement, soit simultanément à l'insertion des ions actifs.

Si la méthode MCVD est la plus répandue, d'autres technologies peuvent être utilisées pour fabriquer une préforme. Voici quelques uns des procédés alternatifs les plus utilisés :

- Le procédé PCVD (Plasma Chemical Vapor Deposition) est comme la méthode MCVD, un procédé dit « interne ». La procédure est la même que pour la MCVD si ce

n'est que le chalumeau est remplacé par un plasma interne induit par un réacteur micro-onde. L'un des avantages de cette technique est qu'elle limite certaines pollutions, comme l'introduction d'ions OH^- ou d'ions métalliques par exemple. Elle possède de plus, un fort rendement et autorise donc un dépôt plus important et plus rapide que la MCVD. Son coût reste cependant très élevé.

- La technologie OVD (Outside Vapor Deposition) est une méthode dite « externe » par laquelle le dépôt des suies s'effectue sur un mandrin d'alumine ou de graphite en rotation, grâce à un procédé d'hydrolyse à la flamme ou sous plasma. Le rétreint est réalisé en même temps que la vitrification du matériau après élimination du mandrin par perçage. Ce type de technologie est particulièrement adapté à l'élaboration de profil à saut d'indice et permet de réaliser des préformes de grandes dimensions.

Une fois la préforme réalisée, il s'agit d'opérer l'étape de fibrage. Elle consiste à chauffer la préforme de façon à l'étirer en contrôlant et en ajustant différents paramètres que sont la température, la vitesse, la tension (etc..) afin d'obtenir une fibre de dimensions souhaitées. Le fonctionnement de la tour de fibrage est présenté ci-après.

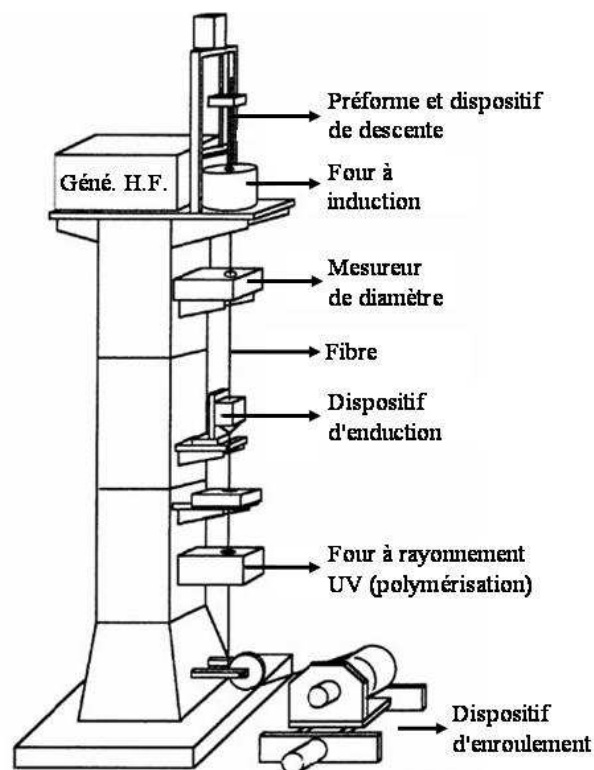


Figure 1.10: Présentation des différents éléments d'une tour de fibrage.

- Le four est constitué d'un noyau de graphite dans lequel sont induits des courants hautes fréquences (~ 20 kHz) par l'intermédiaire de spires de cuivre. Sa température ajustable peut atteindre 2000°C . Il est chargé de chauffer la préforme en vue de son étirage.
- Le système de descente des préformes permet l'insertion à vitesse régulière (quelques mm ou cm/minutes) et sans vibration de la préforme dans le four.
- Le dispositif d'enroulement permet l'ajustement du diamètre externe de la fibre en lui imposant une vitesse de traction liée à la vitesse de rotation du tambour (quelques 10 ou 100 m/minutes).
- Un dispositif de mesure sans contact contrôle à tout instant le diamètre externe de la fibre étirée.
- Le dispositif d'enduction dépose sur la silice refroidie naturellement lors de la descente, une résine polymérisable chargée d'assurer la protection mécanique de la fibre, et dans certains cas le guidage optique d'une partie des rayonnements.
- Le four à rayonnements ultraviolets assure la polymérisation du revêtement de protection.

II.2. Les ions de terres rares et leurs propriétés optiques

Les terres rares tiennent leur nom du fait de la rareté des régions du monde où leurs minerais peuvent être exploités, mais ne sont pas pour autant les éléments les plus rares de notre planète. A titre d'exemple, le thulium, l'une des terres rares les moins répandues, est pourtant quatre fois plus abondant que l'argent. Ces éléments sont des métaux de transition appartenant à la famille chimique des lanthanides (cf. **figure I.11**). Ils présentent des numéros atomiques compris entre 57 (lanthane) et 71 (lutécium), et possèdent la même structure électronique externe : $5s^2 5p^6 6s^2$. Ces trois couches sont saturées et confèrent aux quinze terres rares des propriétés chimiques semblables. Les structures électroniques complètes de ces éléments sont répertoriées dans le **tableau I.1** ci-après. Notons que dans cette représentation, les niveaux 5s et 5p sont inclus dans la configuration [Xe] du xénon.

Le plus souvent, l'ionisation des lanthanides entraîne la formation d'ions de terres rares trivalents. Cette charge 3^+ est alors liée au départ de 2 électrons de la couche externe 6s et d'un électron de la couche interne 4f. Sous l'effet des couplages spin-orbite (entre autres), les orbitales atomiques de cette couche 4f vont acquérir des niveaux d'énergie différents entre

lesquels vont se produire les transitions à l'origine des propriétés optiques particulières des terres rares. On constate dans le **tableau I.1** que la couche 4f de ces éléments se remplit progressivement du lanthane (aucun électron de valence 4f donc pas de propriétés optiques particulières) au lutécium (la couche 4f est complète). C'est le nombre d'électrons présents sur cette couche qui donnera à chaque ion de terres rares des propriétés optiques qui lui seront propres.

1	1 H																	2 He
2	3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
3	11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
6	55 Cs	56 Ba	57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
7	87 Fr	88 Ra	89 Ac	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Uun	111 Uuu	112 Uub						
			Lanthanides															
			58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu		

Figure 1.11: Position des lanthanides dans la classification périodique des éléments.

ELEMENT	NUMERO ATOMIQUE	CONFIGURATION ELECTRONIQUE DE L'ATOME X DANS SON ETAT FONDAMENTAL	CONFIGURATION ELECTRONIQUE DE L'ION X ³⁺
Lanthane (La)	57	[Xe] 6s ² 4f ⁰ 5d ¹	[Xe]
Cérium (Ce)	58	[Xe] 6s ² 4f ² 5d ⁰	[Xe] 4f ¹
Praséodyme (Pr)	59	[Xe] 6s ² 4f ³ 5d ⁰	[Xe] 4f ²
Néodyme (Ne)	60	[Xe] 6s ² 4f ⁴ 5d ⁰	[Xe] 4f ³
Prométhium (Pm)	61	[Xe] 6s ² 4f ⁵ 5d ⁰	[Xe] 4f ⁴
Samarium (Sm)	62	[Xe] 6s ² 4f ⁶ 5d ⁰	[Xe] 4f ⁵
Europium (Eu)	63	[Xe] 6s ² 4f ⁷ 5d ⁰	[Xe] 4f ⁶
Gadolinium (Gd)	64	[Xe] 6s ² 4f ⁷ 5d ¹	[Xe] 4f ⁷
Terbium (Tb)	65	[Xe] 6s ² 4f ⁹ 5d ⁰	[Xe] 4f ⁸
Dysprosium (Dy)	66	[Xe] 6s ² 4f ¹⁰ 5d ⁰	[Xe] 4f ⁹
Holmium (Ho)	67	[Xe] 6s ² 4f ¹¹ 5d ⁰	[Xe] 4f ¹⁰
Erbium (Er)	68	[Xe] 6s ² 4f ¹² 5d ⁰	[Xe] 4f ¹¹
Thulium (Tm)	69	[Xe] 6s ² 4f ¹³ 5d ⁰	[Xe] 4f ¹²
Ytterbium (Yb)	70	[Xe] 6s ² 4f ¹⁴ 5d ⁰	[Xe] 4f ¹³
Lutécium (Lu)	71	[Xe] 6s ² 4f ¹⁴ 5d ¹	[Xe] 4f ¹⁴

Tableau I.1: Configurations électroniques des lanthanides.

Les couches externes 5s et 5p restées intactes lors de l'ionisation, jouent le rôle de « bouclier » protégeant en partie des perturbations extérieures, les électrons restants sur la couche 4f. Ce phénomène explique alors l'influence limitée de la matrice hôte sur la localisation des niveaux d'énergie. Il est à noter qu'elle conserve cependant, un rôle important sur les formes des bandes d'absorption et d'émission. Le nombre de transitions autorisées est effectivement dépendant des caractéristiques de la matrice dans laquelle les ions concernés sont insérés. Cette influence se traduit par un élargissement important des bandes d'absorption et d'émission des ions de terres rares. Nous allons voir que ce dernier peut être attribué à plusieurs phénomènes.

Tout d'abord, l'inclusion d'un ion dans une matrice hôte, qu'elle soit cristalline ou vitreuse, provoque l'établissement d'un champ électrique permanent, dit « champ cristallin » occasionnant une levée de dégénérescence des niveaux de valence, c'est l'effet Stark. Cet éclatement des niveaux fondamentaux en sous-niveaux Stark entraîne une augmentation du nombre de transitions possibles pour l'ion considéré. Ainsi à titre d'exemple, l'ion erbium à température ambiante voit ses niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ se décomposer respectivement en 7 et 8 sous niveaux, autorisant alors 56 transitions.

De plus, la durée de vie limitée des différents niveaux donne lieu à des émissions spontanées, phénomènes pouvant être comparés à la désexcitation d'un oscillateur amorti dont le taux de décroissance serait analogue à la durée de vie τ du niveau excité. La décroissance temporelle de l'amplitude du champ électrique émis se traduit alors dans le domaine de Fourier par un élargissement spectral. Etant donné que cet effet affecte de façon identique tous les ions, on parle d'élargissement homogène.

Cependant, lorsque la matrice hôte n'est pas cristalline, ce qui est le cas des verres de silice utilisés dans les fibres standard, l'entourage des ions variant avec leur position au sein de la matrice, le champ cristallin qu'ils subissent varie aussi. De fait, l'effet Stark ne s'opère pas de manière identique sur l'ensemble des ions actifs, provoquant un nouvel élargissement spectral qualifié d'inhomogène. Les ions susceptibles d'absorber ou d'émettre des photons de même fréquence ν sont regroupés en « paquets » spectraux, ν étant alors une variable aléatoire caractérisée par une loi de distribution gaussienne.

Les élargissements homogènes et inhomogènes ainsi que les différents éclatements des niveaux d'énergie sont représentés de façon schématique sur la **figure I.12**.

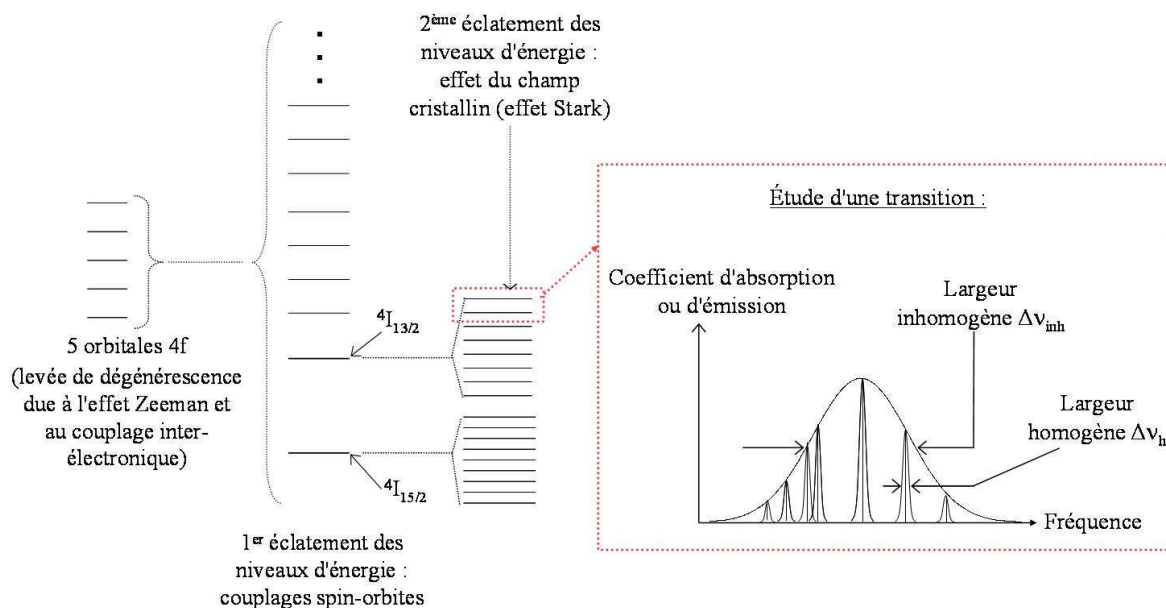


Figure 1.12: Représentation schématique de principe des différents éclatements et élargissements subis par les niveaux d'énergie des ions de Terres Rares insérés dans la matrice silice[ARN00].

Ainsi, alors que dans les matrices cristallines, les ions de terres rares présentent des transitions étroites, ils possèdent des spectres de fluorescence étendus dans les matrices amorphes telles que les matrices vitreuses des fibres de silice. Cette propriété permet aux ions de terres rares insérés en matrice vitreuse d'acquérir de larges bandes spectrales d'absorption et d'émission, propriété intéressante pour la réalisation de laser accordables ou d'amplificateurs large bande pour les télécommunications optiques, par exemple.

II.3. Le phénomène d'amplification optique

Pour comprendre le phénomène d'amplification optique, il apparaît intéressant de se référer dans un premier temps au modèle atomique de Bohr. Dans ce modèle très simplifié, l'atome dans son état fondamental, est considéré comme un noyau autour duquel les électrons gravitent sur des orbites circulaires bien définies et liées à des niveaux d'énergie discrets. Cela étant, un électron appartenant à une couche interne peut se transférer momentanément sur une couche plus lointaine, s'il bénéficie d'un apport énergétique extérieur correspondant exactement à l'écart $\Delta E = E_{\text{haut}} - E_{\text{bas}}$ entre les niveaux « haut » et « bas » (**figure I.13**). On dit alors que l'atome est dans un état « excité ». Cet état n'étant pas stable, au bout d'un temps τ propre au niveau d'énergie considéré, l'atome se désexcite et l'électron redescend sur

un niveau inférieur. Cette désexcitation s'accompagne soit de l'émission un phonon, on parle alors de transition « non radiative » (tnr), soit de l'émission d'un photon, la transition est alors qualifiée de « radiative ». Dans ce dernier cas, la longueur d'onde de la radiation émise va dépendre de la différence d'énergie ΔE entre les deux niveaux considérés, par la relation : $\Delta E = hc/\lambda$, h étant la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide et λ , la longueur d'onde.

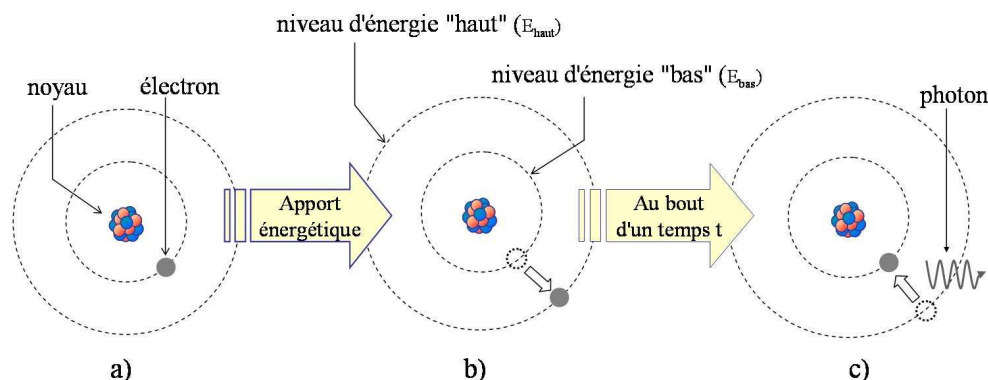


Figure 1.13: Modèle atomique de Bohr présentant l'excitation de l'atome après apport énergétique

suivie de sa désexcitation :

a) état fondamental stable,

b) état excité non stable,

b) retour à l'état fondamental dans le cas d'une transition radiative.

Le phénomène d'amplification optique s'opère alors par excitation des ions de terres rares à l'aide d'un rayonnement lumineux dit « de pompe ». Les ions dans leur état stable sont ainsi stimulés et leurs électrons peuvent atteindre des niveaux d'énergie supérieure à partir desquels ils peuvent se désexciter spontanément vers des niveaux de plus basses énergies. Cependant, cette émission spontanée n'est pas immédiate puisque chaque niveau d'énergie possède une durée de vie τ qui lui est propre (**figure I.14, a**). Cette grandeur est caractérisée par le temps au bout duquel la population des ions excités sur le niveau considéré a été divisée par e ($\approx 2,3$) après suppression de l'excitation.

Or, la théorie quantique montre que lorsqu'un photon d'énergie ΔE rencontre un ion excité, il provoque sa désexcitation et stimule l'émission d'un autre photon qui lui sera identique en énergie, direction, sens et phase. On parle alors d'émission stimulée (**figure I.14, b**). Par conséquent, le signal sera amplifié dès lors que la probabilité qu'un photon signal provoque la désexcitation de l'ion sera supérieure à la probabilité qu'il soit absorbé. Dans ce cas, la

quantité d'ions excités étant supérieure à la quantité d'ions non excités, on dit que l'inversion de population est réalisée.

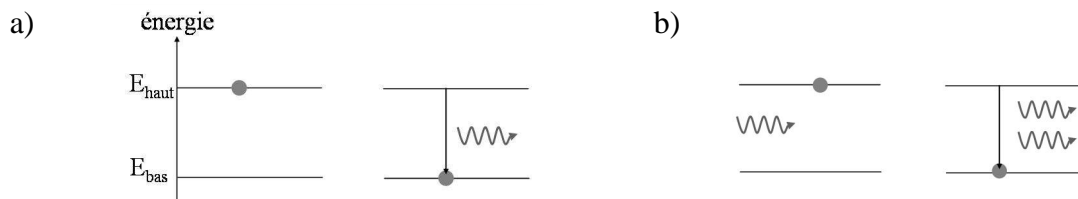


Figure 1.14: Représentations schématiques des phénomènes d'émissions spontanée (a) et stimulée (b).

Lors du processus d'amplification au moins trois niveaux d'énergie entrent en jeu. Les amplificateurs optiques les plus courants sont à trois ou quatre niveaux. Dans les deux cas, le niveau d'énergie représentant l'état excité de l'ion après absorption de la pompe est très instable et présente donc une durée de vie très faible. Rapidement, l'électron de l'ion excité redescend, par une transition non radiative sur le niveau inférieur, métastable (dont la durée de vie est par définition plus importante).

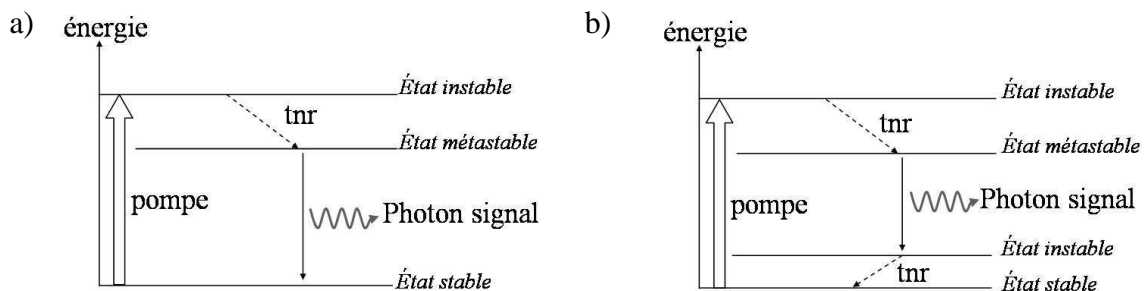


Figure 1.15: Représentations schématiques des systèmes d'amplification à 3 niveaux (a) et à 4 niveaux (b).

Dans un système à trois niveaux d'énergie (**figure I.15, a**), comme c'est le cas des ions erbium ou ytterbium pompés à 980 nm, la transition radiative et donc l'émission du photon signal s'opère entre le niveau métastable et le niveau fondamental, caractérisant l'état stable de l'ion. C'est pourquoi dans ce type de système, dès lors que l'intensité de pompe ne suffit plus à assurer l'inversion de population, le signal est réabsorbé, inhibant le processus d'amplification.

En revanche dans un système à 4 niveaux d'énergie (**figure I.15, b**), l'émission s'effectue lors d'une transition radiative entre le niveau métastable et un niveau d'énergie supérieur au niveau fondamental. Ce niveau intermédiaire possédant une durée de vie relativement faible,

une transition non radiative ramène l'ion dans son état fondamental, interdisant toute réabsorption néfaste pour l'amplification du signal.

II.4. Principe de l'effet laser

L'effet laser est obtenu en exerçant une rétroaction optique sur le milieu amplificateur. Une fraction du rayonnement émis spontanément est ainsi renvoyée dans l'amplificateur, ce qui permet de favoriser après quelques passages, l'émission stimulée de photons possédant les mêmes caractéristiques en terme de phase, sens et direction. La rétroaction optique peut par exemple être obtenue en plaçant à chaque extrémité du milieu amplificateur, des éléments partiellement ou totalement réfléchissants (**figure I.16**).

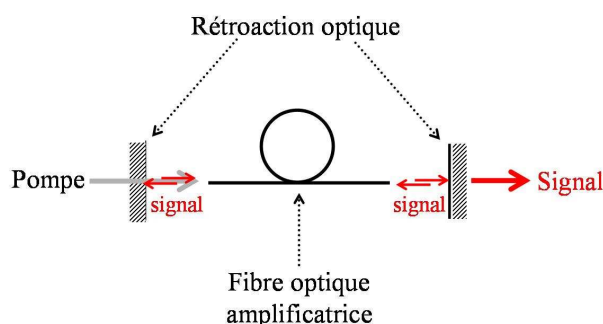


Figure I.16: Représentation schématique d'une cavité laser.

Ainsi, dans un laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), une faible puissance initiale émise spontanément étant amplifiée par émission stimulée, la quasi-totalité de la lumière rayonnée est très rapidement en phase. Il est à noter que les faces clivées d'une fibre optique se comportent comme des réflecteurs de Fresnel et permettent par conséquent, de renvoyer environ 4 % de la puissance dans le milieu amplificateur. Ce faible pourcentage suffit à déclencher et maintenir l'émission d'un rayonnement laser et ce, grâce au fort gain disponible dans la plupart des amplificateurs à fibre optique.

III. Développement et performances des lasers à fibre

III.1. Naissance et développement du laser à fibre

Les premiers lasers à fibre sont apparus très peu de temps après les premiers masers (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) et les premiers lasers massifs (structures n'assurant pas la propagation guidée du signal). En effet, le premier maser (au gaz ammoniac) fut démontré en 1953 à l'université de Columbia par C. Townes, J. Gordon et H. Zeiger. Au début des années 1960, à un an d'intervalle, les physiciens T. Maiman et E. Snitzer mettent en évidence les premières émissions laser : en massif pour le premier (cristal de rubis pompé par flash [MAI60]), et en fibre pour le second (fibre de silice dopée aux ions néodyme possédant un cœur de $30\ \mu\text{m}$ [SNI61]). Snitzer obtient 3 ans plus tard, un gain de 37 dB en régime pulsé dans une fibre présentant un cœur de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre pompée transversalement par lampes flashes [KOE64]. Enfin, des seuils de l'ordre du milliwatt dans des fibres de $40\ \mu\text{m}$ de cœur, pompées longitudinalement sont démontrés par Stone en 1973 [STO73]. Cependant, durant de nombreuses années les lasers à fibre restent dans l'ombre des lasers massifs car si ces derniers peuvent efficacement être pompés par des lampes ou des décharges électriques, le pompage des lasers à fibre reste problématique. En effet, le confinement de la lumière dans un cœur de faible dimension, implique le pompage des fibres par des diodes laser de faible étendue géométrique, donc de faible puissance, ce qui les rend peu compétitives à l'époque.

Il faudra attendre les années 1980 pour que deux avancées majeures favorisent la diversification des lasers à fibre et leur permettent de s'imposer en sérieux concurrents des lasers massifs. D'une part, les progrès réalisés dans le développement des diodes lasers à semi conducteurs offrent aux physiciens des sources de pompage plus puissantes dans une large gamme de longueurs d'onde. D'autre part, en 1985 une équipe de recherche de l'Université de Southampton dirigée par D. N. Payne publie pour la première fois, une méthode d'incorporation des ions de terres rares dans la silice et rapporte la fabrication de fibres optiques à faibles pertes [POO85]. Après avoir démontré au cours de cette même année le premier laser à fibre monomode transverse [MEA85], Payne et ses collaborateurs font en 1986 la première validation expérimentale d'un laser à fibre dopée aux ions erbium en régimes continu et déclenché [MEA86]. Dès lors, les lasers à fibre dopée erbium vont considérablement

se développer, supplantant ainsi rapidement les structures dopées néodyme jusqu'ici privilégiées par l'existence de sources laser de pompage puissantes à 800 nm, développées pour le pompage des lasers massifs (Nd/YAG par exemple). L'ion erbium s'impose alors comme élément clé du formidable essor que vont connaître les télécommunications dans les années 90, notamment grâce à sa transition laser située autour de 1.55 μm (troisième fenêtre de transparence de la silice).

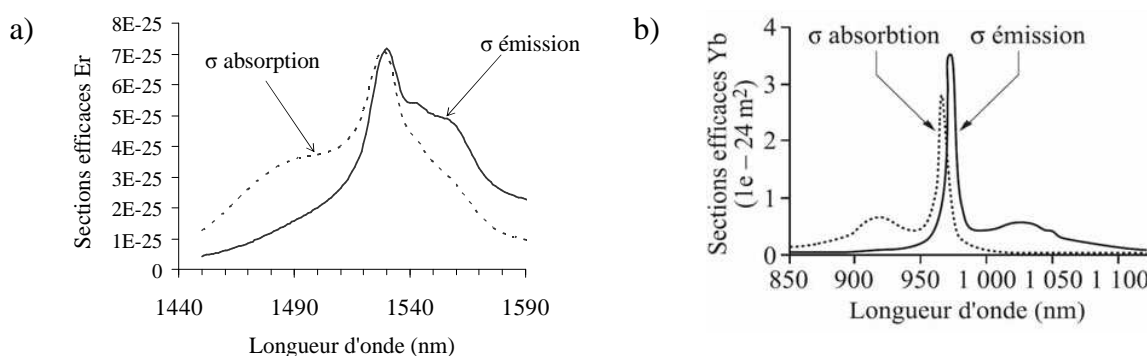
Alors que la montée en puissance dans les lasers massifs souffre d'une sensibilité importante aux phénomènes thermiques (aberrations ou lentilles thermiques), l'atout majeur des amplificateurs à fibre réside très certainement, dès cette époque, dans le fait qu'ils y présentent une relative immunité. En effet, le rapport de la surface d'échanges avec le milieu extérieur dissipateur de chaleur sur le volume du milieu amplificateur où se produit l'échauffement, est dans les fibres, plusieurs dizaines de fois supérieur à celui obtenu dans le cadre des lasers massifs. Mais ce n'est pas là leur seul avantage. La propagation des ondes de pompe et de signal dans un cœur guidant de petite dimension constitue un atout incontestable des lasers à fibre. D'une part, il permet de s'affranchir des problèmes de diffraction rencontrés en espace libre et d'optimiser l'interaction entre la zone dopée et les ondes de pompe et de signal. D'autre part, la faible dimension de la zone de propagation des deux ondes garantit une excellente qualité spatiale du faisceau laser, qui peut être focalisé sur des spots de dimensions micrométriques. Néanmoins, c'est bien ce confinement des ondes qui va être à l'origine d'une limitation importante de la montée en puissance des lasers à fibre. En effet, dans les structures standard, l'onde de pompe doit être couplée sur un cœur de petit diamètre afin de garantir le caractère unimodal de l'émission. Or, le couplage de la puissance de pompe issue d'une diode semi-conductrice est optimal quand l'étendue géométrique du faisceau qu'elle délivre est adaptée au diamètre du cœur dopé de la fibre. Ainsi, les diodes de pompe utilisées dans le cadre d'un pompage par le cœur présentent nécessairement de faibles dimensions transverses et délivrent en conséquence des puissances limitées. Il était donc nécessaire de développer de nouvelles structures permettant de contourner ce problème, en autorisant l'utilisation de diodes de pompe multimodes, de fortes ouvertures numériques et de plus fortes puissances. C'est dans ce but qu'en 1988, Snitzer et ses collaborateurs présentent pour la première fois une fibre possédant deux gaines, appelée par conséquent : « fibre Double Gaine » [SNI88]. Nous aborderons plus en détail ces structures dans un prochain paragraphe, l'essentiel ici étant de comprendre qu'elles permettent de coupler la puissance de diodes de pompe multimodes, non plus uniquement sur le cœur de la fibre, mais sur une gaine de plus large dimension et de plus forte ouverture numérique. Le développement de ces structures s'est

rapidement accompagné d'une évolution du dopage actif du cœur guidant. En effet, l'ion erbium initialement plébiscité pour ses applications en télécommunication, s'est révélé constituer le principal frein d'une nouvelle montée en puissance. Ce dernier présente d'une part, une faible section efficace d'absorption mais il est d'autre part sujet à la formation d'agrégats dès que sa concentration excède 500 ppm/poids dans la silice pure (même si des codopages aux ions aluminium permettent de repousser cette limite). Or, ce phénomène favorise les échanges inter-ioniques et limite par conséquent la conversion opto-optique du laser. Il rend donc l'utilisation des fibres amplificatrices aux ions erbium délicate dans le cadre d'émissions de fortes puissances. Il est cependant possible de contourner en partie ce phénomène en procédant à un codopage aux ions ytterbium. Ces derniers présentent une relative immunité à la formation d'agrégats, offrant ainsi la possibilité d'accéder à des concentrations bien supérieures à celles accessibles avec les ions erbium. Ils présentent de surcroît, une section efficace d'absorption d'un ordre de grandeur supérieure à celle des ions erbium et possèdent une très large bande d'absorption lorsqu'ils sont insérés dans une matrice silice. Dans les systèmes erbium-ytterbium, l'énergie de l'onde de pompe est, en premier lieu, absorbée par les ions ytterbium avant d'être transférée du niveau $^2F_{5/2}$ de ces ions, au niveau $^4I_{11/2}$ des ions erbium (le transfert inverse étant considéré comme négligeable). En matrice silice, ce dernier niveau se désexcite très rapidement (quelques μs) sur le niveau $^4I_{13/2}$, correspondant au niveau supérieur de la transition à 1,55 μm . Notons enfin, que pour optimiser les transferts d'énergie, il est impératif que la concentration des ions donneurs (ytterbium) soit nettement supérieure à celle des ions receveurs (erbium), certains codopages (aux ions phosphore par exemple) étant de surcroît préconisés.

Le codopage erbium-ytterbium a donc permis de contourner pour un temps, les limitations liées aux propriétés intrinsèques de l'ion erbium. Mais c'est finalement l'ion ytterbium qui s'impose une dizaine d'années plus tard comme dopant principal des fibres amplificatrices pour toutes les applications hors télécom, puisque répondant au mieux aux nouvelles problématiques posées par la montée en puissance. L'augmentation de la puissance transportée dans les fibres engendre notamment l'apparition d'effets non linéaires, ainsi que d'inévitables échauffements de la matière dont les conséquences seront évoquées par la suite. Or, l'ion ytterbium présente l'efficacité quantique $\lambda_{pompe}/\lambda_{signal}$ (valeur théorique maximale de la pente d'efficacité de la caractéristique opto-optique du laser) la plus importante de tous les terres rares. Ainsi, lorsque l'ion erbium présente une efficacité quantique de 63 %, celle de l'ion ytterbium dépasse les 90 %. Il se place donc en excellent candidat pour les applications hautes puissances. En effet, le déficit énergétique entre l'absorption et l'émission

$\left(\Delta E = \frac{hc}{\lambda_{\text{pompe}}} - \frac{hc}{\lambda_{\text{signal}}} \right)$ étant dissipé sous forme de chaleur dans le milieu amplificateur, plus

les bandes d'émission et d'absorption sont proches, plus ce déficit et donc l'échauffement qu'il engendre sont faibles. Bien sûr, hormis un échauffement de la matière réduit, cette grande efficacité quantique se traduit aussi par une excellente conversion opto-optique, élément clé de la montée en puissance. Cet ion présente de plus, une très large bande d'absorption s'étendant de 850 à 1000 nm (cf. **figure I.17 b**). Elle exhibe deux pics principaux, le premier autour de 920 nm plus large mais d'intensité moindre que le second à 976 nm. Ce dernier correspond de ce fait, à la longueur d'onde de pompage optimale des ions ytterbium dans la silice. La grande efficacité d'absorption de ces ions présente pour finir, l'avantage de favoriser la réduction des longueurs de cavité, permettant de repousser ainsi le seuil d'apparition des effets non linéaires ennemis de la montée en puissance. Il est à noter que le développement et la commercialisation de diodes de pompage fiables et de fortes puissances autour des deux longueurs d'onde : 920 et 980 nm, ont grandement favorisé le développement des fibres amplificatrices dopées aux ions ytterbium.



Bandes d'absorption et d'émission de l'erbium.

Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ytterbium.

Figure 1.17: Caractéristiques d'absorption et d'émission des ions erbium et ytterbium.

Pour finir, outre cette grande efficacité d'absorption, précisons que ces ions possèdent une très large bande de fluorescence dans la silice, ce qui les rend candidats à l'élaboration de sources laser accordables. Leur bande d'émission s'étend en effet de 900 à 1150 nm, et si le pic de plus forte émission se trouve très proche du maximum d'absorption, l'émission laser s'organise en général spontanément autour du second pic plus étendu et plus éloigné, situé

dans la bande 1030-1080 nm, à cause de la forte réabsorption à 980 nm (cet ion fonctionne, tout comme l'ion erbium en régime d'amplification à 3 niveaux) (cf. **figure I.17 b**).

III.2. Présentation de différentes structures de fibres à double gaine pour un pompage multimode

Cette technologie innovante a permis de coupler des diodes de pompe multimodes, moins brillantes mais beaucoup plus puissantes (plusieurs dizaines, voire centaines de watt) que les diodes monomodes, non plus au cœur seul de la structure (**figure I.18**) mais à une gaine de plus grande dimension et de plus grande ouverture numérique (**figure I.19**). En effet, dans ce type de structure, le cœur dopé dans lequel le signal est amplifié, est entouré de deux gaines. La première, plus proche du cœur, est appelée « gaine interne ». Elle assure le confinement et la propagation monomode de l'onde signal guidée dans le cœur. La seconde en périphérie, nommée « gaine externe » présente un indice de réfraction beaucoup plus faible assurant ainsi la propagation multimode de la pompe dans l'ensemble *cœur- gaine interne*. Dans ce type de structure l'onde de pompe est généralement injectée par l'une des extrémités de la fibre, mais nous verrons qu'il est possible d'opérer d'autres modes d'injection.

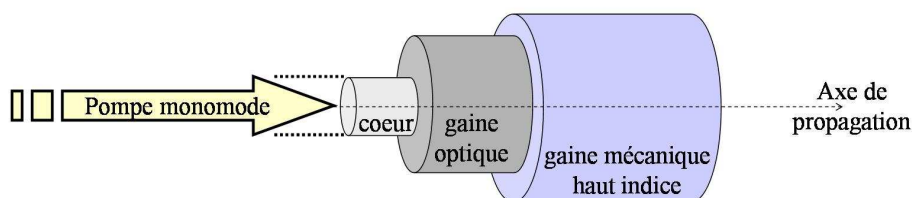


Figure 1.18: Fibre standard (pompage par le cœur).

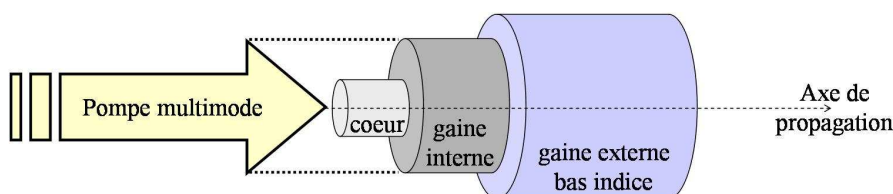


Figure 1.19: Structure double gaine (pompage par la gaine sur l'une des extrémités de la fibre).

III.2.1. Les gaines polymères bas indice

Les premières fibres Double Gaine (DG) possédaient une gaine interne homogène parfaitement circulaire et un revêtement de protection en polymère bas indice en guise de gaine externe (**figure I.20**). Celui-ci permet d'accéder à des valeurs maximales d'ouvertures numériques voisines de 0,4.

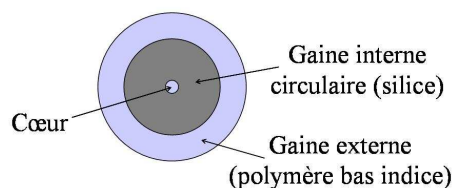


Figure I.20: Représentation schématique de la section transversale des premières fibres DG.

Le processus d'amplification dans les fibres dopées aux ions de terres rares dépend, dans ce cas, de la qualité de l'absorption par le cœur de l'énergie portée par les différents modes p_i de l'onde de pompe. Or, la contribution au processus de pompage de chacun de ces modes sera proportionnelle à l'importance des recouvrements Γ_{p_i} s'opérant entre la zone dopée et la distribution d'intensité de leur champ. Ainsi, lorsque la gaine interne est parfaitement circulaire le cœur actif n'absorbe l'énergie que d'un petit nombre de modes : ceux dont le champ n'est pas nul au voisinage de l'axe de propagation. Les autres modes, dits «modes tubulaires», se propageant uniquement dans la gaine interne ne participent pas au processus de pompage. Comme le montre la **figure I.21**, dans le cas d'une excitation décentrée, l'énergie de pompe n'est plus couplée directement sur les modes du cœur mais principalement sur des modes de gaine d'ordre élevé. Elle restera par conséquent, confinée dans un anneau, en périphérie de la zone dopée. S'établit alors une caustique dont l'existence se traduit par une très faible absorption de la pompe, réduisant nettement l'efficacité de l'amplification. Dans une structure circulaire, ce phénomène peut être observé après seulement quelques mètres de fibre, même si la puissance de pompage se propageant dans la gaine interne demeure élevée.



Figure 1.21: Figures d'intensité du champ proche observé dans une fibre circulaire [LEP01]:

a) excitation centrée sur le cœur,

b) excitation fortement décalée transversalement par rapport à l'axe, dans la gaine interne.

Pour palier ce problème, Snitzer propose dès 1988 [SNI88] de rompre la symétrie de révolution de la gaine interne des fibres DG. Il envisage alors deux alternatives : la première consiste à décentrer le cœur du guide et la seconde à modifier la géométrie de la gaine (**figure I.22**). La propagation du rayonnement s'installant dans ce nouveau type de fibre a fait l'objet de nombreuses études. Il a ainsi été démontré, dans certaines fibres optimisées, que la dégradation du coefficient d'absorption de la pompe pouvait être supprimée. Ce dernier, alors constant, peut être approximé par la relation :

$$\frac{\alpha_{\text{gaine}}}{\alpha_{\text{cœur}}} = \frac{S_{\text{cœur}}}{S_{\text{gaine}}}, \quad (\text{I.6})$$

où $\alpha_{\text{cœur}}$ et α_{gaine} représentent les atténuations linéiques de la puissance de pompe respectivement dans le cœur et dans la gaine interne, $S_{\text{cœur}}$ et S_{gaine} étant les surfaces du cœur et de la gaine.

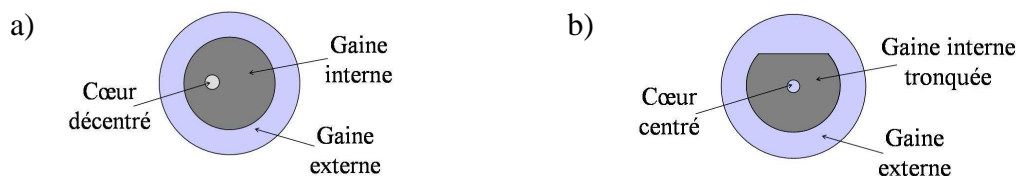


Figure 1.22: Représentation schématique de la section transverse d'une fibre double gaine :

a) à cœur décentré,

b) à gaine interne en D.

Si les deux solutions envisagées par Snitzer permettent une nette amélioration de l'absorption de la pompe, des études ont cependant démontré que la seconde (gaine tronquée) était la plus prometteuse tant du point de vue de l'utilisation que la fabrication des fibres concernées. Leurs préformes peuvent effectivement être fabriquées par les méthodes standard (MCVD par exemple) avant d'être usinées pour obtenir la géométrie de gaine souhaitée. L'intérêt d'une modification géométrique de la gaine peut être aisément mis en évidence à l'aide d'un modèle analytique simple consistant à projeter les trajectoires des rayons lumineux sur la section transverse. On démontre alors que ces dernières développent rapidement, dans une structure en D, un comportement chaotique évitant ainsi la formation d'une caustique. Par conséquent, dans une telle structure toute trajectoire est amenée par rebonds successifs à rencontrer le cœur actif placé au centre de la fibre (**figure I.23**).



Figure I.23: Trajectoires de rayons injectés [LEP01]:

a) dans une structure circulaire,

b) dans une structure en D.

Cela étant, le comportement de la structure réelle présente nécessairement une sensibilité non négligeable aux variations opto-géométriques de la fibre, et aux perturbations extérieures comme les courbures par exemple. De fait, afin de définir précisément le comportement théorique en fonctionnement laser, des fibres double gaine, un calcul rigoureux de l'évolution longitudinale de la puissance de pompage s'impose. Or, ce genre de calcul très fastidieux, puisque prenant en compte l'influence de chaque mode de la gaine interne, est pratiquement inenvisageable aujourd'hui. Cependant, dans le cadre de propagations chaotiques, il est démontré que l'énergie s'établit de façon homogène sur l'ensemble de la section transverse de la fibre. Il est donc possible de considérer la propagation de cette distribution d'énergie, en l'assimilant à celle d'un mode unique dont la répartition transverse d'intensité reste strictement constante à l'échelle du cœur. L'amplificateur peut alors être considéré numériquement comme un guide monomode à condition d'appliquer un facteur correctif sur

l'intégrale de recouvrement de la pompe Γ_p prenant en compte la distribution d'énergie particulière. On écrit alors :

$$\frac{dP_p}{dz} = -N_1 \cdot \Gamma_p \cdot \sigma_{\text{coeur}} \cdot P_p = -N_1 \cdot \frac{S_{\text{coeur}}}{S_{\text{gaine}}} \cdot \sigma_{\text{coeur}} \cdot P_p, \quad (\text{I.7})$$

où N_1 et σ_{coeur} représentent respectivement la concentration en ions actifs et le coefficient d'absorption de la pompe par le cœur.

C'est donc parce qu'une modification de la géométrie de la gaine interne confère une grande efficacité d'absorption de la pompe aux fibres DG, que cette technologie s'est dès le milieu des années 90, imposée pour la conception de lasers à fibre de fortes puissances. Leur développement a permis à certains prototypes de lasers à fibre d'émettre en régime continu, des puissances supérieures au kilowatt tout en conservant une excellente qualité de faisceau [JEO04-c; JEO04-d]. Cependant, ces fibres présentent deux inconvénients majeurs limitant la puissance de leurs émissions, tous deux liés à la nature intrinsèque du polymère de revêtement. D'une part, ce dernier est, comme nous allons le voir, sensible à l'échauffement incontournable de la matière à forte puissance, et d'autre part, il restreint l'ouverture numérique de la gaine interne à un peu plus de 0,4.

III.2.2. Les gaines d'air

L'apparition et le développement au milieu des années 90, des fibres microstructurées air-silice, que nous verrons plus en détail par la suite, ont permis dès le début des années 2000 d'élaborer de nouvelles architectures de gaines externes constituées d'une couronne de trous d'air (**figure I.24 a**) [FUR01]. Ce sont dans ce cas, les dimensions des trous d'air et des pontons de silice (**figure I.24 b**) qui définissent l'ouverture numérique de la structure et l'efficacité du pompage par la gaine. Ainsi, plus la quantité d'air est importante (diamètre important et pontons fins), plus l'indice moyen (cette notion sera développée dans le chapitre suivant) de la gaine externe est proche de celui de l'air. L'ouverture numérique s'en trouve, par conséquent, nettement améliorée. Des pontons de largeur inférieure à la demi longueur d'onde de la radiation propagée permettent d'atteindre des valeurs avoisinant le double de celles obtenues à l'aide de gaines polymères (soit des O.N supérieures à 0,8).

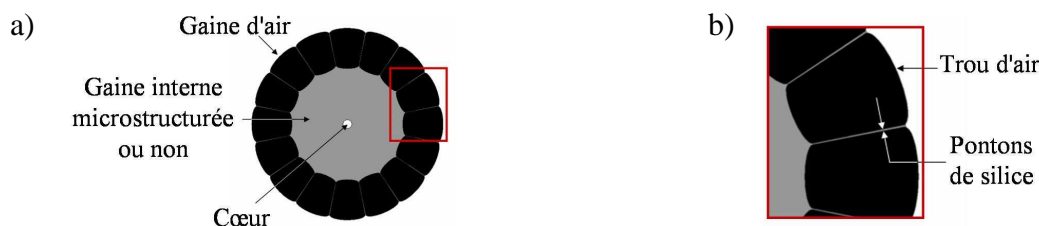


Figure 1.24: Fibre à gaine d'air :

- a) représentation schématique de la section transverse d'une structure à gaine d'air,
- b) zoom sur une partie de la gaine d'air.

Les caractéristiques géométriques des ponts de silice constituant la gaine, vont alors nettement influencer la propagation de l'onde de pompe dans la structure. Il s'avère notamment que ces derniers jouent un rôle décisif dans les mécanismes de diffusions thermiques au sein de la fibre. Ainsi, l'un des principaux avantages des gaines d'air réside dans leur capacité à isoler le polymère de revêtement de la radiation propagée, évitant par conséquent, sa dégradation. Cela étant, elle perturbe en contre partie, la dissipation de la chaleur de la gaine interne vers la gaine externe. Ainsi, l'échauffement du cœur, lié au défaut quantique entre les radiations de pompe et de signal, est plus problématique dans les fibres à gaine d'air que dans les fibres DG standard (**figure I.25**). Il est cependant possible de l'atténuer en optimisant les caractéristiques géométriques de la gaine d'air.

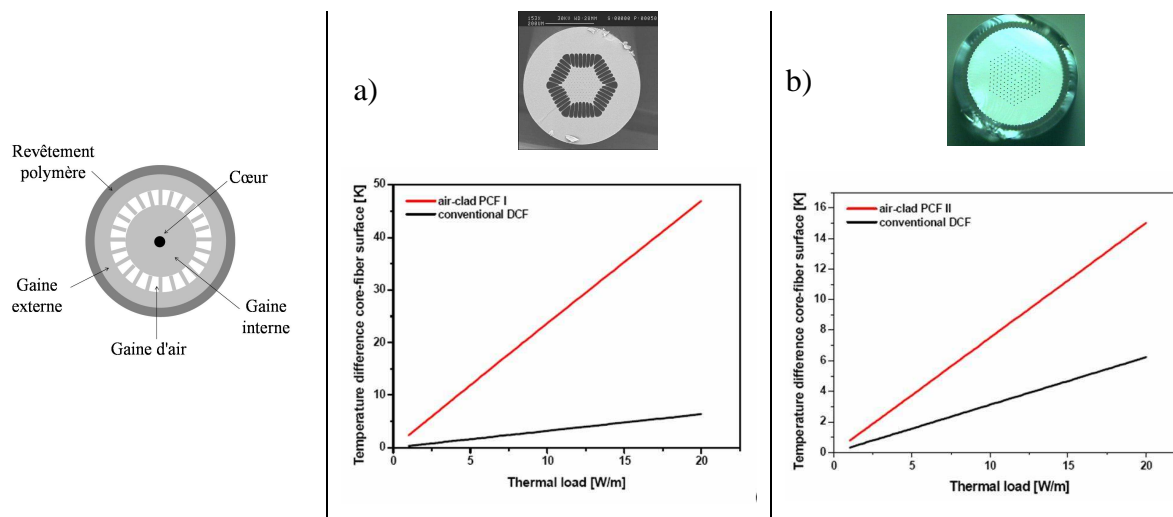


Figure 1.25: Comparaison des propriétés de dissipation thermique de 2 fibres à gaine d'air avec celles de fibres DG (figures extraites de [LIM03-c]).

En effet, la comparaison des propriétés de dissipation thermique de deux fibres à gaine d'air avec celles de fibres DG standard (**figure I.25**) démontre que des ponts courts et en grand

nombre facilitent l'évacuation de la chaleur [LIM03-c]. Il semble de plus, que les transferts thermiques entre le cœur de la structure et la gaine externe soient améliorés par la présence de larges ponts de silice. Cette étude révèle enfin, que la couronne de silice externe doit être aussi large que possible.

Cela étant, les nombreux modes se propageant dans la gaine interne de la structure peuvent se coupler sur les modes établis dans les pontons. Ces couplages provoquent alors une fuite de l'onde de pompage et doivent être pris en compte lors du choix des paramètres de la gaine. Pour éviter que des modes s'installent dans les pontons, il a été démontré que leur largeur devait être inférieure à la demi longueur d'onde. Dans ces conditions, les pertes d'énergie seront donc minimisées [ISS04-a; ISS04-b].

Au vu des ces différents résultats, on comprend qu'il est indispensable de trouver un compromis satisfaisant entre une gestion efficace des effets thermiques, une limitation convenable des fuites de l'onde de pompe et une ON suffisamment importante. Il semblerait ainsi que des longueurs et largeurs de pontons de quelques λ et $0,5 \lambda$ respectivement offrent une situation optimale.

Notons enfin que la fabrication des structures à gaine d'air ne s'opère pas comme pour les fibres standard, par la méthode MCVD, mais par la méthode de l' « assemblage – étirage » (ou « stack and draw ») qui sera détaillée par la suite. Étant donné que cette technologie sera celle employée pour la fabrication de la structure originale que nous présenterons dans le second chapitre, nous pouvons envisager de profiter des performances des gaines d'air pour un pompage par la gaine de cette fibre amplificatrice.

III.2.3. Autres systèmes de pompages multimodes

Que l'on considère les fibres à gaines externes en polymère ou à gaines d'air, il s'avère que dans les deux cas, le pompage tel que nous l'avons décrit jusqu'à présent s'effectue par une des extrémités de la structure double gaine. La mise en place de cavités résonantes en configuration laser peut par conséquent s'avérer délicate. Il paraît donc intéressant de préciser ici, qu'il existe des systèmes de pompage alternatifs, offrant la possibilité d'injecter l'onde de pompe dans la fibre DG tout en laissant disponibles les deux extrémités du guide actif. Certains d'entre eux nécessitent l'emploi de fibres actives particulières : les fibres « V - Groove » et les fibres « G.T.-Wave ». D'autres impliquent l'utilisation de composants fibrés disponibles dans le commerce : les « combineurs », indépendants de la fibre sous test.

III.2.3.1. Injection de l'onde de pompe par le « côté » de la fibre (« side pumping »)

Il est possible d'injecter la puissance de pompe non plus sur la face d'entrée de la fibre mais sur le « côté » de celle-ci [RIP95]. Cette technique encore appelée « side-pumping » nécessite une adaptation de la fibre : présence d'une encoche en V sur la gaine interne de la fibre (fibre « V-Groove », cf. **figure I.26**) ou soudure d'une fibre d'amenée dont l'extrémité est polie (**figure I.27**). Dans le premier cas, l'onde de pompe se réfléchit sur l'encoche avant d'être injectée dans la gaine interne de la structure DG. Ce type de pompage, très efficace dans le cadre de gaine externe standard (polymère), n'a pas été utilisé (à notre connaissance) avec les gaines d'air du fait de la fragilité engendrée.

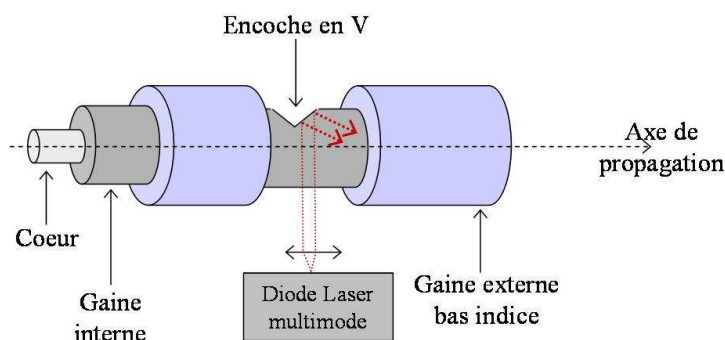


Figure 1.26: Représentation schématique de principe du pompage dans une fibre « V-Groove ».

Dans le second cas, l'onde de pompe est couplée sur la structure DG par l'intermédiaire d'une autre fibre (« fibre d'amenée » sur la figure) polie en angle et soudée à la gaine interne de la fibre DG (utilisation d'un laser CO₂). De fait, si l'angle θ et les ouvertures numériques des fibres sont adaptés, l'onde sera guidée dans la fibre DG par RIT

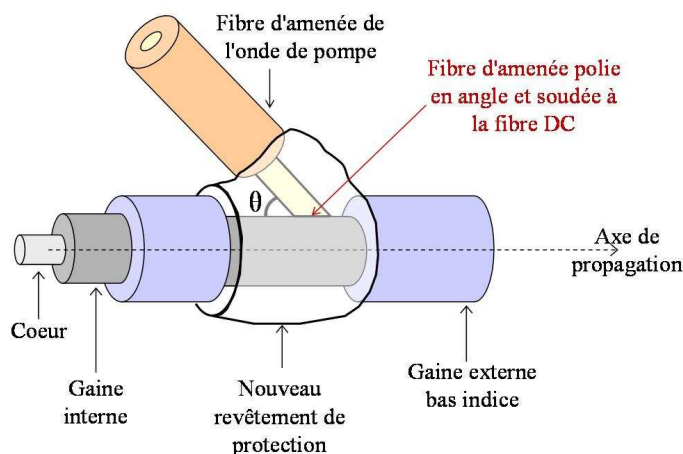


Figure 1.27: Schéma de principe du pompage par le biais d'une fibre d'amenée polie en angle.

III.2.3.2. Utilisation d'une fibre « G.T.-Wave »

Développées depuis quelques années seulement [MEL04; NOR04], les fibres G.T.-wave sont constituées de deux fibres juxtaposées, l'une active et l'autre passive, entourées d'une même gaine externe bas indice (**figure I.28**). La fibre passive constituée d'un matériau d'indice homogène (silice) présente en général, un diamètre avoisinant les 100 μm et une ouverture numérique de l'ordre de 0,4. De telles caractéristiques la rendent parfaitement compatible avec les diodes de pompe multimodes fibrées disponibles dans le commerce, émettant jusqu'à une cinquantaine de watts (diamètre proche de 100 μm et O.N. voisine de 0,22). Il s'agit d'injecter la puissance de pompe dans la fibre passive et de profiter des couplages s'opérant avec la fibre active. En effet, le contact entre les deux guides garantit l'échange d'énergie lors de la propagation de l'onde de pompe le long de la fibre.

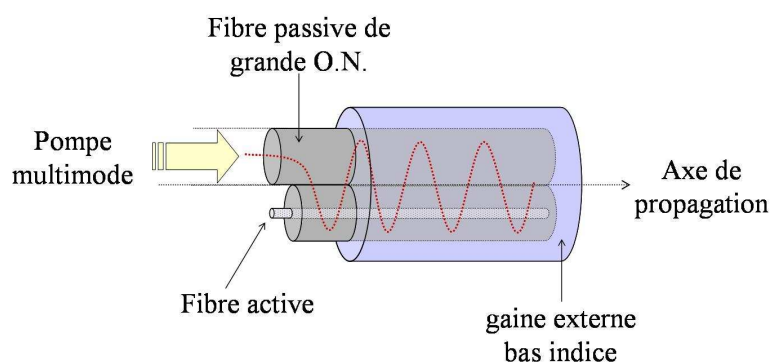


Figure I.28: Schéma du principe de pompage dans une fibre « G.T.-Wave »

III.2.3.3. Utilisation d'un combineur

Il est possible de coupler les puissances issues de plusieurs diodes multimodes puissantes à la gaine de la fibre DG. On utilise alors un composant, disponible dans le commerce permettant de combiner les ondes issues de plusieurs sources multimodes (6 en général) sur une unique fibre d'ON voisine de celle d'une fibre DC standard.

Le principe général est présenté sur la **figure I.29**. Ce composant permet d'opérer des rétroactions optiques en profitant de l'extrémité libre d'une fibre passive placée en son centre.

Ce dernier système de pompage, récemment développé, présente l'avantage d'être totalement indépendant de la fibre DG sous test. Il implique cependant de prendre en compte la structure de la fibre DG afin qu'une bonne adaptation modale soit obtenue au niveau de la soudure.

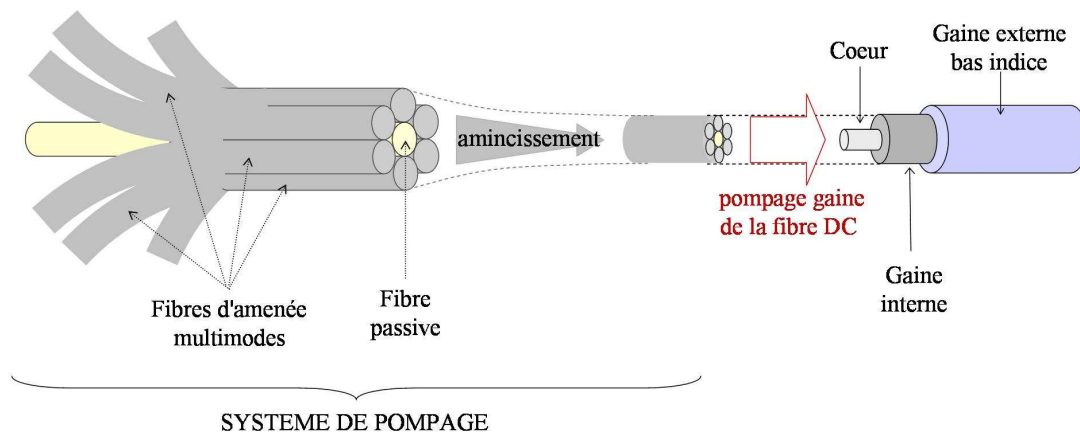


Figure 1.29: Schéma de principe du pompage d'une fibre DG par l'intermédiaire d'un combineur.

L'ensemble des structures que nous venons de présenter a permis pour un temps, grâce au couplage sur la structure d'une onde de pompe multimode, d'augmenter les puissances accessibles avec les lasers fibrés. Il s'avère cependant que de nouvelles limites intrinsèquement liées au transport de fortes puissances dans un cœur de petite dimension sont apparues.

III.2.4. Les limitations de la montée en puissance

Le confinement d'un rayonnement de forte puissance dans un guide de faible dimension n'est pas sans avoir de conséquences sur la radiation émise. Lorsque la puissance propagée devient trop importante, elle engendre notamment l'apparition d'effets non-linéaires. Ces derniers proportionnels à l'intensité du champ électrique guidé vont provoquer une détérioration plus ou moins conséquente des caractéristiques spatiales et spectrales de l'onde signal. Le **tableau I.2** résume les caractéristiques générales des principaux effets non-linéaires, qui sont présentés plus en détail en **Annexe I.1**. Leur analyse révèle que de manière générale, si l'on souhaite limiter l'influence de ces effets, il est indispensable de maximiser l'aire effective et/ou de diminuer les longueurs d'interaction.

EFFET NON LINEAIRE	ORIGINES DE L'EFFET NON LINEAIRE	PRINCIPALES CONSEQUENCES DE L'EFFET NON LINEAIRE	GRANDEURS CARACTERISTIQUES DE L'EFFET NON LINEAIRE
<i>Effet Kerr</i>	Sous l'effet d'un champ électrique E intense l'indice de réfraction $n(\lambda)$ du matériau devient : $n(\lambda) = n(\lambda) + n_2 \cdot E^2(\lambda)$, avec n_2 , indice non linéaire	Elargissement spectral des impulsions (« Automodulation de phase »). Dégradation du matériau (« Autofocalisation »).	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $L_{NL} = \frac{1}{\gamma \cdot P_0}$: longueur non linéaire, au-delà de laquelle les non-linéarités induites deviennent néfastes à la progression de l'onde. ▪ $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda \cdot A_{eff}} n_2$: coefficient de non linéarité. avec P_0 , la puissance portée par l'impulsion et A_{eff} l'aire effective du mode propagé.
<i>Diffusion Raman</i>	Interaction entre un photon de l'onde de pompe et un phonon issu des vibrations moléculaires.	Déplétion de l'onde de pompe au profit de nouvelles fréquences discrètes.	Puissance de pompe seuil P_R : $P_R = \frac{16 \cdot A_{eff}}{G_R \cdot L}$ avec : G_R , le gain Raman (voisin de 10^{-13} m/W à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ dans la silice), A_{eff} l'aire effective du mode propagé et L la longueur d'interaction.
<i>Diffusion Brillouin</i>	Interaction entre l'onde incidente et une onde acoustique (vibrations de l'ensemble de l'édifice moléculaire).	Déplétion de l'onde de pompe au profit de nouvelles fréquences discrètes.	Puissance de pompe seuil P_B : $P_B = \frac{21 \cdot A_{eff}}{G_B \cdot L}$ avec : G_B , le gain Brillouin (voisin de $5 \cdot 10^{-11}$ m/W à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ dans la silice), A_{eff} l'aire effective du mode propagé et L la longueur d'interaction.

Tableau I.2: Caractéristiques des principaux effets non linéaires.

L'augmentation de la densité de puissance dans la structure guidante génère de plus, un échauffement du matériau qui constitue potentiellement un véritable problème. En effet, lorsque la température devient trop importante dans la fibre, la silice est détériorée, on parle de « claquage optique ». Parce qu'il peut s'avérer critique, ce phénomène fait l'objet de nombreuses études depuis le début des années 1960. Aujourd'hui, les deux principaux mécanismes entrant en jeu dans la dégradation du matériau sont identifiés comme étant l'absorption multiphotons et l'avalanche électronique. Les spécialistes s'affrontent sur la prédominance de l'un par rapport à l'autre, mais nous n'entrerons pas dans ce débat. Notons simplement que la compréhension du claquage optique, implique de garder à l'esprit que dans

un solide comme la silice, le champ cristallin et les recouvrements entre orbitales, entre autres, provoquent un éclatement des différents niveaux d'énergie. On peut ainsi considérer chaque niveau initialement discret (dans l'atome) comme une « bande » d'énergie à l'intérieure de laquelle des transitions électroniques sont permises et ont continuellement lieu. Ainsi définit-on la bande de valence, correspondant au dernier niveau rempli (ou quasi-rempli), et la bande de conduction, correspondant au niveau immédiatement supérieur. Dans un semi-conducteur, l'énergie séparant ces deux bandes est importante, en particulier dans la silice (où elle vaut environ 10 eV) mais peut être franchie par les électrons, si le matériau reçoit un rayonnement d'énergie suffisante. L'équilibre thermodynamique sera alors maintenu tant que la puissance restera inférieure à une valeur seuil. Au-delà, le système s'emballé : un nombre de plus en plus conséquent d'électrons atteignent la bande de conduction et l'absorption du faisceau de pompe croît à mesure qu'augmente la densité d'excitation électronique. Le faisceau ne peut plus pénétrer le matériau et l'ensemble de la puissance se concentre à l'entrée de la fibre. Cette augmentation de l'absorption se traduit physiquement par une hausse importante de la température. Si la température de fusion est atteinte, le réseau cristallin cède, impliquant la dégradation du matériau.

C'est pourquoi, même si le seuil de dommage de la silice pure est très élevé, puisque évalué comme étant de l'ordre du GW/cm^2 (notons qu'il peut être diminué sous l'effet d'un dopage), il est indispensable de trouver des moyens de réduire la densité de puissance dans les fibres. Si ce problème apparaît peu critique en régime d'émission continue, il peut cependant devenir préjudiciable dans le cadre d'impulsions brèves de fortes puissances crêtes et provoquer le claquage optique de la fibre. Ce dernier s'opère généralement au voisinage de la face d'entrée mais des phénomènes similaires ont été rapportés après quelques dizaines de centimètres de propagation dans des fibres amplificatrices. Il s'avère dans ce cas, que le défaut se propage entraînant la destruction de la fibre du lieu « d'impact » jusqu'à la face d'entrée.

Bien entendu, le polymère de protection de la fibre est, au même titre que la silice, sensible à l'augmentation de la température moyenne, et peut être détruit par combustion. Le seuil de dégradation du revêtement a été évalué à 100°C pour les plus fragiles et atteint 250°C pour les revêtements adaptés aux fortes puissances. Liu et ses collaborateurs ont cependant récemment démontré que ce phénomène pouvait être contourné en plongeant la fibre dans un courant d'eau, ce qui suffit à compenser une élévation de température de plusieurs centaines de degrés. Cela étant, la mise en œuvre d'un tel procédé remet en cause la compacité et la portabilité du système, avantages fondamentaux des lasers fibrés, et ne semble donc que peu exploitable. Nous avons cependant vu précédemment que l'emploi de fibres à gaine d'air

garantit un pompage efficace tout en limitant l'échauffement du polymère, en l'éloignant de la radiation propagée (gaine externe de grande dimension) [LIM03-c]. Ces fibres présentant de surcroît une grande O.N., offrent donc la possibilité d'atteindre de plus fortes densités de puissance dans la gaine interne.

Pour finir, ce sont les propriétés de guidage de la structure qui peuvent être perturbées par l'échauffement de la matière du fait de la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité quand le champ devient trop intense. Ainsi, une densité de puissance trop importante peut induire une élévation indicielle de quelques 1.10^{-4} dans les fibres de silice. Cette valeur peut paraître faible si l'on considère la propagation du champ dans une fibre standard présentant un saut d'indice (cœur – gaine) de l'ordre de quelques 1.10^{-3} . Cependant, sont développées depuis quelques années, comme nous le verrons par la suite, des fibres microstructurées à larges aires modales monomodes dans lesquelles la différence d'indice entre le cœur et la gaine avoisine 1.10^{-4} . Dans ces structures, bien entendu, les variations d'indice induites par l'échauffement de la matière ne sont pas sans avoir des conséquences potentiellement dramatiques sur la qualité du faisceau émis.

En résumé, l'élément clé de la montée en puissance des lasers fibrés semble être sans aucun doute, la densité de puissance. En effet, les puissances transportées par les fibres sont principalement limitées par l'apparition d'effets non linéaires et de phénomènes thermiques, dont il est absolument indispensable de s'affranchir autant que possible. Or, la limitation de la densité de puissance implique nécessairement un accroissement du milieu actif. Il est à noter que l'accès à un cœur large garantit de plus, une meilleure absorption de la puissance de pompe. Dans les structures à double gaine, il a effectivement été démontré que le coefficient d'absorption de la pompe évoluait de façon quadratique avec le rayon du cœur dopé. Ainsi, les fibres combinant une large aire modale et un pompage par la gaine permettent de réduire fortement les densités de puissance et les longueurs d'interaction. Elles présentent donc une situation optimale pour combattre efficacement les effets non linéaires et phénomènes thermiques.

Les efforts se sont donc concentrés sur le développement de structures alternatives permettant l'accès à de larges sections dopées sans sacrifier pour autant la qualité spatiale du faisceau émis. Or, parce que le critère d'unimodalité de l'émission est dépendant des dimensions du cœur, deux types de structures peuvent être envisagées. Il est en premier lieu, possible d'augmenter le diamètre du cœur dopé tout en conservant une différence indicielle cœur-gaine suffisamment faible pour garantir le caractère monomode de l'émission. Cela étant, on peut

tout aussi bien choisir de s'affranchir des limitations imposées par le critère d'unimodalité sur les paramètres opto-géométriques du cœur. Il s'agit alors de concevoir des structures possédant des cœurs multimodes (diamètre et indice de réfraction importants) et de procéder au filtrage des modes d'ordre supérieur pour ne conserver que le mode fondamental. Ces deux alternatives ont fait l'objet de nombreuses études et ont effectivement permis d'atteindre des puissances très importantes. Les publications les plus récentes font effectivement état de puissances supérieures au kilowatt en régime continu.

III.3. Les fibres à large cœur ou LMA (« Large Mode Area »)

Dès 1997, Taverner et ses collaborateurs démontrent les premières fibres à larges cœur et donc larges aires modales (dites « LMA » pour « Large Mode Area ») [LEE97; NIL97]. Afin de comprendre les enjeux et les limites de leur développement, nous proposons de présenter les diverses technologies envisagées pour garantir une émission de bonne qualité spatiale : contrôle de l'écart indiciel cœur-gaine, et/ou filtrage des modes d'ordre supérieur.

III.3.1. Fibres LMA à guidage par RIT standard

III.3.1.1. Les fibres monomodes à saut d'indice

Les fibres monomodes à saut d'indice et à larges aires modales présentent en général un cœur de plusieurs dizaines de micromètres de diamètre, quand celui des fibres standard n'excède pas 10 μm (9 μm pour une fibre SMF 28 par exemple). Dans les fibres optiques dont le principe de guidage est basé sur la RIT (démonstration détaillée en **Annexe I.2**), la fréquence spatiale normalisée V doit rester inférieure à 2,405 pour garantir une émission monomode. En d'autres termes, si le diamètre du cœur dopé augmente, l'ouverture numérique de la fibre doit diminuer. Le caractère monomode de la propagation dans un cœur de grande dimension ne sera par conséquent conservé que si la différence indicelle cœur-gaine reste faible. Le cœur

doit donc présenter un indice de réfraction proche de celui de la gaine, généralement constituée de silice pure (cf. **figure I.30**).

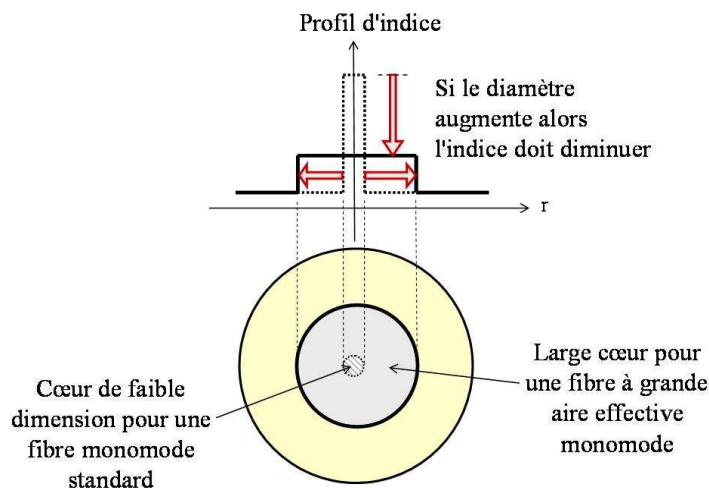


Figure 1.30: Coupes transverses et profils d'indice de 2 structures à saut d'indice monomodes.

Or, nous avons vu précédemment que le dopage de la silice aux ions de terres rares s'accompagnait d'une inévitable hausse indicielle, liée à l'incorporation d'ions modificateurs de réseau tels que les ions Al^{3+} ou de la terre rare elle-même (ytterbium en particulier). Il est certes possible de compenser en partie cette hausse par l'ajout d'ions fluor (par exemple), mais la maîtrise de l'indice de réfraction pour des sauts d'indice aussi faibles (inférieurs à 0,001) reste très délicate par les méthodes de fabrication actuelles. Par conséquent, plus le diamètre du cœur sera important plus les concentrations en ions actifs compatibles avec une émission monomode, seront faibles. Hormis le fait que de telles propriétés limitent le nombre d'ions actifs et donc inévitablement la puissance accessible, elles exacerbent de plus, la sensibilité de la fibre aux courbures. En effet, plus l'indice de réfraction du cœur est proche de celui de la gaine, plus le mode fondamental s'étale dans la gaine, subissant d'avantage l'influence des perturbations extérieures en général, et des courbures en particulier (**figure I.31**).

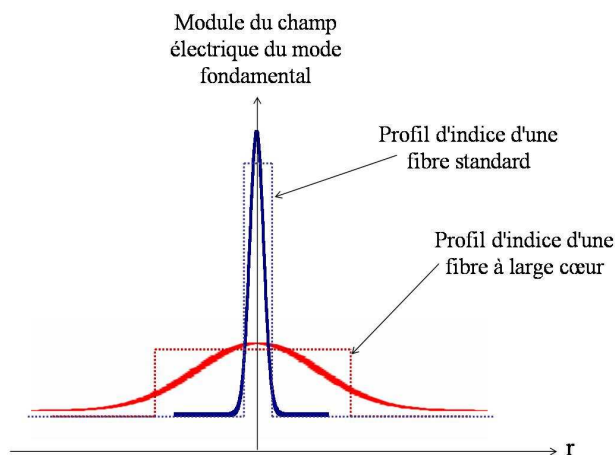


Figure 1.31: Profils d'indice et modules des champs électriques des modes fondamentaux d'une structure standard (en bleu) et d'une structure à large cœur (en rouge)

III.3.1.2. Les fibres multimodes et les méthodes de filtrage des modes d'ordre supérieur

Afin de contourner les contraintes technologiques précédemment évoquées, sont conçues des fibres à larges cœurs qui présentent un saut d'indice de réfraction trop important pour satisfaire le critère d'unimodalité. La piètre qualité du faisceau émis dans ce cas est alors améliorée par la mise en œuvre de différentes méthodes de filtrage des modes d'ordre supérieur.

III.3.1.2.a. Filtrage modal par le biais de courbures

Généralement, une courbure volontaire et contrôlée de la fibre permet d'obtenir l'émission d'un mode unique, gaussien. En effet, les modes d'ordre plus élevé sont par nature, moins confinés dans le cœur que le mode fondamental, et présentent de plus une quantité d'énergie couplée sur la gaine d'autant plus importante que leur ordre est élevé. Par conséquent, leur sensibilité aux diverses perturbations extérieures, courbures en particulier, en sera exacerbée, occasionnant sur chacun d'eux des pertes de propagation plus ou moins importantes. Les courbures vont donc permettre un filtrage spatial distribué des différents modes au cours de leur propagation.

Il a ainsi été démontré que les pertes engendrées par les courbures sur chaque mode augmentaient de façon exponentielle avec le rayon de courbure [MAR76] et que le coefficient

d'atténuation était d'autant plus important que l'ordre du mode considéré était élevé (cf. **figure I.32**).

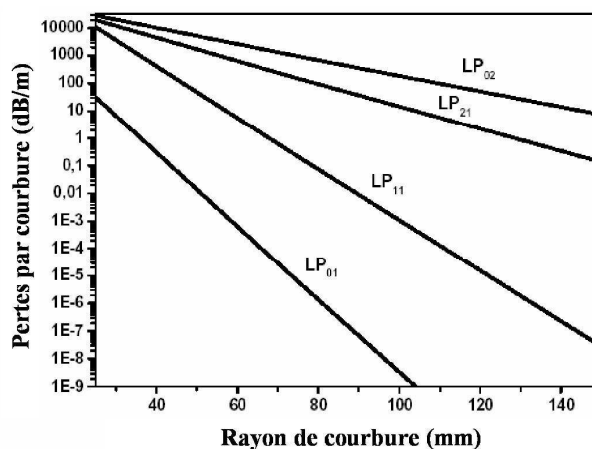


Figure 1.32: Evolution des pertes par courbure des 4 premiers modes guidés, en fonction du rayon de courbure imposé à la fibre [BON05].

L'efficacité du filtrage dépendra de la différence entre les pertes occasionnées par courbure sur les modes d'ordre supérieur et le mode fondamental. Or, l'augmentation de la taille du cœur implique une densification des courbes d'indice effectif, ainsi qu'une amélioration des confinements de l'ensemble des modes (en particulier pour les premiers modes). La discrimination par courbure devient donc délicate. Il est impératif d'étudier l'évolution des pertes différentielles lors de la conception de la fibre, pour garantir l'efficacité du filtrage. Il s'agit alors d'optimiser les paramètres opto-géométriques de la structure et d'ajuster le rayon de courbure pour trouver un compromis entre une taille de cœur relativement importante, et une discrimination suffisamment efficace des modes par pertes différentielles [KOP00]. Cette méthode très efficace dans le cas de structures faiblement multimodes a permis de positionner définitivement les lasers fibrés en sérieux concurrents des lasers massifs. Elle a notamment permis à J. Limpert et ses collaborateurs de démontrer en 2002 et 2003 deux records en régime impulsionnel et continu respectivement :

- l'amplification d'impulsions courtes de 70 à 300 ns dans une fibre à large cœur (diamètre du cœur = 30 μm , $\text{ON} = 0,06$) jusqu'à 4 mJ, pour des fréquences de répétition de 3 kHz [LIM02].
- une émission supérieure à 500 Watt en régime continu en sortie d'une fibre LMA pompée par la gaine (diamètre du cœur = 24,5 μm , $\text{ON}_{\text{cœur}} = 0,086$, gaine interne en

D, $ON_{\text{gaine interne}} = 0,38$) sur un faisceau relativement large (diamètre de mode = $20 \mu\text{m}$) et de bonne qualité spatiale ($M^2 < 1,5$) [LIM03-b].

Cependant, dès lors que le diamètre de la fibre devient trop important, les rayons de courbure assurant l'efficacité du filtrage deviennent centimétriques, et avoisinent dans ce cas le seuil de rupture de la structure. C'est pourquoi, dans le but de bénéficier des propriétés avantageuses des courbures, Wang et ses collaborateurs (université de Southampton) ont conçu très récemment, une structure dont le large cœur multimode (diamètre du cœur = $30 \mu\text{m}$, $ON_{\text{cœur}} = 0,087$) présente une trajectoire hélicoïdale (**figure I.33**).

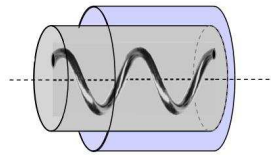


Figure 1.33: Schéma d'une fibre double gaine à cœur hélicoïdal.

Dans une telle structure, seul le cœur de la fibre est courbé. De fait, les pertes modales différentielles sont assurées même si la fibre est maintenue droite. Une étude comparative des performances de cette structure et de celles d'une structure témoin (réalisée dans le même laboratoire) présentant les mêmes caractéristiques de dopage ainsi que des dimensions de cœur et de gaines identiques, a été réalisée. Il a ainsi été prouvé qu'une telle géométrie permettait d'améliorer d'une part, la pente d'efficacité du laser ($< 50\%$ dans le cas de la fibre témoin et $> 80\%$ dans le cas de fibre étudiée) mais aussi la qualité spatiale du faisceau en champ proche ($M^2_{\text{témoin}} = 3$ et $M^2_{\text{hélicoïdal}} < 1,4$). Des études théoriques menées il y a quelques mois ont démontré qu'il devrait être possible d'obtenir une émission monomode dans un cœur hélicoïdal de $40 \mu\text{m}$ de diamètre et d'ouverture numérique avoisinant $0,1$. Des résultats analogues sont attendus avec un cœur de $100 \mu\text{m}$ [JIA06].

Très récemment, une nouvelle génération de fibres basée sur une technologie similaire, a été développée à l'université du Michigan aux Etats Unis [LIU07]. Ces fibres nommées « Chirally Coupled Core fiber » (ou « CCC fiber ») exhibent deux cœurs : l'un d'eux est hélicoïdal et entoure le second, fortement multimode ($V \gg 2,405$ et rayon $\gg 30 \mu\text{m}$). Une représentation schématique de ce type de structure est présentée sur la **figure I.34**.

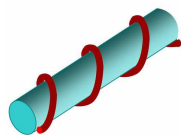


Figure 1.34: Représentation schématique d'une vue en 3D d'une fibre CCC (extraite de [LIU07]).

Le filtrage des modes d'ordre supérieur susceptibles d'être guidés dans le cœur central s'opère en optimisant les couplages avec le cœur hélicoïdal. Le principe est le suivant : si les paramètres de l'hélice sont correctement choisis, il est possible d'établir d'importants couplages entre les deux cœurs pour les modes d'ordre supérieur tout en garantissant le bon confinement de l'unique mode fondamental. L'ensemble des modes couplés sur le cœur hélicoïdal subiront de fortes pertes, du fait des courbures imposées géométriquement au guide. A titre d'exemple, la **figure I.35** présente les pertes occasionnées sur les différents modes d'une fibre dont les caractéristiques sont :

- Cœur central : Diamètre = 30 μm et ON = 0,06
- Cœur hélicoïdal : Diamètre = 12 μm et ON = 0,1

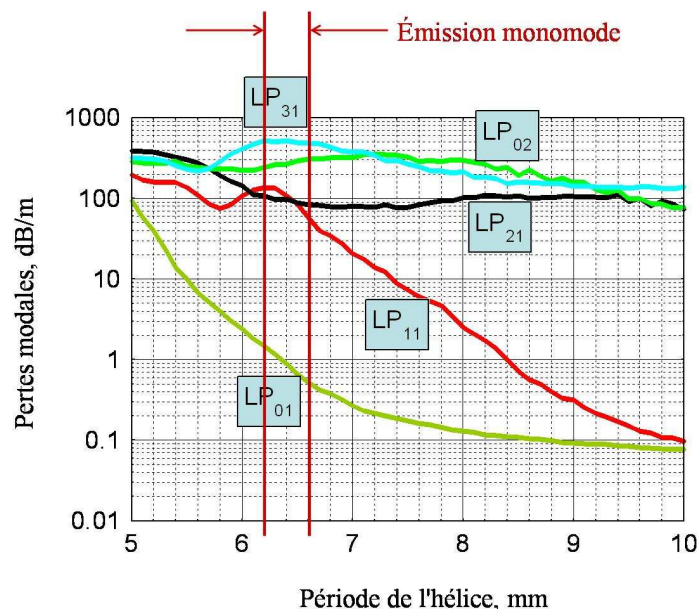


Figure 1.35: Evolution des pertes modales avec la période de l'hélice pour une fibre CCC ([GAL07]).

On constate qu'en optimisant la période de l'hélice, il est possible d'ajuster les couplages inter-cœur pour obtenir des pertes importantes (>100 dB/m) pour les modes d'ordre supérieur, quand celles du mode fondamental restent inférieures au dB/m. Une fibre optimisée pour une

émission monomode à $\lambda = 1064$ nm a été fabriquée et testée. Ses caractéristiques ainsi que celle du faisceau émis sont répertoriées sur le **tableau I.3**.

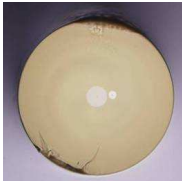
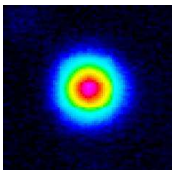
Image de la section transverse de la fibre testée	Caractéristiques du cœur central	Caractéristiques du cœur hélicoïdal
	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Diamètre = 34 μm ▪ ON = 0,066 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Diamètre = 13μm ▪ ON = 0,1
Caractéristiques du mode fondamental		
<ul style="list-style-type: none"> ▪ <u>Pertes modales (fibre tendue)</u> : 0,2 dB/m ▪ <u>Pertes modales (fibre courbée)</u> : 1,4 dB/m pour un rayon de courbure de 8 cm ▪ Diamètre du champ de mode = 27,2 μm 	Image du champ de mode	
		

Tableau I.3: Caractéristiques d'une fibre CCC et du faisceau émis à 1064 nm ([GAL07]).

Bien qu'à notre connaissance, les publications ne mentionnent pas d'émission laser efficace, les performances de ces fibres sont tout à fait prometteuses. Galvanauskas et ses collaborateurs ont déjà optimisé numériquement une structure présentant un cœur de 50 μm de diamètre. Il s'avère de plus, que la fabrication de ces fibres, dont les étapes sont présentées sur la **figure I.36**, demeure compatible avec les technologies couramment employées.

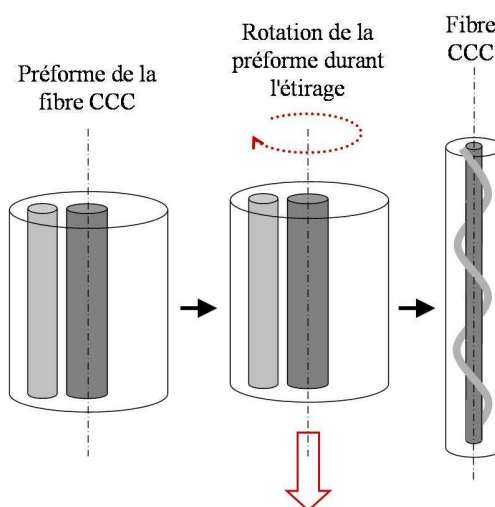


Figure 1.36: Représentation schématique des principales étapes entrant en jeu pour la fabrication de fibres CCC.

Les pertes induites sur les modes d'ordre supérieur par courbure permettent donc, quelle que soit la technologie utilisée de garantir l'excellente qualité spatiale du faisceau émis par la fibre, tout en profitant des avantages d'un cœur multimode. Toutefois, étant donné que dans le cas des fibres CCC, des courbures très importantes sont accessibles, ces dernières offrent la possibilité de repousser les limites imposées par le seuil de rupture du matériau. Il est alors envisageable, comme nous venons de le voir de profiter de cœurs très larges. Cela étant, d'autres systèmes de filtrage sont couramment employés soit comme alternative aux courbures, soit conjointement à celles-ci.

III.3.1.2.b. Filtrage modal par optimisation de la distribution spatiale du gain

Une méthode alternative et/ou complémentaire des courbures et relativement efficace, consiste à optimiser la distribution spatiale du gain dans le cœur de la fibre multimode. Cette technique est basée sur la dépendance du gain modal au recouvrement spatial entre les distributions du champ du mode et du gain dans le cœur. Il s'agit donc d'adapter l'extension de la zone dopée de façon à favoriser le mode fondamental [OFF98; SOU99; BHU02; LAP07]. Cette adaptation du profil de gain a permis d'atteindre en 2002 un record de puissance en régime impulsionnel (impulsions d'énergie voisine de 0,4 mJ, de puissance maximum de 10 kW pour durée minimum de l'ordre de 40 ns [LIM02]). Dans la majorité des cas, la structure étudiée est faiblement multimode (ouverture numérique du cœur faible), et ce afin de garantir l'efficacité du filtrage modal. En effet, si le nombre de mode augmente, la discrimination par le gain devient délicate. Comme le montre la **figure I.37** (extraite de [SOU99]), les intégrales de recouvrement des modes d'ordre supérieur avec la zone de gain augmentent avec la fréquence normalisée V et tendent vers les valeurs atteintes par le mode fondamental. Dans ce cas, le filtrage n'est plus efficace et la structure devient au moins bimode.

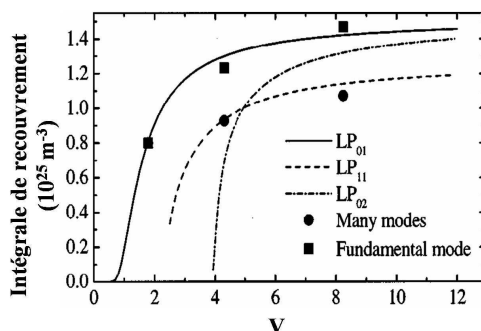


Figure 1.37: Dépendance des intégrales de recouvrement avec V pour le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Les courbes sont extraites de calculs et les points correspondent aux valeurs expérimentales.

III.3.1.2.c. Filtrage modal par le biais d'un amincissement local de la fibre

Une autre méthode permettant de rendre l'émission monomode consiste à créer un (ou plusieurs) amincissement local sur la fibre (**figure I.38**). Cet amincissement réalisé soit lors du fibrage, soit après, offre la possibilité de coupler l'énergie d'une diode multimode sur la partie la plus large de la structure. Le diamètre de cette dernière est alors progressivement réduit pour ne laisser se propager que le seul mode fondamental. En effet, la fréquence spatiale normalisée V du cœur diminue avec son rayon, les modes d'ordre supérieur initialement guidés atteignent donc progressivement leur coupure.

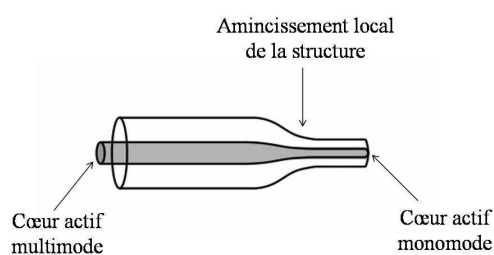


Figure 1.38: Représentation schématique d'un amincissement local réalisé sur une fibre optique.

C'est en 2001 que cette technique d'amincissement local fût utilisée pour la première fois en configuration laser [ALV99]. Il est à noter que si elle permet une nette amélioration de la qualité spatiale du faisceau, elle est aussi à l'origine d'une diminution conséquente de l'efficacité de conversion du laser liée à l'augmentation des pertes de propagation, y compris pour le mode fondamental, dans la zone de transition.

Pour finir, notons qu'il est possible de combiner ces techniques pour améliorer la qualité spatiale de l'émission. Ainsi, il n'est pas rare de profiter conjointement de l'action des courbures et d'une optimisation de la distribution spatiale des dopants [JEO04-c; JEO04-d; LAP07].

Ces techniques associées à un pompage par la gaine des structures à saut d'indice standard ont permis d'accroître considérablement les puissances délivrées par les lasers fibrés tout en garantissant une excellente qualité spatiale des faisceaux émis. Les dernières publications font état de faisceaux quasi-gaussien ($M^2 \sim 1,2-1,3$) portant des puissances supérieures au kilowatt [JEO04-c; JEO04-d]. Quelques uns des records en matière d'aire effective et de puissance générée par les fibres DC sont répertoriés sur la **figure I.46**.

Cela étant, depuis une vingtaine d'année maintenant, une nouvelle génération de fibres constituées d'air et de silice fait l'objet d'intenses recherches et semblent être aujourd'hui en mesure de concurrencer l'ensemble des structures que nous venons d'évoquer.

III.3.2. Les Fibres Microstructurées Air Silice : FMAS

A la fin des années 90, l'équipe de P. S^t J. Russel, développe à l'université de Bath, une nouvelle génération de fibres : les FMAS [KNI96], qui constituent certainement l'une des avancées majeures dans le domaine des lasers à fibre de fortes puissances depuis l'avènement des structures double gaine à la fin des années 80. Il faut pourtant savoir que ces fibres aux propriétés de guidage aussi exceptionnelles qu'inattendues, avaient déjà été proposées 20 ans plus tôt, en 1974, par Kaiser et ses collaborateurs au Bell Labs, sans susciter particulièrement d'intérêt auprès de la communauté scientifique [KAI74]. Lorsqu'en 1995, P. S^t J. Russel propose de développer les Fibres Microstructurées Air Silice, c'est en pensant profiter des propriétés de bandes interdites du cristal photonique constituant la gaine. En effet, cette dernière est formée d'un réseau périodique de canaux d'air parallèles à l'axe de propagation insérés dans une matrice silice. Elle présente donc potentiellement, des propriétés de bandes interdites similaires à celles des semi-conducteurs (le photon jouant alors le rôle de l'électron). De fait, la propagation transverse d'une onde dans cet arrangement périodique est régie par des conditions de résonances et d'antirésonances autorisant ou non, la pénétration dans le cristal des ondes lumineuses en fonction de leur fréquence. Or, parce que la première réalisation de P. S^t J. Russel présentait une faible proportion d'air et un manque de régularité

du point de vue de la taille et des positions des trous d'air, le guidage ne pouvait être lié à un phénomène de Bande Interdite Photonique (BIP) [KNI96; KNI97]. L'absence de trou au centre de cette fibre tenant lieu de cœur, permettait en fait de guider la lumière par un principe très proche de celui de la réflexion interne totale, qualifié de « réflexion interne totale modifiée » que nous verrons plus en détail par la suite. C'est en 1997, que Barkou et ses collaborateurs, présentent pour la première fois une fibre MAS dans laquelle la lumière est guidée par le seul effet de Bandes Interdites Photoniques dans un cœur constitué d'un trou d'air de plus petite dimension que ceux de la gaine [BAR99].

Comme elles possèdent des propriétés de guidage tout à fait remarquables, les FMAS, qu'elles soient à guidage par RIT modifiée ou par BIP, n'ont dès lors cessé de susciter l'intérêt de la communauté scientifique. Elles ont permis d'établir ces derniers temps, des records en matière de puissance, de qualité de faisceaux ou encore de pertes de propagation [LIM06].

III.3.2.1. Fabrication de ces fibres

La première fabrication de fibre Microstructurée Air Silice fût réalisée à l'université de Bath [KNI96; BIR97; KNI97] par la technique, communément utilisée depuis, d'assemblage étirage (en anglais, « stack and draw »). Il s'agit dans un premier temps, de former la gaine en constituant la matrice air-silice triangulaire ou hexagonale (**figure I.39**).

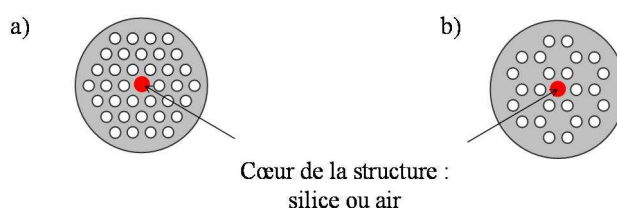


Figure I.39: Représentation schématique de deux exemples de section transverse de Fibres MAS :

- a) à matrice triangulaire,
- b) à matrice hexagonale.

Pour ce faire, on assemble dans un tube de maintien en silice, des tubes de silice à bords plus ou moins épais, selon la fraction d'air désirée dans la fibre finale. C'est ensuite le cœur de la structure que l'on forme. On remplace un (ou plusieurs) tube(s) situé(s) au centre de l'arrangement, soit par un barreau de silice (pure ou dopée aux ions de terres rares dans le cas

d'une fibre amplificatrice), soit par un tube de silice d'épaisseur différente. Dans le premier cas, le guidage s'opérera par RIT modifiée et dans le second cas, par BIP si la structure périphérique est correctement paramétrée (**figure I.40**).

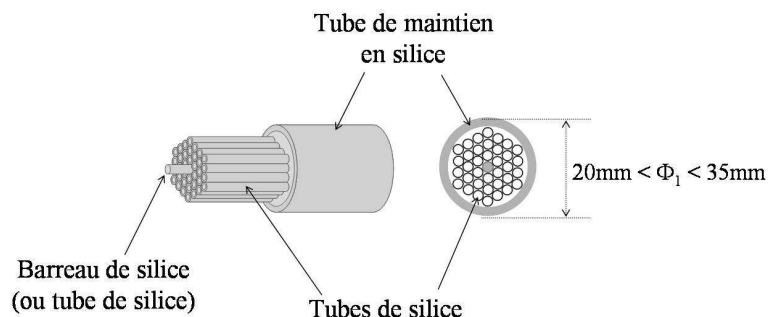


Figure I.40: Conception de la préforme.

L'ensemble ainsi réalisé constitue une première préforme qui va être étirée dans le but d'obtenir une canne millistructurée, ou directement une fibre microstructurée si celle-ci ne nécessite pas de motif de dimension trop faible. Lors du premier essai en 1996, la section des capillaires était hexagonale de façon à éliminer les trous interstitiels. Aujourd'hui, on utilise des capillaires circulaires et les interstices sont supprimés en appliquant une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur des capillaires durant l'étirage de la canne (ou de la fibre). Les diamètres des capillaires sont en général millimétriques et la préforme (de diamètre externe compris entre 20 et 35 mm) peut être étirée sous la forme d'une fibre optique de diamètre compris entre 100 μm et quelques centaines de micromètres. Il est alors délicat d'obtenir des pas inférieurs à 10 μm . C'est pourquoi, on opère en général un fibrage en deux étapes. La canne de diamètre externe millimétrique précédemment obtenue est alors manchonnée dans un nouveau tube de silice à bord épais, pour former la préforme secondaire de diamètre externe avoisinant une dizaine de millimètres. On procède enfin au second étirage permettant d'obtenir la fibre finale aux dimensions souhaitées, soit quelques centaines de micromètres de diamètre externe et des motifs de l'ordre du micron (cf. **figure I.41**).

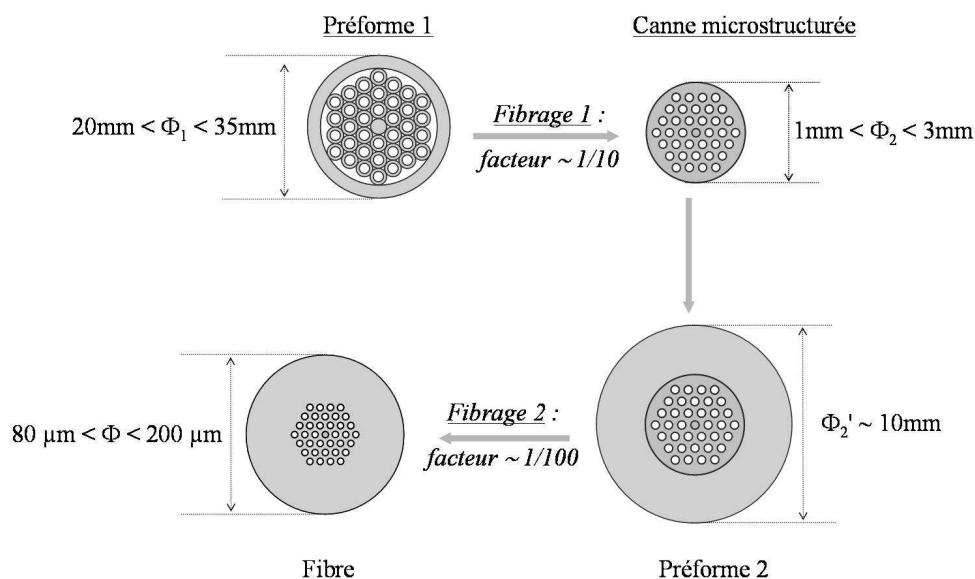


Figure 1.41: Représentation du fibrage en deux étapes des FMAS.

Enfin, il est possible de profiter d'un pompage par la gaine, en introduisant, lors de la conception de la préforme 1 ou de la préforme 2, en périphérie de la matrice périodique, une couronne de tubes de silice à bords très minces, tenant lieu de gaine d'air dans la structure finale (**figure I.42**).

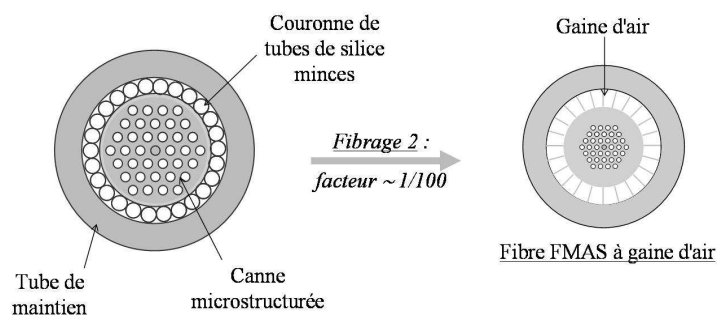


Figure 1.42: Représentation schématique de la dernière étape de fabrication d'une FMAS à gaine d'air.

III.3.2.2. Principe du guidage par RIT modifiée et avantages des FMAS LMA

La première réalisation de P. S^t J. Russel, appartenait à la catégorie des FMAS à matrice triangulaire au centre de laquelle l'absence d'un trou permettait de guider la lumière

(figure I.43-a). Il s'est avéré que cette fibre originale présentait une émission monomode (figure I.43-b) sur une très large bande s'étalant au moins de 337 nm à 1550 nm [BIR97].



Figure 1.43: Première FMAS (images extraites de [BIR97]) :

- a) image MEB de la première FMAS fabriquée à l'université de Bath,
b) image du champ du mode guidé dans cette fibre.

P. S^t J. Russel et ses collaborateurs ont alors démontré que les FMAS permettaient d'obtenir une émission monomode quelle que soit la longueur d'onde sous couvert d'une optimisation des paramètres opto-géométriques de la structure. Le mode guidé dans le défaut du cristal (absence de trou) tenant lieu de cœur présente dans le cas d'une FMAS une constante de propagation β telle que :

$$\beta_{\text{FSM}} < \beta < k \cdot n_{\text{Silice}}, \quad (\text{I.8})$$

β_{FSM} représentant la constante de propagation du mode fondamental qui se propagerait dans la silice de cette gaine supposée infinie en l'absence de défaut (FSM pour « Fundamental Space-filling Mode »).

Dans le cas d'un cœur de silice, le guidage s'opère par réflexion interne totale modifiée, entre un cœur homogène d'indice n_{silice} et une gaine microstructurée d'indice moyen :

$n_{\text{FSM}} = \frac{\beta_{\text{FSM}}}{k} < n_{\text{silice}}$. Le caractère indéfiniment monomode est alors directement lié à la forte

influence de la longueur d'onde sur l'indice moyen du cristal. En effet, dans la gaine, lorsque la longueur d'onde diminue, le champ se concentre d'avantage dans la silice, évitant ainsi les trous et provoquant donc une élévation de l'indice moyen vu par l'onde. On remarque de plus, que dans de telles structures, le cœur n'a pas de limites physiques précises. En posant a_{eq} , le rayon équivalent du cœur, on écrit :

$$V = 2\pi \frac{a_{\text{eq}}}{\lambda} \left(n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{FSM}}^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{I.9})$$

Or, étant donné que a_{eq} et n_{FSM} dépendent nécessairement des caractéristiques que sont le diamètre d des trous et le pas Λ du réseau (distance séparant les centres des trous), on

comprend l'influence de ces paramètres sur le critère d'unimodalité : $V < V_{\text{coupure}}$ du second mode. Les conditions d'unimodalité de ces structures ont fait l'objet de nombreuses études, ainsi selon les méthodes employées plusieurs critères ont été établis.

Par exemple, dans le but de retrouver une fréquence de coupure V_c pour le second mode identique à celle obtenue dans les fibres à saut standard ($V_c=2,405$), certains ont choisi de poser : $a_{\text{eq}}=0,64.\Lambda$ [BRE00-a]. La **figure I 44** présente l'évolution de V en fonction du rapport : a_{eq}/Λ , pour des structures présentant des fractions d'air (liées au rapport d/Λ) différentes.

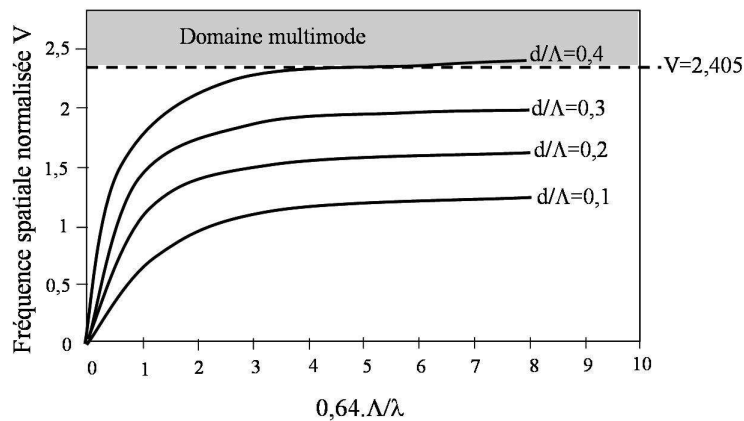


Figure 1.44: Evolution de V avec le rayon équivalent du cœur d'une FMAS, en fonction du rapport d/Λ [PEY03].

L'analyse de cette figure démontre qu'il est effectivement possible d'optimiser les paramètres que sont le diamètre d des trous et le pas Λ du réseau, de façon à conserver une émission monomode, ce quelle que soit la longueur d'onde. Ainsi, pour des rapports d/Λ inférieurs à 0,35, la fréquence spatiale normalisée V de la structure sera toujours inférieure à la coupure du second mode.

D'autres ont, en revanche choisi d'approximer directement le rayon du cœur par le pas Λ du cristal, dans ce cas V s'écrit :

$$V = 2\pi \frac{\Lambda}{\lambda} \left(n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{FSM}}^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{I.10})$$

Le calcul des conditions de coupure du second mode à partir de l'étude des pertes occasionnées sur ce même mode, a permis d'établir un diagramme d'unimodalité présenté **figure I.45** et dépendant directement des paramètres géométriques du cristal [KUH02; MOR03 b]. L'étude de l'évolution de la fréquence spatiale normalisée en fonction de λ/Λ pour différents rapports d/Λ démontre qu'il est alors possible de conserver une valeur de V

inférieure à la coupure du second mode, quelle que soit la longueur d'onde. Il a encore été démontré que dans ce cas le critère d'unimodalité pouvait s'apparenter à la condition de résonance : $V_{\text{coupure mode 2}} = \pi$ [MOR03-b]. Nous verrons plus en détail dans le chapitre suivant, les conditions de résonance s'établissant dans les guides d'onde.

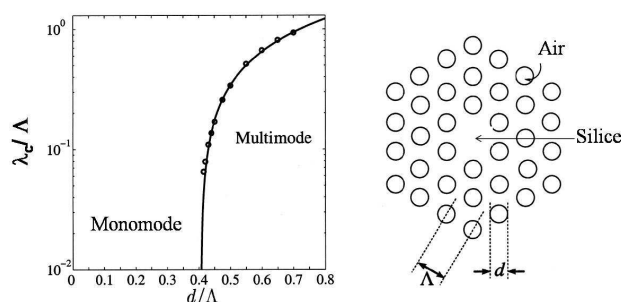


Figure 1.45: Détermination du critère d'unimodalité de la structure : évolution des conditions de coupure du second mode calculées à partir des pertes modales (courbes) et comparaison aux valeurs de λ_c calculées à partir des conditions de résonances (points) [MOR03-b].

L'atout majeur de ce type de structure réside donc, dans le fait qu'il est possible d'augmenter très largement la taille du cœur guidant tout en garantissant le caractère monomode de l'émission. Forts de cette constatation, en 1998, J. C. Knight et ses collaborateurs proposent la première fibre à large aire modale à cristal photonique [KNI98]. Ils prévoient d'ores et déjà que seules les pertes liées aux courbures du guide limiteront les aires effectives accessibles dans ces nouvelles structures.

De plus, parce qu'il est possible d'ajuster la fraction d'air dans la gaine microstructurée en jouant sur les paramètres géométriques du cristal, ces structures permettent d'accéder à des différences indicielles cœur - gaine beaucoup plus faibles et bien mieux maîtrisées que pour les fibres standard. L'écart toléré dans le cadre d'une émission monomode peut être ainsi diminué jusqu'à 0.0001, valeur d'un ordre de grandeur inférieure à celles accessibles dans les structures à saut d'indice réalisées par dépôt en phase vapeur, type MCVD par exemple. Cependant, cette faible différence indicielle n'est pas sans avoir des conséquences sur le confinement du mode propagé, et lorsque la fraction d'air du cristal devient trop faible, les pertes de propagation et la sensibilité aux courbures peuvent devenir importantes. Ainsi, si l'on répertorie quelques uns des records d'aires effectives et de puissances délivrées par les lasers à fibre LMA [IPG; FUR01; JEO03; LIM03-b; LIM03-a; NIE03; WAD03; JEO04-a;

JEO04-b; JEO04-c; JEO04-d; BON05], on constate que les fibres à cristal photonique (PCF) ont mis un certain temps à s'imposer dans le domaine des fortes puissances (cf. **figure I.46**).

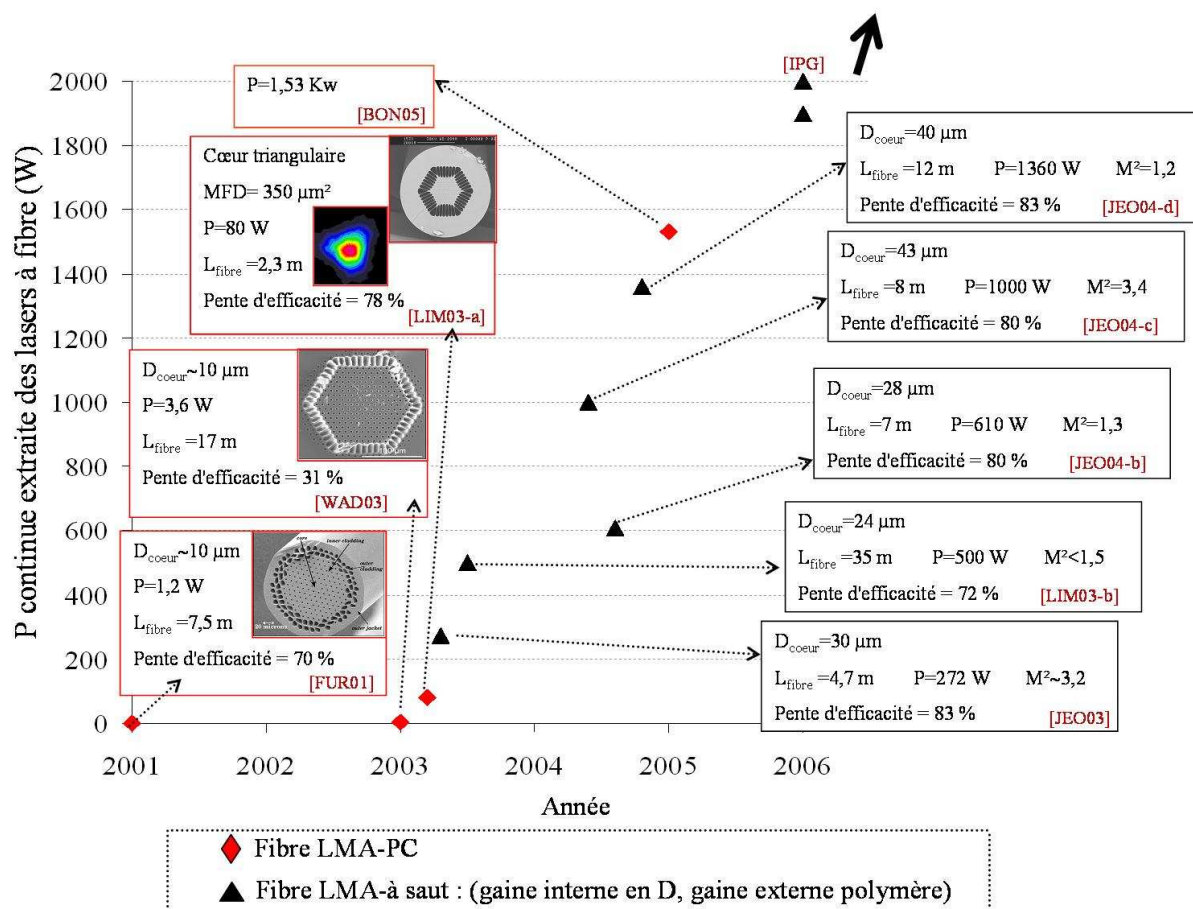


Figure I.46: Présentation de l'évolution des puissances atteintes dans les lasers à fibre LMA.

Ces derniers temps, des fibres microstructurées aux designs originaux sont développées et semblent être en mesure de concurrencer, voire de surpasser les puissances atteintes avec les fibres conventionnelles. A titre d'exemple, Dong et ses collaborateurs ont proposé une série de fibres constituées d'une unique couronne de 6 gros trous garantissant le confinement et l'émission d'un mode unique présentant une large aire effective ($\sim 1500 \mu\text{m}^2$ et $\sim 3160 \mu\text{m}^2$) [DON06]. L'ensemble des modes d'ordre supérieur est évacué par les ponts de silice. Les caractéristiques des deux dernières fibres reportées sont répertoriés dans le **tableau I.4** et les images de la section transversale et du champ proche émis par la fibre 1 sont présentés **figure I.47**. Ces figures mettent en lumière une ellipticité involontaire de la structure liée au procédé de fabrication. Il est cependant à noter que la région dopée aux ions ytterbium est maintenue circulaire et centrée sur le cœur ($d_{\text{dopée}} = 30 \mu\text{m}$ pour la fibre 1 et $d_{\text{dopée}} = 40 \mu\text{m}$

pour la fibre 2). Son indice de réfraction étant voisin de celui de la silice et donc du reste du cœur, ce dopage sélectif influence peu l'allure du mode guidé.

	d	Λ	$D_{\text{cœur}}$ (moyenne)	A_{eff} (fibre tendue)	Diamètre du mode	Longueur de la fibre	Pente d'efficacité	M^2
Fibre 1	41 μm	50 μm	59 μm	1500 μm^2	$\sim 43 \mu\text{m}$	3 m	60 %	1,26
Fibre 2	55 μm	67 μm	79 μm	3160 μm^2	$\sim 64 \mu\text{m}$	5 m	60 %	1,3

Tableau I.4: Caractéristiques des 2 dernières fibres à 6 gros trous.



Figure 1.47: Section transverse de la fibre 1 (a) et profil du champ proche mesuré (b) [DON06].

Les auteurs démontrent de plus, une faible sensibilité aux courbures en dessus de rayons critiques égaux à 8,5 cm pour la fibre 1 et 15 cm pour la fibre 2. J. Fini reporte toutefois, une nette diminution de l'aire effective théorique pour de tels rayons de courbures [FIN06].

Une solution alternative développée pour la première fois par J. Limpert en 2005 est d'allier les avantages des lasers massifs (dimensions transverses plus importantes mais longueur d'interaction plus faible), et de la fibre (seuil laser relativement bas et grande efficacité). Il s'agit alors de supprimer le polymère de protection en travaillant avec des structures de diamètres externes plus importants, de l'ordre de quelques millimètres, appelées « rod type » (**figure I.49**) [LIM05; LIM06]. La présence de cette très large gaine externe confère à ces structures non seulement des propriétés de dissipation de la chaleur intéressantes pour la montée en puissance, mais aussi une rigidité accrue entraînant ainsi une réduction des pertes de propagation et de courbures. L'année dernière, cette technologie a permis d'atteindre les records en matière d'aire modale (2000 μm^2) et d'efficacité d'absorption de pompe (équivalente à 550 W/m).

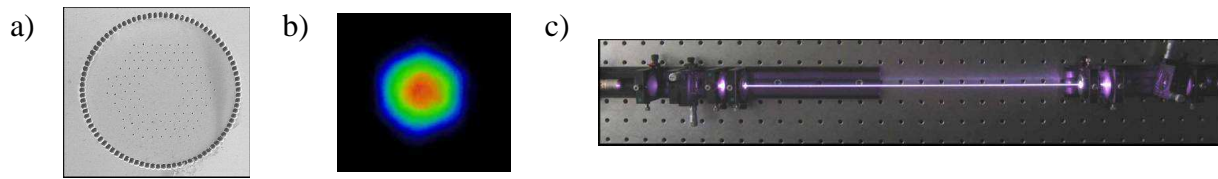


Figure 1.48: Présentation des fibres « rod type » :

a) image de la face clivée de la fibre « rod type » [LIM06],

b) image de l'intensité du champ proche [LIM06],

c) montage expérimental pour l'étude de la fibre « rod type » [LIM05].

Enfin, une structure « rod type » passive présentant un cœur de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre a été réalisée au sein de la même équipe de recherche, elle exhibe une aire modale mesurée de $4500\ \mu\text{m}^2$ et les auteurs précisent que l'émission sur un mode unique gaussien peut être favorisée par la mise en place de filtrages modaux (conditions d'injection spécifiques, amincissement local...).

L'inconvénient majeur de ce type de structure reste cependant lié à la perte de compacité du système.

III.3.2.3. Les structures à guidage par BIP

Le guidage par RIT modifiée, qui s'opère lorsque le cœur guidant de la structure est constitué par l'absence d'un trou, n'est pas la seule alternative au transport de lumière dans les fibres MAS. En effet, l'idée première était, rappelons-le, d'utiliser ces fibres pour leurs propriétés de bandes interdites. Or, pour que la structure soit effectivement guidante grâce aux seules propriétés du cristal photonique, il est indispensable que le cœur (défaut du réseau) présente un indice plus faible que la gaine microstructurée périodique qui l'entoure. Ainsi, lors de l'assemblage de la préforme primaire, on remplace un ou plusieurs tubes de silice par un autre tube d'épaisseur différente.

Les ondes lumineuses dont la longueur d'onde appartient aux bandes interdites photoniques du cristal air-silice ne seront pas autorisées à pénétrer transversalement la gaine et seront donc piégées, et de fait guidées suivant l'axe optique dans le cœur d'air. Le principe de guidage par BIP (Bandes Interdites Photoniques) dans le défaut d'un cristal bidimensionnel fut validé théoriquement pour la première fois par Barkou et al, en 1997 [BAR99], et expérimentalement deux ans plus tard à l'université de bath (**figure I.49 a et b**) [CRE99].

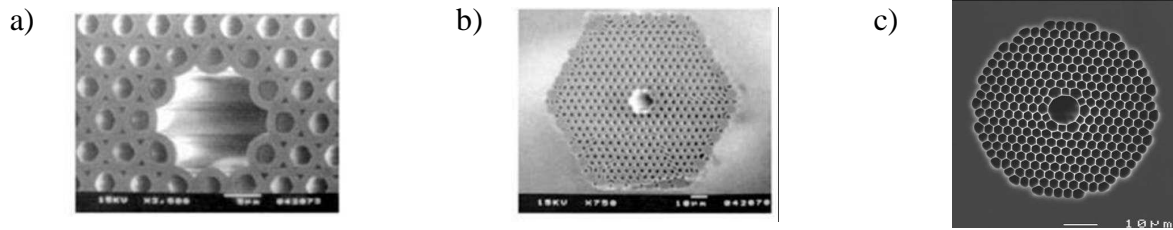


Figure 1.49: Fibre MAS à cœur creux :

*a) et b) photographies MEB de la première FMAS à cœur d'air réalisée [CRE99],
c) photographie MEB d'une des dernière réalisation de FMAS à cœur d'air [COU07].*

Le guidage dans l'air présente des propriétés tout à fait exceptionnelles :

- pertes de propagation faibles (pour des fibres optimales) : 1,2 dB/Km mesurées en 2005 [ROB05-a],
- réduction conséquente des effets non linéaires, le coefficient de non linéarité de l'air, évalué à $2,9 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$ est très faible (1000 fois inférieur à celui de la silice) [OUZ03],
- faibles pertes aux courbures [BOUW03],
- augmentation du seuil de dommage du matériau (lié uniquement à celui du réseau cristallin) [SHE04].

C'est pourquoi, les FMAS à cœur d'air (dites aussi « HC-PCF » pour « Hollow Core Photonic Crystal Fiber ») suscitent depuis une dizaine d'années, l'intérêt grandissant de la communauté scientifique. De nombreux travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux ont été menés dans le but d'étudier et de comprendre les propriétés qui régissent le guidage de la lumière dans de telles structures afin d'en optimiser les capacités [BIR04; HUM04; SAI04; WES04; ANT06]. Il est évident que les particularités de guidage citées plus haut placent les HC-PCF en excellentes candidates pour le transport de puissance [HUM04]. Cela dit, pour que le guidage dans le cœur d'air soit efficace, le cristal photonique doit nécessairement présenter un nombre n important de couronnes, dépendant de la proportion d'air f ($n > 50$ pour $f \sim 74\%$ et $n > 7$ pour $f \sim 94\%$) [DOR83; XU02]. Par conséquent, la fabrication de ces fibres nécessite l'emploi de capillaires extrêmement fins (donc extrêmement fragiles). Ceux-ci rendent d'une part délicate l'étape d'assemblage, mais leur utilisation induit d'autre part, une rugosité de surface responsable d'une hausse des pertes linéiques de la fibre (apparition de modes de surfaces) [JÁC95; ROB05-a; ROB05-b; COU07]. S'ajoute à cela, le fait qu'une fraction d'air aussi importante fragilise le réseau, le rendant beaucoup plus sensible aux fortes puissances. Toutefois, F. Benabib et ses collaborateurs ont mis en évidence en 2002, la présence de diffusion Raman stimulée dans une fibre MAS à cœur creux remplie d'hydrogène [BEN02].

Ces études constituent à notre connaissance, les seuls résultats expérimentaux concernant l'amplification de puissance dans les HC-PCF. Il semble en effet, difficile de pouvoir réaliser des amplificateurs ou des lasers avec ce type de fibres. D'une part, celles-ci sont *a priori*, difficilement compatibles avec les milieux à gain usuels (terres rares), mais il apparaît d'autre part, délicat de bénéficier de réseaux de Bragg inscrits, technique couramment employée pour la conception de cavités laser tout fibré. Une solution récemment proposée par F. Benabib et ses collaborateurs consiste à souder aux deux extrémités d'une structure HC-PCF des fibres standard permettant l'inscription de réseaux [BEN05]. Les questions de l'adaptation modale et des réflexions de Fresnel restent cependant à résoudre.

Pour conclure, notons que le guidage par bandes interdites photoniques n'est pas uniquement la particularité des FMAS à cœur d'air. Il est en effet possible d'obtenir des comportements similaires dans des fibres microstructurées particulières ne comportant pas d'air.

III.3.3. Les fibres microstructurées tout solide à guidage par BIP

Le cristal photonique des fibres microstructurées tout solide est constitué d'un réseau périodique de matériaux possédant des indices de réfraction différents. La première étude théorique concernant le guidage par bande interdite dans une fibre optique fût proposée par P. Yeh et ses collaborateurs en 1978 [YEH78]. La gaine était alors constituée d'un cristal photonique unidimensionnel (alternance de couronnes haut et bas indices) et le principe de guidage reposait sur les démonstrations expérimentales réalisées auparavant avec des guides de Bragg plans [CHO77]. A l'époque, P. Yeh démontre déjà qu'étant donné la forte sélectivité modale de ces structures, il doit être possible d'obtenir un guidage monomode pour des tailles de cœur relativement importantes, sous couvert d'une optimisation des paramètres opto-géométriques du cristal photonique (indices de réfraction et largeurs des couches). M. A. Duguay confirme dix ans plus tard ces conclusions, en évoquant pour la première fois une exploitation optimisée des propriétés de résonances et d'antirésonances que possèdent tous les cristaux photoniques [DUG86]. Il démontre en effet, qu'il est possible d'optimiser l'effet de bandes interdites des cristaux unidimensionnels en ajustant les indices et dimensions des couches haut et bas indices qui les constituent, de façon à ce que les longueurs d'onde antirésonantes des uns correspondent à celles des autres. Nous détaillerons cette théorie au

début du prochain chapitre. Notons ici simplement, que si les longueurs d'onde interdites par la gaine sont en revanche résonantes dans un défaut du cristal (couche dont les caractéristiques optiques et/ou géométriques ont été modifiées), elles pourront y être piégées transversalement et guidées suivant l'axe optique. On parle alors de guide ARROW pour « Antiresonant Reflecting Optical Waveguide ».

Il faudra alors attendre le début des années 2000 pour que les techniques de fabrication soient suffisamment maîtrisées et permettent le développement de structures dans lesquelles le guidage repose sur les principes Bragg [BRE00-b; FEV03; FEV06] ou ARROW [LIT02; WHI02; LIT03; LAE04; LUA04; STE04; ARG05-a; ARG05-b; BOUW05; BIR06; STO06]. Si aujourd'hui les fibres tout solide en silice et silice dopée, fabriquée par les méthodes de l'assemblage-étirage (pour les ARROW) ou MCVD (pour les Bragg) sont les plus utilisées pour profiter d'un guidage par BIP, d'autres alternatives intéressantes ont été explorées. Ainsi, des études concernant les propriétés des structures à bandes interdites (accordabilité, mesures de dispersion, de pertes de propagation...) ont été menées à partir de FMAS à cœur de silice dont la gaine a été modifiée (dans le but d'obtenir un guidage par BIP), soit en remplissant les trous de la fibre de liquide haut indice (**figure I.50 a**) [JAS03; LAR03], soit en insérant des fibres multimodes conventionnelles dans la préforme (**figure I.50 b**) [ARG05-a].

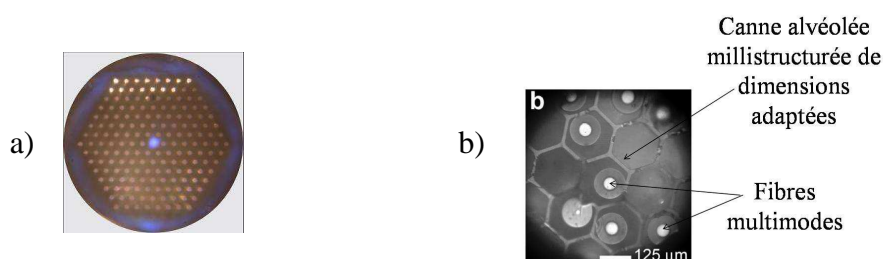


Figure 1.50: Exemples de fibres à BIP particulières :

a) image de la face d'entrée d'une fibre MAS remplie de liquide haut indice (image extraite de [LAR03]),

b) image de la préforme d'une fibre MAS dans laquelle sont insérées des fibres standard multimodes (image extraites de [ARG05-a]).

Depuis le début des années 2000, les nombreuses études menées sur les fibres microstructurées à guidage par bandes interdites, Bragg ou ARROW, n'ont cessé d'en révéler l'immense potentiel. Outre le fait qu'elles possèdent des propriétés de dispersion tout à fait intéressantes [KNI00; BOUW03], ces structures semblent permettre l'émission d'un mode unique exhibant une très grande aire effective, des pertes de propagation minimales ainsi

qu'une faible sensibilité aux courbures. Des publications récentes font état de pertes de l'ordre de quelques dB/Km proches de celles du matériau, voici deux exemples reflétant le potentiel de ces fibres :

Dans une fibre de Bragg à 1064 nm [FEV06]:

- pertes de propagation ~10 dB/Km
- aire effective ~ 270 μm^2
- pertes aux courbures : 0,065 dB/m pour un rayon de 8 cm contre 1,16 dB/m pour une fibre à saut standard de même aire effective et 3 dB/m pour un rayon inférieur à 4 cm.

Dans une fibre ARROW à 1550 nm [BOUW05]:

- pertes de propagation ~18,7 dB/Km
- diamètre de champ de mode ~21,2 μm (suivant x) et 25,3 μm (suivant y)
- pertes aux courbures : rayon critique estimé à 4,5 cm

Cela étant dit, le principe de guidage par BIP implique un cœur d'indice de réfraction faible, en général égal à celui de la matrice. C'est de ce point que vont probablement naître les principales limitations de ces fibres en matière d'émission de puissance. Le dopage du cœur aux ions actifs engendre en effet, une hausse inévitable de l'indice de réfraction de la silice. Si cette dernière peut en partie être compensée par l'ajout d'ions fluor par exemple, il n'en reste pas moins que la maîtrise de l'indice de réfraction demeure délicate. Les techniques de synthèse couramment utilisées (MCVD, OVD) peuvent difficilement garantir la régularité et la précision requises pour un guidage par BIP optimal dans le cadre de la génération de puissance.

III.4. La combinaison cohérente ou incohérente de faisceaux issus de N amplificateurs fibrés

Pour finir, nous proposons de présenter succinctement une solution alternative (potentiellement complémentaire) à l'ensemble des techniques et technologies que nous venons de présenter pour le transport de fortes puissances. Celle-ci consiste à répartir la puissance générée et transportée par le laser fibré, non plus sur un guide unique mais sur N amplificateurs monomodes. Il s'agit alors de combiner en champ proche et/ou en champ lointain les rayonnements issus des différents émetteurs. Ces derniers peuvent être insérés au

sein d'une même structure guidante, on parle de fibre multicoeur, mais il est possible de procéder à la recombinaison de faisceaux émis par des fibres indépendantes. On distingue deux façons de combiner N sources d'intensité I :

- La combinaison incohérente (figure I.51 – b) : les N faisceaux sont superposés spatialement grâce à un réseau par exemple, on concentre alors une intensité $N.I$ sur une surface élémentaire S .
- La combinaison cohérente (figure I.51 – c) : la juxtaposition des N sources permet un couplage des faisceaux au cours de leur propagation. Si les phases relatives sont nulles, les interférences sont constructives et l'énergie se concentre principalement sur un lobe unique d'intensité $N^2 .I$.

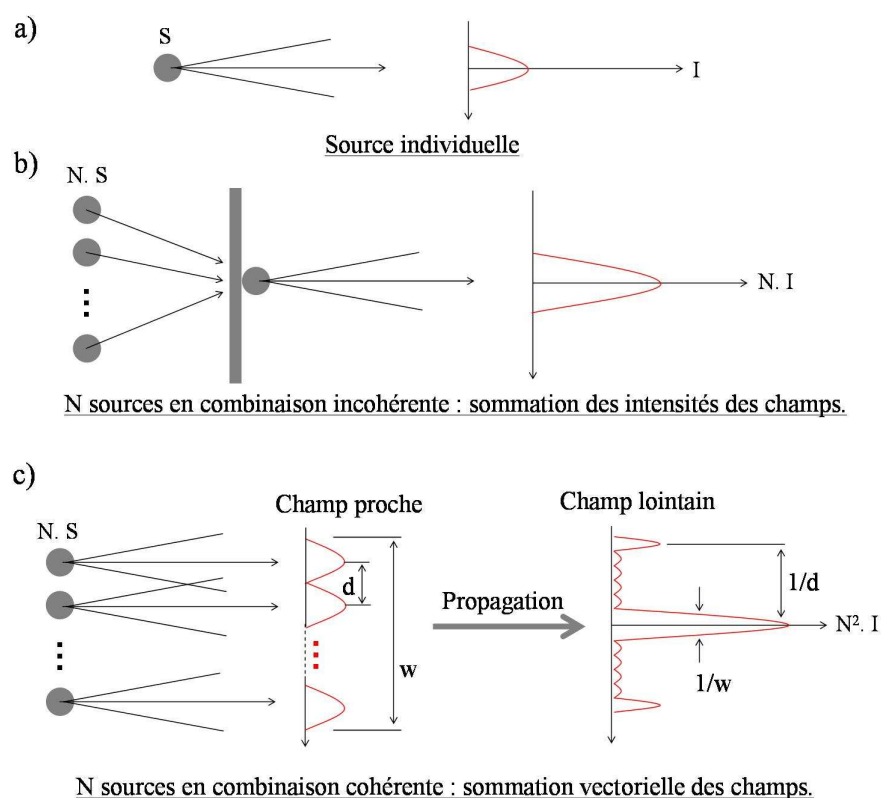


Figure 1.51: Principes des combinaisons incohérente (b) et cohérente (c) dans le cas d'émetteurs indépendants.

Le principal atout de la combinaison incohérente réside certainement dans son insensibilité aux caractéristiques de phase, d'amplitude et de polarisation relative à chaque champ émis par les N sources considérées. Cette technique est par nature, particulièrement adaptée à des applications de puissance ne nécessitant ni cohérence ni finesse spectrale (usinages industriels par exemple). Pour répondre à des besoins plus exigeants, on a donc recours à la technique de

combinaison par interférences constructives cependant plus contraignante. Cette dernière permet d'accroître les finesses angulaire et spectrale, et s'accompagne de plus, d'un gain sur le lobe central proportionnel non plus à N (nombre d'émetteurs mis en jeu) comme c'est le cas d'une combinaison incohérente, mais à N^2 . Toutefois, pour que l'efficacité de recombinaison soit optimale, il est indispensable que les faisceaux soient d'une part parfaitement superposés, et que leurs champs électriques possèdent d'autre part, des caractéristiques identiques. De fait, les états de polarisation, les amplitudes et les phases des champs doivent être ajustés et contrôlés aussi précisément que possible. Le verrouillage en phases des différents émetteurs peut être actif, il s'effectue alors par le biais d'un asservissement électronique [HUO04]. Il est toutefois possible d'opérer une mise en phase passive des divers rayonnements. Cette dernière peut s'appuyer sur des phénomènes d'optique non linéaires [GRI05], ou profiter des couplages entre les ondes considérées. On distingue alors plusieurs cas :

- Les résonateurs communs : les amplificateurs parallèles sont insérés au sein d'une cavité laser, c'est alors un élément d'optique (filtrage spatial [HE06] ou effet Talbot [WRA00; WRA01; MIC05]) qui va coupler entre eux les différents modes pour conduire à l'émission du mode d'ordre le plus bas.
- Le couplage par ondes évanescentes : lorsque les émetteurs sont suffisamment proches, les modes se chevauchent pour former en priorité le supermode présentant les pertes les plus faibles, ce dernier correspondant théoriquement au cas où tous les émetteurs sont en phase [CHE01; BOC03].
- Les cavités auto-organisées : les cavités présentant des configurations interférométriques (Michelson ou Mach Zinder) s'injectent mutuellement et le laser s'auto-organise pour ne propager que le mode de pertes minimales [SAB03; BOU05]. Il est à noter que dans ce cas, l'intensité moyenne est égale à la somme des intensités I portées par chacun des N émetteurs, et non plus à $N^2.I$.

Sont répertoriés dans le **tableau I.5** ci-dessous quelques uns des principaux résultats publiés concernant la combinaison cohérente de faisceaux issus de divers émetteurs.

Il apparaît tout à fait intéressant de combiner l'ensemble des techniques de combinaison cohérente évoquées ici, avec l'exploitation de fibre présentant des volumes actifs importants. En effet, la puissance générée sera d'autant plus importante que la puissance par émetteur sera élevée. Si la combinaison en champ lointain des faisceaux émis par des cœurs fortement dopés générant donc des puissances élevées, semble tout à fait envisageable, il apparaît plus délicat d'exploiter les techniques de combinaison en champs proches. Celles-ci imposent en

effet, le couplage sur un guide unique de l'ensemble des ondes se propageant dans les divers cœurs. Or, les puissances atteintes dans de telles structures sont potentiellement très importantes. Leur recombinaison et surtout leur transport dans un unique guide engendreront très probablement l'apparition d'effets non linéaires, et pourront éventuellement provoquer le claquage de la fibre, même si le guide concerné présente une large section transverse.

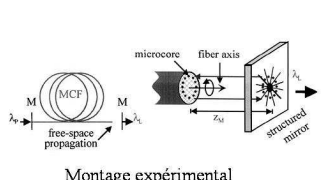
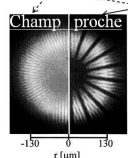
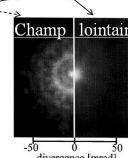


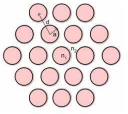
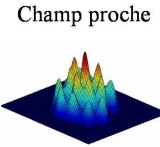
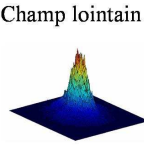
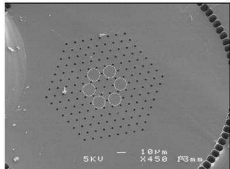
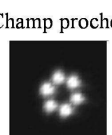

MONTAGE EXPERIMENTAL ET /OU SECTION TRANSVERSE DE LA FIBRE	CARACTERISTIQUES	OBSERVATIONS
<u>Combinaison en champ lointain</u>		
 <p>Montage expérimental</p> <p>Section transverse de la fibre multicoeur</p> <p>miroir structuré</p> <p><u>1^{ère} fibre multicoeur active : octobre 2000 [WRA00; WRA01]</u></p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 18 cœurs dopés Nd ▪ $P_{\text{pompe}} = 36 \text{ W}$ ▪ $P_{\text{signal}} = 5,5 \text{ W}$ ▪ Pente d'efficacité = 16% ▪ Système de mise en phase : <i>Effet Talbot</i> + <i>miroir structuré</i> 	<p>Sans miroir structuré Avec miroir structuré</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div data-bbox="1053 728 1181 884">  <p>Champ proche</p> </div> <div data-bbox="1228 728 1356 884">  <p>Champ lointain</p> </div> </div> <p>10% de la puissance dans le lobe central</p>
 <p>Agencement des 7 cœurs sur la section transverse de la fibre</p> <p><u>mai 2001, [BOC03]</u></p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 7 cœurs dopés Yb ▪ $L = 15 \text{ m}$ ▪ $P_{\text{pompe}} \sim 9 \text{ W}$ ▪ $P_{\text{signal}} \sim 5,5 \text{ W}$ ▪ Pente d'efficacité > 65% 	 <p>Champ lointain</p> <p>80% de la puissance dans le lobe central</p>
 <p>Agencement des 19 cœurs sur la section transverse de la fibre</p> <p><u>décembre 2004, [HUO04]</u></p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 19 cœurs dopés Yb ▪ $L = 5,8 \text{ m}$ ▪ Gain = 20 dB ▪ Système actif de mise en phase. 	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div data-bbox="1021 1299 1181 1444">  <p>Champ proche</p> </div> <div data-bbox="1228 1299 1372 1444">  <p>Champ lointain</p> </div> </div> <p>$M^2 = 1,5$</p>
 <p>Section transverse de la PCF multicoeur</p> <p><u>1^{ère} PCF multicoeur active : juillet 2005, [MIC05]</u></p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 6 (et 7) cœurs dopés Yb ▪ $L = 10 \text{ m}$ ▪ $P_{\text{signal}} > 42 \text{ W}$ ▪ Pente d'efficacité > 69% ▪ Système de mise en phase : <i>Effet Talbot</i> 	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div data-bbox="1053 1568 1165 1702">  <p>Champ proche</p> </div> <div data-bbox="1228 1568 1340 1702">  <p>Champ lointain</p> </div> </div> <p>$M^2 = 1,1$</p>

Tableau I.5: Partie A : Quelques uns des principaux résultats publiés concernant la recombinaison cohérente de champs issus de plusieurs guides.

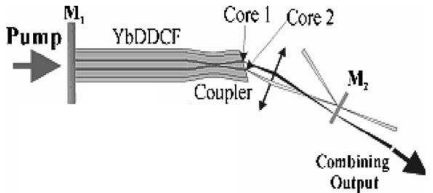
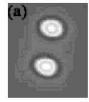
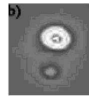
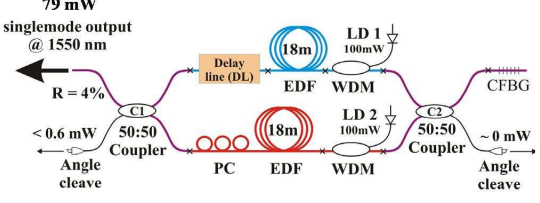
MONTAGE EXPERIMENTAL ET /OU SECTION TRANSVERSE DE LA FIBRE	CARACTERISTIQUES	OBSERVATIONS
<u>Combinaison en champ proche et en champ lointain</u>		
 <p>Montage expérimental août 2005, [BOU05]</p>	<ul style="list-style-type: none"> ▪ 2 cœurs dopés Yb ▪ $L = 5,3 \text{ m}$ ▪ $P_{\text{signal}} > 700 \text{ mW}$ ▪ $\text{Pente d'efficacité} > 70\%$ 	<div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;"> <p>Champ proche sans M_2</p>  </div> <div style="text-align: center;"> <p>Champ proche avec M_2 ajusté (Rétroaction sélective)</p>  </div> </div> <p>efficacité de recombinaison = 96%</p>
 <p>Montage expérimental Janvier 2003 [SAB03].</p>		<ul style="list-style-type: none"> ▪ 2 (ou 4) fibres dopées Er ▪ $P_{\text{pompe}} \sim 200$ (ou 400) mW ▪ $P_{\text{signal}} \sim 79$ (ou 152) mW ▪ $\text{Pente d'efficacité} \sim 44\%$ (ou 43,5%) ▪ $\text{Efficacité de recombinaison} : 99\%$ (ou 95%)

Tableau I.5 : Partie B : Quelques uns des principaux résultats publiés concernant la recombinaison cohérente de champs issus de plusieurs guides.

Conclusion

La montée en puissance dans les fibres optiques implique, comme nous l'avons vu dans ce chapitre, de s'affranchir au maximum des effets non linéaires et de limiter autant que possible l'échauffement de la matière. Ces deux phénomènes sont effectivement, pour des raisons différentes, à l'origine des principales limitations imposées au transport et à la génération de puissance dans les lasers fibrés. Les efforts de la communauté scientifique se sont donc concentrés sur la conception de nouvelles architectures et/ou structures permettant de contrôler au mieux l'apparition de ces effets indésirables. Ainsi, dans le but de limiter la densité de puissance dans les fibres actives, il semble que deux voies potentiellement complémentaires puissent être explorées. La première consiste à combiner de façon cohérente

des rayonnements issus de plusieurs guides actifs, limitant ainsi la densité de puissance au sein de chacun d'entre eux. La seconde repose sur le développement et l'utilisation de fibres combinant large cœur et pompage par la gaine. Ces dernières offrent la possibilité d'utiliser efficacement des diodes de pompe toujours plus puissantes, tout en limitant la densité de puissance et les longueurs d'interaction. Il apparaît cependant que quel que soit le principe sur lequel repose le guidage de l'onde (RIT, RIT modifiée ou BIP) dans l'ensemble de ces structures, la qualité spatiale du faisceau émis repose sur la limitation de l'ouverture numérique du cœur actif, et donc, de son indice de réfraction. Or, nous avons vu qu'il était délicat, par les procédés conventionnels de fabrication des préformes (MCVD, OVD par exemple) de restreindre l'indice de réfraction du cœur tout en profitant d'une concentration importante en ions actifs. On peut donc envisager que les puissances générées par les lasers fibrés (fibres LMA standard) soient à terme limitées par la quantité d'ions actifs accessible. Nous proposons d'explorer une nouvelle voie et de considérer un cœur actif combinant les deux caractéristiques suivantes :

- un fort diamètre, afin de limiter la densité de puissance,
- un indice de réfraction important, permettant de s'affranchir des contraintes technologiques liées au fort dopage de la silice par des ions de terres rares.

Nous pouvons ainsi envisager de fortes concentrations en ions actifs. Les longueurs d'interactions nécessaires à l'amplification devraient donc être nettement diminuées, permettant de s'affranchir des effets non linéaires. Il va cependant de soi qu'un tel guide présente nécessairement une émission fortement multimode. C'est pourquoi, il est indispensable de concevoir une structure particulière dont la gaine permet un filtrage de l'ensemble des modes d'ordre supérieur, garantissant ainsi un faisceau puissant de bonne qualité spatiale.

Chapitre II

Etude théorique des structures LHDC

Introduction

L'un des principaux facteurs limitant la montée en puissance dans les lasers à fibre réside aujourd'hui dans l'obligation de travailler avec des cœurs actifs d'indice de réfraction restreint, proche de celui de la silice. En effet, hormis les lasers dont le principe est basé sur des phénomènes de combinaison cohérente, les structures exploitées à ce jour sont contraintes de présenter un cœur d'indice proche de celui de la matrice, et ce d'autant plus que son diamètre est large. Les contraintes technologiques liées à la fabrication de tels cœurs constituent l'un des handicaps majeurs de ce type de structure. C'est dans ce contexte particulier que nous proposons de concevoir une structure permettant d'accroître la différence indicielle cœur-gaine sans sacrifier la qualité spatiale de l'émission. Toutefois, il va de soi qu'un cœur combinant diamètre important et indice de réfraction élevé présente en conséquence un caractère fortement multimode, s'il est entouré de silice pure. Il est donc indispensable d'opérer une modification de la gaine optique afin de tendre vers une émission monomode. Plusieurs possibilités peuvent alors être envisagées.

Il est d'une part, possible de profiter d'une gaine d'indice uniformément surélevé. Des études ont, depuis quelques années, été entamées sur ce thème par une équipe canadienne (INO). Les schémas de principe des structures développées sont présentés sur la **figure II.1** [LAP07].

Ces fibres originales, dites «fibres triple gaine », possèdent une première gaine (notée 1st clad, sur la **figure II.1**) constituée de silice dopée aux ions germanium afin d'en élever l'indice de réfraction. Celle-ci permet de limiter l'ouverture numérique du cœur et donc de restreindre le nombre de modes qu'il supporte. Le caractère monomode de l'émission est alors assuré conjointement à l'aide d'une sélectivité par le gain (on remarque en effet que l'intégralité du cœur n'est pas dopée aux ions ytterbium) et par des courbures provoquant des pertes différentielles entre les modes propagés.

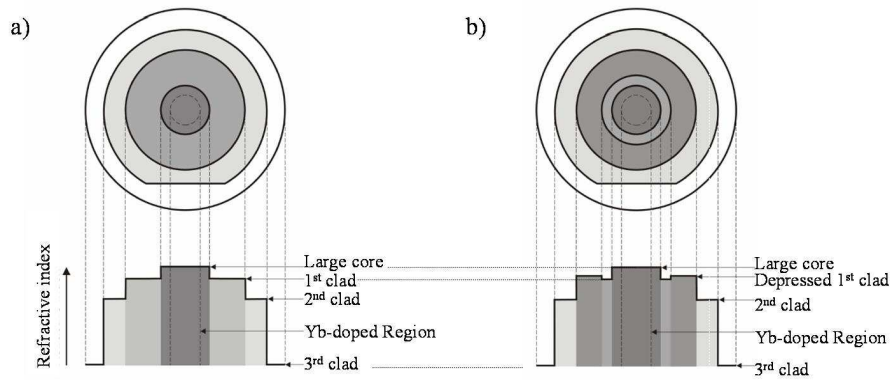


Figure II.1: Profil d'indice de la Fibre triple gaine (image extraite de la référence[LAP07]) :

a) sans dépression indicielle autour du cœur,

b) avec dépression indicielle autour du cœur.

Core Diameter (μm)	First-Clad Diameter (μm)	Second-Clad Diameter (μm)	Depressed Width (μm)	Depressed Depth Δn
25	112	200	9	5×10^{-4}
34	160	280	13	5×10^{-4}

Tableau II.1: Caractéristique des fibres triple gaine étudiées (extrait de la référence [LAP07]).

C'est dans le but d'améliorer la contribution des courbures, qu'une dépression indicielle a, dans un second temps été rajoutée autour du cœur. Les caractéristiques de cette seconde structure sont présentées dans le **tableau II.1**.

Il s'agit en réalité de surélever l'indice de réfraction de la première gaine, excepté sur une région de faible épaisseur entourant le cœur. Cette opération permet de conserver le confinement du mode fondamental tout en diminuant l'ouverture numérique vue par les modes d'ordre supérieur. Ces derniers, moins bien guidés, présentent en conséquence, une sensibilité aux courbures accrue. La seconde gaine est quant à elle constituée de silice pure, et sa forme en D offre la possibilité d'un pompage par la gaine optimisé. Les performances de ces structures sont tout à fait intéressantes, puisque la pente d'efficacité maximale atteint 78 %, la puissance de l'émission n'étant dans ce cas limitée que par la puissance des diodes disponibles pour le pompage de la fibre. Les caractéristiques du faisceau amplifié sont quant à elles répertoriées dans le **tableau II.2**.

Diamètre du cœur (μm)	Diamètre de courbure (cm)	M^2_x	M^2_y	Diamètre du champ de mode (MFD) à $\lambda = 1030 \text{ nm}$ (μm)
25	20	1,05	1,05	17
34	20	1,08	1,06	20

Tableau II.2: Valeurs des M^2 et diamètres des champs du mode émis par 2 fibres triple gaine, de longueur 3,5 m et présentant une dépression indicielle autour du cœur.

Même si les performances de ces fibres triple gaine sont très convaincantes, il apparaît intéressant d'envisager pour les raisons déjà évoquées, d'autres technologies que la MCVD pour la synthèse des différents matériaux. Ainsi, dans le but d'améliorer les précisions en matière d'indice de réfraction de la silice dopée, nous avons entamé une collaboration avec l'Université de Bern et la société suisse Silitec. Cette dernière vise au développement de nouvelles méthodes de synthèse par mélanges de poudres. Ce nouveau procédé est encore à l'étude et ne permet pas encore d'envisager la fabrication d'une fibre optimisée. Il n'existe pas à notre connaissance de solution alternative efficace à ce jour.

Ainsi, dans le cadre d'une augmentation des volumes actifs, les technologies utilisées actuellement pour la synthèse en volume de silice dopée aux ions de terres rares ne permettent pas de garantir une précision suffisante de l'indice de réfraction. Pour contourner ce problème, il est possible de recourir à une microstructuration de la gaine et du cœur. Cette technologie permet en effet, d'atteindre les ouvertures numériques les plus faibles. Une première solution peut alors consister à profiter des propriétés des microstructures de trous d'air. Il s'agirait dans ce cas, d'assembler des tubes de silice dopée aux ions germanium et de limiter la fraction d'air présente dans la gaine de façon à garantir un indice moyen relativement important et donc une ouverture numérique faible pour le cœur. Une solution alternative permettant d'augmenter d'avantage encore l'indice de la gaine et par conséquent l'indice du cœur, consiste à assembler des barreaux de silice dopée haut indice. Si la première solution implique un principe de guidage analogue à celui présenté par J. Limpert dans les fibres « rod type », le comportement modal de la seconde n'a, à notre connaissance, jamais été étudié. En effet, le rôle de ce genre de gaine est parfaitement connu dans le cadre d'un guidage reposant sur le principe des BIP (Bandes Interdites Photoniques), mais le cas d'un large cœur haut indice inséré au sein une telle microstructure n'a encore jamais été exploré. Il apparaît donc intéressant de mener une étude approfondie des propriétés optiques de cette structure originale, que nous nommerons dans ce qui suit « LHDC » pour « Large and Highly

Doped Core ». Une représentation schématique de la section transverse typique d'une structure LHDC, ainsi que son profil d'indice sont présentés sur la **figure II.2**.

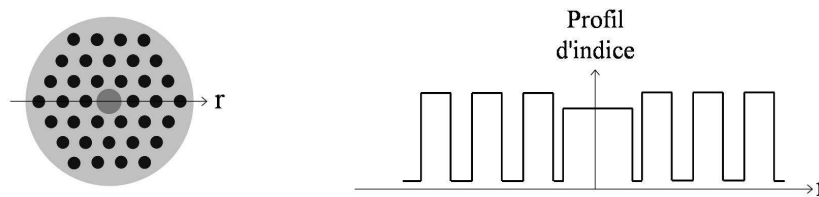


Figure II.2: Représentations schématiques de la section transverse et du profil d'indice d'une structure LHDC.

La différence majeure entre les structures ARROW et celle que nous proposons réside essentiellement dans la présence d'un cœur parfaitement autoguidant par RIT. Le guidage de la lumière dans une structure aussi complexe ne repose donc pas sur l'un des principes standard de guidage d'une onde dans un guide optique (RIT et BIP) mais semble au contraire les combiner. De fait, si l'on souhaite optimiser les propriétés optiques de cette fibre afin de générer une émission laser unimodale, il semble primordial de répondre à un certain nombre de questions, et notamment celles qui suivent :

- Quelle est la contribution sur le guidage, des bandes interdites inévitablement ouvertes par la microstructure périodique ?
- Est-il envisageable de profiter d'un effet moyen analogue à celui s'établissant dans les gaines air-silice ? Si oui, sous quelles conditions ?
- Qu'en est-il de l'influence de la microstructure haut indice sur l'ensemble des modes s'établissant dans un tel cœur ?

La complexité fondamentale de cette étude réside alors dans le fait qu'une infinité d'associations *cœur - gaine résonante* peut être envisagée. En effet, les caractéristiques opto-géométriques du cœur et des inclusions (dimensions, profils d'indice), ainsi que le pas de la microstructure sont autant de paramètres à fixer. Etant donné qu'il n'existe, à notre connaissance, aucun outil numérique permettant de gérer ces nombreux paramètres de façon systématique, l'optimisation d'une telle structure implique de restreindre le domaine d'analyse. Pour ce faire, nous nous basons sur les données fournies par les spécialistes en synthèse de matériaux. Ainsi, en ce qui concerne le cœur, rappelons que nous souhaitons profiter d'un fort dopage en ions actif. Or, il s'avère que la silice peut être dopée aux ions ytterbium jusqu'à 40000 ppm % wt, valeur au-delà de laquelle la formation d'agrégats réduit

fortement l'efficacité du pompage et donc le gain. De plus, nous avons vu que l'incorporation d'ions de terres rares en matrice silice ne peut se faire sans l'ajout d'ions aluminium, ce qui engendre inévitablement une hausse de l'indice du matériau. Par conséquent, même en utilisant un codopage aux ions fluor pour réduire l'indice de réfraction de la silice dopée, il semble délicat d'atteindre, lorsque la quantité d'ions actifs est maximale, des valeurs inférieures à : $n_{\text{cœur}} = n_{\text{Si}} + 0,010$ (n_{Si} étant l'indice de réfraction de la silice). C'est pourquoi l'indice de réfraction du cœur sera dans ce qui suit, fixé supérieur ou égal à cette valeur limite, que l'on considère un dopage aux ions ytterbium ou erbium. L'aire du cœur actif reste quant à elle à déterminer. Elle dépendra des paramètres de la gaine microstructurée. Cette dernière présente une très grande flexibilité. Il est en effet possible de jouer sur les profils d'indice : valeurs et formes (parabolique ou à saut) et sur les dimensions des inclusions qui la constituent, ainsi que sur la distance les séparant (pas de la microstructure).

Il apparaît par conséquent judicieux de décomposer l'analyse de cette structure en plusieurs étapes. Nous proposons donc avant toute chose, de présenter les propriétés générales des gaines périodiques ou cristaux photoniques, et d'introduire la notion de « bandes ». Nous évoquerons notamment les caractéristiques principales du guidage d'une onde dans un défaut du cristal reposant sur l'existence de ces bandes. Nous comparerons alors ce principe de guidage à celui que nous proposons et qui s'opère dans un cœur autoguidant. Dans un second temps, nous étudierons en détail le comportement de la gaine seule, en analysant l'influence des divers paramètres opto-géométriques que sont le rayon et le profil d'indice des inclusions haut indice ainsi que la distance les séparant, appelée encore pas du réseau. Nous évaluerons enfin, l'influence de cette gaine sur le cœur.

I. Etude de la gaine structurée seule, supposée infinie

La compréhension du principe de guidage d'une onde dans une structure aussi complexe que celle que nous étudions, nécessite en premier lieu, une étude détaillée de la gaine microstructurée seule, c'est-à-dire sans défaut (sans cœur). Il s'avère en effet, indispensable de comprendre l'évolution du comportement modal de la microstructure quand la longueur d'onde varie, et / ou quand les paramètres opto-géométriques des inclusions haut indice qui la

composent, évoluent. Nous proposons ainsi, après avoir présenté les propriétés générales des cristaux photoniques et des bandes interdites qui leur sont associées, de dégager pour une longueur d'onde donnée, l'influence des caractéristiques opto-géométriques des plots sur le champ électrique de l'un des modes (le premier, en l'occurrence) s'établissant dans cette gaine. Cette étude préliminaire s'inspire de la méthode du Space Filling Mode utilisée pour l'analyse des microstructures air-silice et permet de mettre en lumière quelques propriétés fondamentales de ce type de gaine. Nous mènerons alors dans un second temps, une étude plus complète de la microstructure, en analysant notamment l'influence des paramètres de la gaine sur l'allure des bandes.

I.1. Propriétés des structures périodiques : introduction à la notion de bandes photoniques

La naissance des cristaux photoniques et de la notion de Bande Interdite Photonique (BIP) date du début du siècle dernier et des premières découvertes de Sir Lawrence Bragg concernant la diffraction des rayons X par les cristaux. Il démontre à l'époque qu'il est possible de caractériser un réseau cristallin par l'analyse du faisceau diffracté. Ces travaux innovants valent en 1915, à ce jeune homme d'origine australienne âgé de 25 ans seulement, de devenir le plus jeune scientifique à recevoir le prix Nobel de physique.

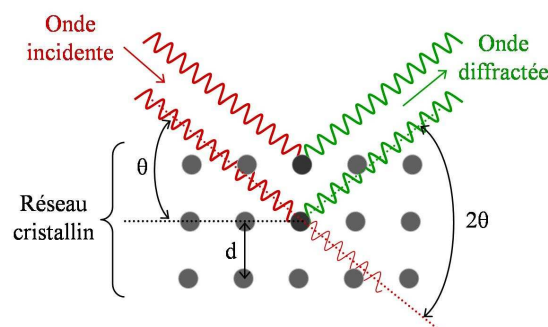


Figure II.3: Principe de la diffraction d'une onde par un cristal.

Le principe général est le suivant : lorsqu'une onde de longueur d'onde λ percute le cristal, elle est diffractée (**figure II.3**) et les interférences entre les ondes diffractées ne sont constructives que sous la condition suivante :

$$2 d \sin \theta = m \lambda , m \text{ entier.} \quad (\text{II.1})$$

Cette relation nommée « loi de Bragg » permet ainsi de déduire le pas d du réseau cristallin à partir de λ et de l'angle d'attaque θ de l'onde incidente. En outre, elle révèle dès lors une propriété fondamentale des cristaux périodiques : certaines ondes caractérisées par le couple (λ, θ) ne seront pas autorisées à pénétrer le réseau.

Fort de cette constatation, L. Bragg développe dans le même temps, le premier cristal photonique unidimensionnel : le « miroir de Bragg ». Il s'agit d'une succession périodique de couches diélectriques de matériaux d'indices de réfraction différents (**figure II.4**). Ce miroir permet, par un phénomène d'interférences constructives similaire au précédent, de réfléchir avec une grande efficacité (proche de 99,9 %) l'onde incidente lorsque celle-ci présente une longueur d'onde adaptée et un angle d'attaque proche de la normale.

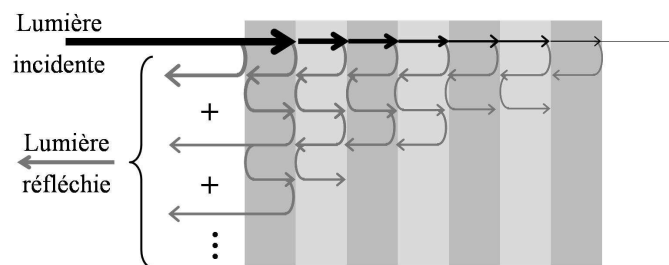


Figure II.4: Miroir de Bragg.

Aucun autre miroir ne permet d'égaliser de telles performances. Les pertes diélectriques sont effectivement nettement plus faibles que les pertes métalliques pour les longueurs d'onde considérées, c'est-à-dire les longueurs d'onde optiques.

Il faudra attendre le milieu des années 1970, pour que les scientifiques proposent d'utiliser ces propriétés extraordinaires dans le but de concevoir des guides d'onde. L'idée est alors de profiter du fait que certaines longueurs d'onde efficacement réfléchies par le cristal uni ou bidimensionnel ne seront pas autorisées à le pénétrer. Il est par conséquent envisageable de les piéger transversalement dans un défaut inséré dans le cristal, où elles pourront être guidées longitudinalement. On parle ainsi de guidage par « Bandes Interdites Photoniques », BIP.

L'origine de ces bandes peut être analysée soit du point de vue des résonances des différents guides entrant en jeu, soit à l'aide de la physique du solide et des lois de l'électromagnétisme. Seule la première de ces deux approches sera détaillée dans ce qui suit. La seconde approche très théorique, est quant à elle détaillée **en Annexe II.1**. Elle permet de comprendre le principe général des calculs de bandes réalisés à l'aide du logiciel MPB développé au MIT [JOH01] que nous utiliserons.

I.1.1. Les BIP du point de vue des résonances : Théorie des ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide)

Nous allons voir dans ce chapitre qu'il est possible de prévoir le comportement d'une microstructure qu'elle soit uni ou bidimensionnelle, de façon simple en ne s'intéressant qu'aux paramètres opto-géométriques d'une unique couche (cristal 1D) ou inclusion (cristal 2D). Cette théorie développée dès le milieu des années 1980 par M. A. Duguay, se base sur l'étude des résonances de chaque guide unitaire. C'est pourquoi, elle porte le nom de théorie ARROW, pour Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide. Avant d'étudier le cas des fibres de Bragg et des fibres microstructurées nous proposons d'établir les conditions générales de résonances et d'antirésonances des guides plans.

I.1.1.1. Cas des guides plans

M. A. Duguay démontre en 1986 [DUG86] qu'il est possible d'optimiser les dimensions des différentes couches d'un miroir de Bragg afin que les réflexions soit maximales, en considérant chacune d'elles comme un résonateur de Fabry Pérot (F.P.).

Considérons l'interféromètre de F.P. à N ondes présenté sur la **figure II.5**, constitué d'une couche d'indice de réfraction n_2 entouré de 2 couches d'indice de réfraction n_1 .

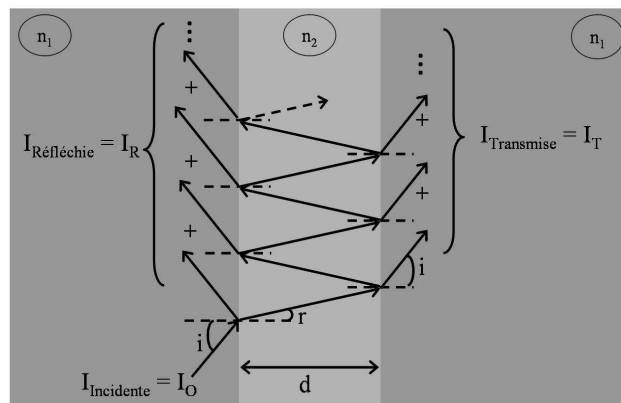


Figure II.5: Schéma de principe de l'interféromètre de Fabry Pérot à N ondes.

L'intensité transmise par un tel interféromètre s'écrit comme suit :

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}. \quad (\text{II.2})$$

Dans cette expression, I_0 est l'intensité de l'onde incidente, m est une constante dépendante du coefficient de réflexion en intensité R et $\Delta\varphi$ le déphasage entre deux ondes consécutives. Les expressions de m et $\Delta\varphi$ sont les suivantes :

$$m = \frac{4R}{(1-R)^2}, \quad (\text{II.3})$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2 \cdot n_2 \cdot d \cdot \cos r, \quad (\text{II.4})$$

avec λ , longueur d'onde de l'onde incidente, n_2 et d étant respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche considérée (cf. **figure II.5**).

La **figure II.6** présente les évolutions des intensités transmise I_T et réfléchie I_R ($I_R = 1 - I_T$), lorsque le déphasage varie.

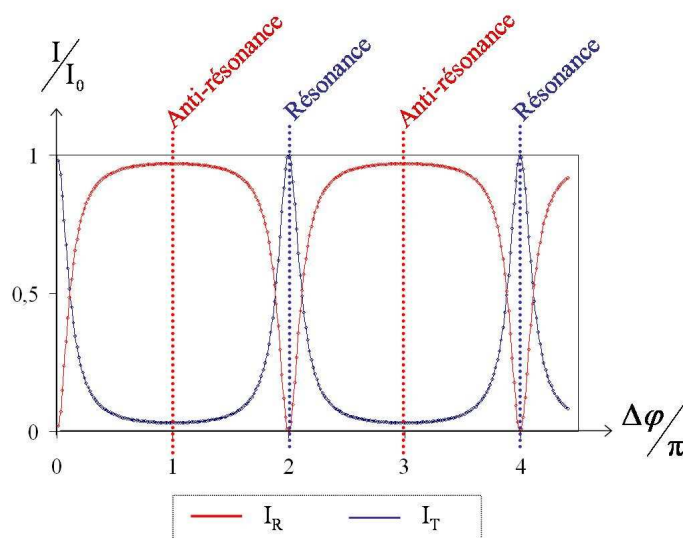


Figure II.6: Evolutions des intensités transmise I_T et réfléchie I_R lorsque le déphasage varie.

Lorsque l'intensité réfléchie est maximale, on dit que les conditions « d'anti-résonance » sont remplies, *a contrario*, lorsqu'elle est minimale (intensité transmise maximale) on parle de « résonance » du guide concerné. Autrement dit, lorsqu'un guide est « anti-résonant », l'onde est totalement réfléchie, et ne peut le pénétrer. Par conséquent, si l'ensemble des couches haut et bas indices constituant le réseau périodique 1D sont dimensionnées de sorte à présenter les mêmes conditions d'anti-résonances, les ondes correspondantes ne seront pas autorisées à s'y propager. Elles appartiendront alors à ce que l'on a coutume de nommer « Bandes Interdites photoniques » du cristal (ou BIP).

Imaginons maintenant que l'on insère un défaut dans ce réseau, en modifiant les caractéristiques optiques (indice de réfraction) et/ou géométriques (largeur) de l'une des couches. Si celui-ci présente des résonances pour des fréquences appartenant aux BIP du cristal qui l'entoure, il pourra propager longitudinalement les ondes concernées, qui ne pouvant pénétrer transversalement le réseau, y seront piégées. C'est le principe même du guidage par BIP.

Nous proposons de déterminer ces différentes conditions de résonance et d'anti-résonance, afin de démontrer les règles d'optimisation d'un tel guide.

I.1.1.1.a. Conditions d'antirésonance des couches constituant le réseau

D'après la **relation (II.2)**, on déduit la condition d'anti-résonance du Fabry Péro (I_T minimale) comme étant :

$$\frac{\Delta\varphi}{\pi} = 2p + 1, \quad p \text{ entier.} \quad (\text{II.5})$$

La réflexion sera donc optimale pour tous les $\Delta\varphi$ multiples impairs de π . Cette condition s'exprime encore en fonction de la composante transverse du vecteur d'onde : k_{ex} (cf. **figure II.7**). En effet, en remarquant que le déphasage $\Delta\varphi$ peut s'écrire :

$$\Delta\varphi = 2 \cdot d \cdot k_{ex}, \quad (\text{II.6})$$

la condition d'anti-résonance devient alors : $2 \cdot k_{ex} \cdot d = (2p + 1)\pi$, p entier. (II.7)

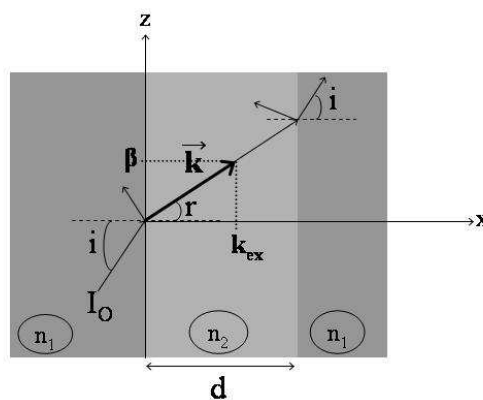


Figure II.7: Représentation du vecteur d'onde et de ses composantes transverse (k_{ex}) et longitudinale (β) dans le résonateur.

I.1.1.1.b. Conditions de résonance ou de stationnarité d'une onde dans le cœur de la structure (défaut du réseau)

Pour qu'un mode soit propagé et guidé longitudinalement dans le cœur de la structure (d'indice de réfraction n_c , et de largeur d_c), il faut que l'onde y soit transversalement stationnaire (**figure II.8**).

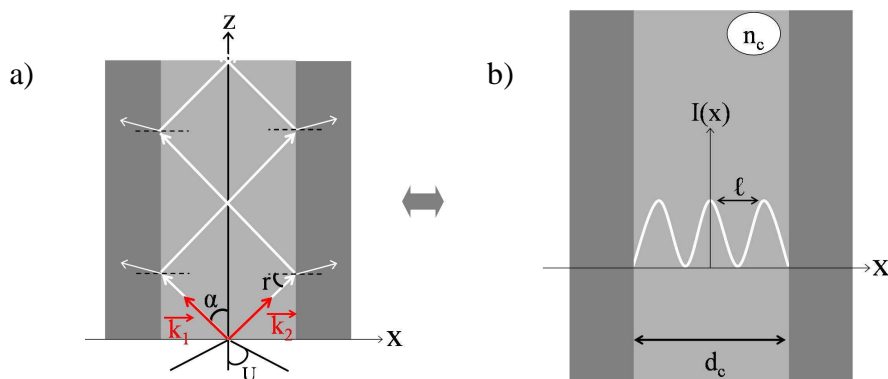


Figure II.8: Représentation de la condition de stationnarité de l'onde dans le cœur :

a) représentation schématique de la propagation des ondes dans le cœur,

b) intensité résultante dans le cœur.

Or, l'intensité $I(x)$ résultant des interférences entre 2 ondes de vecteurs d'ondes \vec{k}_1 et \vec{k}_2 de même norme k_0 , s'établissant dans le cœur (**figure II.8-a**), s'exprime selon la relation (II.8).

$$I(x) = 2 I_0 (1 + \cos(2 k_0 \cdot n_c \cdot \sin\alpha \cdot x)). \quad (\text{II.8})$$

La condition de stationnarité correspond au cas où la largeur d_c du cœur est un multiple de l'interfrange ℓ de $I(x)$ (**figure II.8-b**). Elle s'écrit donc :

$$d_c = p \frac{\lambda_0}{2 n_c \sin\alpha}, \quad p \text{ entier}, \quad (\text{II.9})$$

λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide.

Etant donné que l'on peut écrire les composantes transverses des vecteurs d'ondes \vec{k}_1 et \vec{k}_2 comme suit : $k_{ex} = k_0 \cdot n_c \cdot \sin\alpha$, (II.10)

la **relation** de stationnarité (II.9) devient :

$$k_{ex} \cdot d_c = p \pi, \quad p \text{ entier}. \quad (\text{II.11})$$

Cette nouvelle expression correspond bien à la condition de résonance d'un F.P.

I.1.1.1.c. Optimisation des paramètres opto-géométriques du guide total : cœur & réseau périodique

Il est donc possible d'optimiser les paramètres opto-géométriques du guide présenté sur la **figure II.9-a**, en appliquant les relations de résonance et d'anti-résonance démontrées précédemment.

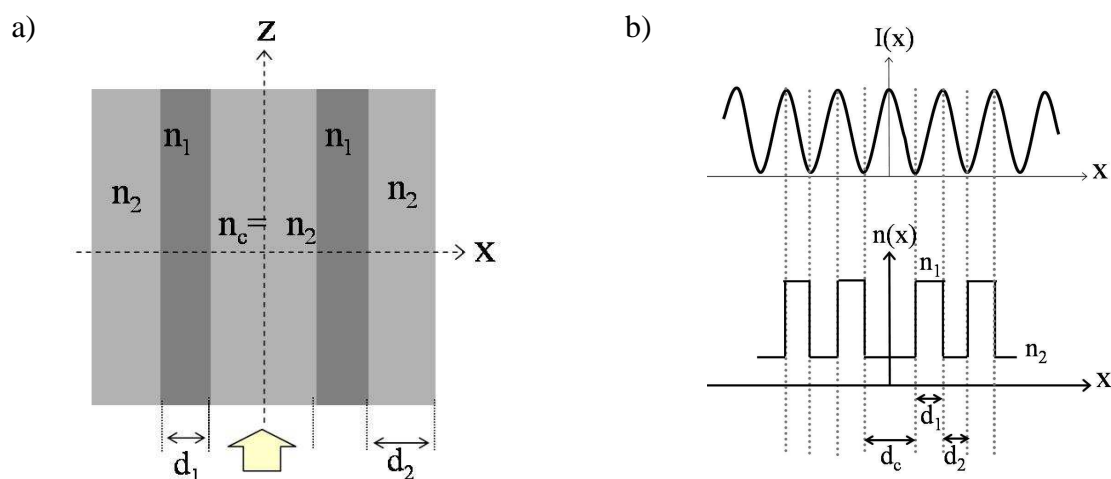


Figure II.9: Schéma de principe d'un miroir de Bragg optimisé :

- a) caractéristiques du miroir considéré,
b) profil d'indice optimisé.

La condition de stationnarité (II.9) pour le mode fondamental ($p = 1$) dans le cœur s'écrit :

$$\sin\alpha = \frac{\lambda_o}{2 n_c d_c}. \quad (\text{II.12})$$

De fait, si l'on souhaite favoriser le guidage de cet unique mode, il est indispensable que les couches haut (n_2) et bas (n_1) indices constituant la gaine soient antirésonantes pour ce dernier. Cette double condition permet de déterminer les dimensions des différents résonateurs constituant le réseau périodique en fonction de d_c :

- Condition d'anti-résonance de la couche haut indice :

$$d_1 = (2p+1) \frac{\lambda_o}{4 n_2} \cdot \left(1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + \frac{\lambda_o^2}{4 n_2^2 d_c^2} \right), \quad p \text{ entier.} \quad (\text{II.13})$$

- Condition d'anti-résonance de la couche bas indice :

$$d_2 = (2q+1) \frac{d_c}{2}, \quad q \text{ entier.} \quad (\text{II.14})$$

Les résonances et antirésonances du guide ainsi dimensionné n'étant strictement vérifiées que pour le seul mode fondamental, M. A. Duguay démontre que ce dernier présente des pertes optimales puisque nettement inférieures à celles des autres modes.

I.1.1.2. Cas des fibres ARROW

N. M. Litchinister et ses collaborateurs du laboratoire OFS proposent pour la première fois en 2002, d'adapter la théorie développée par M. A. Duguay au cas des fibres microstructurées sur une ou deux dimension(s). Ils démontrent alors que l'ensemble des propriétés du guidage optique des fibres microstructurées peut être déduit des paramètres opto-géométriques de la première couche entourant le cœur dans le cas des fibres de Bragg et des inclusions de la première couronne dans le cas d'une microstructure bidimensionnelle.

Le cas des guides périodiques unidimensionnels peut être traité facilement en considérant la théorie développée par M. Duguay. Il s'avère en effet, qu'un guide tubulaire présente les propriétés d'un guide plan « enroulé » (cf. **figure II.10-a**). N. M. Litchinister et ses collaborateurs ont ainsi démontré que les conditions de résonance des diverses couches composant la gaine d'une fibre microstructurée 1-D étaient identiques à celles que nous venons de présenter [LIT03].

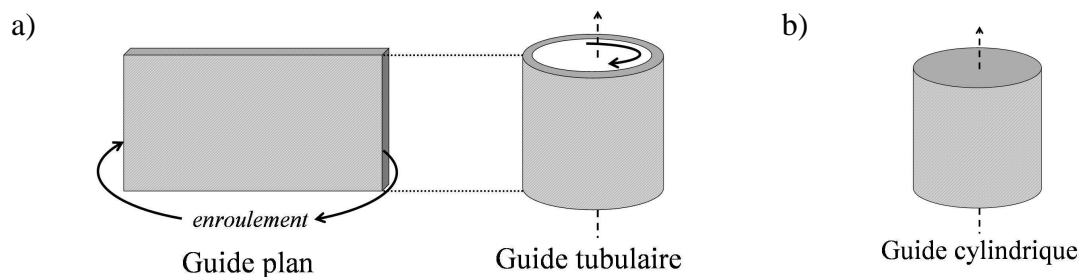


Figure II.10: Représentation schématique d'une guide tubulaire (a) et d'un guide cylindrique (b).

Les équations des résonance des guides cylindriques (cf. **figure II.10-b**) sont en revanche plus délicates à établir. La **figure II.11** présente le principe général de guidage dans le cœur d'une fibre microstructurée 2D. Il s'avère que l'intensité I_T transmise par le cœur de la fibre est directement liée aux couplages s'établissant entre les modes du cœur et les différents modes des inclusions. En effet, les structures profitant du guidage par BIP présentent en général un cœur d'indice de réfraction égal à celui de la matrice dans laquelle sont insérées les inclusions haut indice. L'indice effectif du (ou des) mode(s) guidé(s) dans le cœur est donc légèrement

inférieur à l'indice de la matrice. Il est à noter que les interstices étant de faibles dimensions en comparaison de celle du cœur, les indices effectifs des modes qui s'y installent sont souvent trop faibles pour pouvoir interagir avec les modes du cœur et influencer le spectre de transmission de la fibre. En effet, pour que deux modes soient efficacement couplés entre eux, il est indispensable qu'ils voyagent à des vitesses voisines et qu'ils présentent par voie de conséquence, des indices effectifs proches. Ainsi, les modes s'établissant dans le cœur de la fibre ne seront couplés qu'avec les modes guidés dans les inclusions, et uniquement lorsque ceux-ci seront proches de leur coupure. On rappelle en effet, que dans un guide à saut standard ($n_1 > n_2$), les modes sont guidés dans le milieu d'indice élevé tant que leurs indices effectifs restent supérieurs à l'indice n_2 de la gaine. Par conséquent, à leur coupure, les modes guidés dans les plots présentent un indice effectif proche de l'indice effectif du mode guidé dans le cœur. Lorsque la longueur d'onde augmente, les indices effectifs des différents modes guidés dans les inclusions diminuent jusqu'à ce que ces derniers atteignent leur coupure (cas B et D sur la **figure II.11**). Dans ce cas l'énergie initialement présente dans le cœur se répartit sur l'ensemble des plots de la gaine, impliquant une chute de puissance dans le cœur. En revanche, entre deux coupures consécutives, l'énergie injectée dans le cœur y restera piégée et donc guidée avec de faibles pertes (cas A et C sur la **figure II.11**).

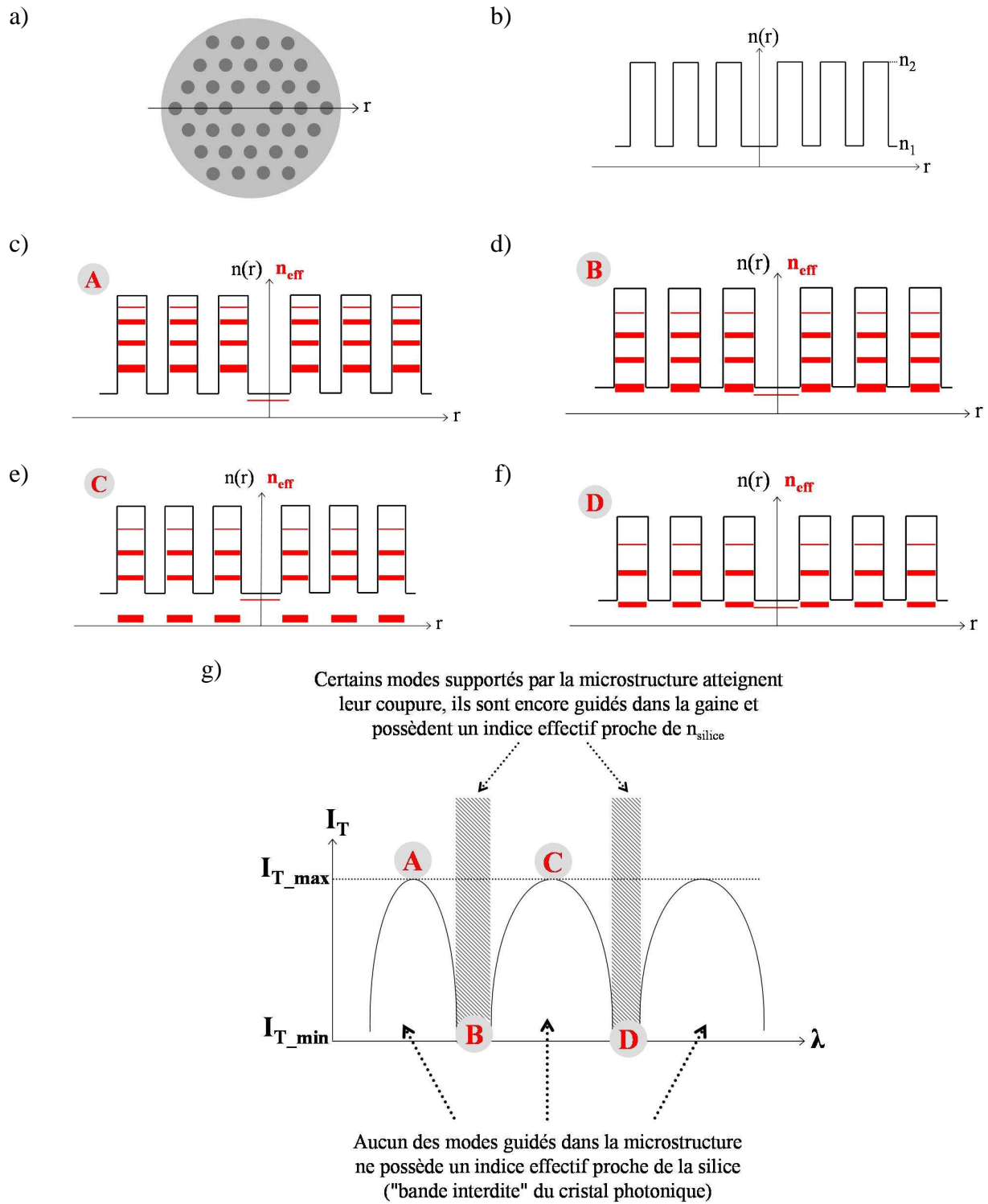


Figure II.11: Présentation du principe de formation des bandes du spectre de transmission :

a) et b) : profil de l'indice de réfraction d'une structure ARROW typique,

c), d), e), f) : évolutions des indices effectifs des différents modes s'établissant dans les divers guides constituant la structure quand λ augmente,

g) spectre de transmission du cœur.

En résumé, l'onde ne se propage longitudinalement dans le cœur de la structure que lorsqu'elle n'est pas autorisée à s'établir dans la gaine, c'est pourquoi on a coutume de parler de guidage par effet de « bandes interdites ». Pour une longueur d'onde appartenant à cette bande, la gaine ne peut supporter aucun mode possédant un indice effectif proche de celui (ou ceux) potentiellement guidé dans le cœur (n_{silice}).

Les figures de champs présentées sur la **figure II.12-b** extraites de la référence [ARG05-b] rendent parfaitement compte de l'influence des résonances cœur-plots sur l'allure du spectre de transmission de la fibre. Ces images ont été observées en injectant différentes longueurs d'onde appartenant au domaine du visible dans le cœur de la fibre. On constate alors qu'à $\lambda = 500$ nm les faibles couplages entre le mode du cœur et les modes des plots permettent un confinement de l'énergie dans le cœur de la structure. Ce cas correspond donc aux cas A et C de la **figure II.11**, et se traduit donc par une transmission maximale dans le spectre. Au contraire, lorsque l'intensité transmise chute, on observe une fuite progressive de l'énergie du cœur vers les plots. Ainsi, à 600 nm, la transmission est minimale, le champ s'est réparti sur l'ensemble des plots de la gaine (cas B et D de la **figure II.11**). A cette longueur d'onde, la fréquence spatiale normalisée V des inclusions avoisine 2,4 et correspond effectivement à la coupure d'un des modes guidés dans les inclusions (le second).

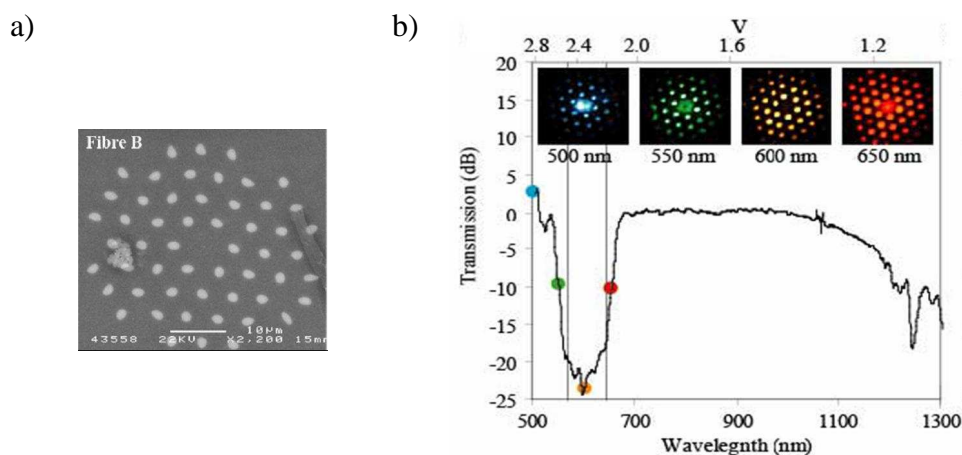


Figure II.12: Images extraites de la référence [ARG05-b] :

a) photographie réalisée au MEB de la section transverse de la fibre,

b) spectre de transmission de la fibre et figures des champs observées à différentes longueurs d'onde.

L'intensité transmise par le cœur de la fibre est donc modulée par les coupures des modes guidés dans les inclusions de la gaine microstructurée. Or, la connaissance des caractéristiques opto-géométriques d'une inclusion permet de prévoir les coupures de

l'ensemble des modes supportés par l'intégralité des inclusions, celle-ci étant théoriquement toutes identiques. En résumé, l'étude du comportement modal d'une inclusion suffit à prévoir les propriétés optiques de l'ensemble de la structure. Ainsi, G. Bouwmans et ses collaborateurs ont démontré en 2005 la très bonne concordance entre le spectre de transmission mesuré en sortie d'une fibre ARROW et les positions théoriques des coupures des modes $LP_{m,\ell}$ guidés dans les inclusions [BOUW05]. L'ensemble des résultats qu'ils ont obtenus est résumé sur la **figure II.13**.

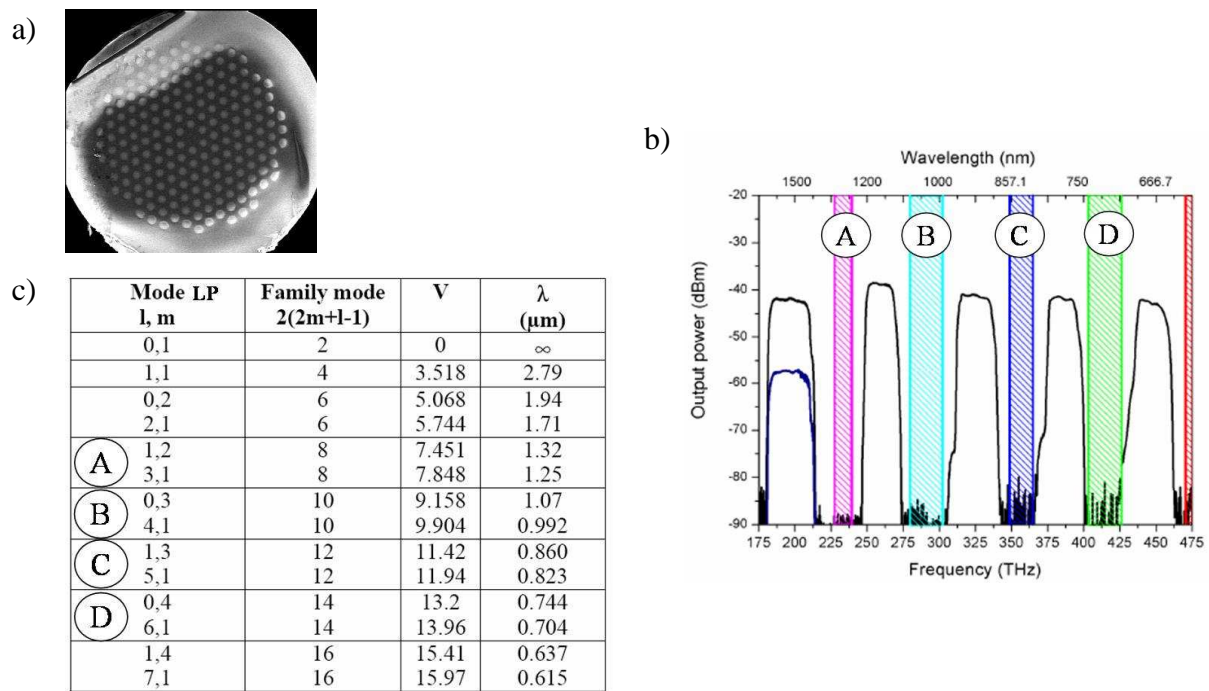


Figure II.13: Etude du spectre de transmission d'une structure ARROW [BOUW05]:

a) photo. de la fibre étudiée,

b) spectre de transmission de la fibre (les zones hachurées correspondent aux valeurs répertoriées dans le tableau (c)),

c) longueurs d'onde de coupure des modes $LP_{m,\ell}$ guidés dans les inclusions.

La structure étudiée dans la référence [BOUW05] est constituée de plots dont le profil d'indice de réfraction est parabolique. Les coupures des différents modes s'établissant dans ce type de guide peuvent être prévues théoriquement, les formules permettant de les calculer sont fournies dans la référence [LUK77]. Elles dérivent des relations décrivant les coupures des modes guidés dans des fibres à saut d'indice. L'**annexe I.2** présente ces relations pour les modes vrais. La composante longitudinale β du vecteur d'onde pour chaque mode $LP_{m,\ell}$ s'approxime par la $\ell^{\text{ième}}$ solution de l'équation de dispersion (II.15).

$$u \frac{J_{m-1}(u)}{J_m(u)} = -w \frac{K_{m-1}(w)}{K_m(w)}. \quad (\text{II.15})$$

Ainsi, en rappelant qu'à la coupure du mode : $w \rightarrow 0$ et $V \rightarrow u$, on déduit que la fréquence spatiale normalisée correspondante est donnée par le $\ell^{\text{ième}}$ zéro de la fonction de Bessel : J_{m-1} . En considérant la structure décrite sur la **figure II.11**, la longueur d'onde de coupure du mode $LP_{m,\ell}$ dans une inclusion (à saut d'indice) s'écrit :

$$\lambda_{\text{coupure}} = \frac{\pi d \sqrt{n_2^2 - n_1^2}}{j_{m-1}^\ell}, \quad j_{m-1}^\ell \text{ étant le } \ell^{\text{ième}} \text{ zéro de } J_{m-1}. \quad (\text{II.16})$$

L'ensemble des propriétés que nous venons d'évoquer concerne donc les structures dans lesquelles l'onde lumineuse évolue dans un milieu d'indice faible qui ne peut propager la lumière sans la présence de la microstructure. C'est effectivement, parce que certaines ondes ne sont pas autorisées à pénétrer transversalement le cristal qu'elles sont guidées suivant l'axe optique dans un défaut de ce dernier. L'ajout d'un cœur autoguidant par RIT et présentant des caractéristiques opto-géométriques (indice de réfraction et dimensions) différentes de celles des inclusions implique donc nécessairement un principe de guidage des ondes lumineuses différent de celui considéré précédemment. En effet, le cœur autoguidant n'est pas sans subir l'influence des plots de la gaine qui l'entourent et on comprend aisément que sous couvert d'une proximité suffisante des différents guides concernés, les couplages inter-modaux vont influencer de façon non négligeable la propagation de l'énergie dans le cœur actif. Nous proposons de comparer les propriétés d'un tel principe de guidage avec celles du guidage par BIP.

I.1.2. Comparaison des principes de guidage entrant en jeu dans les structures LHDC et ARROW

Avant toute chose, il est important de garder à l'esprit la différence majeure entre les deux structures : une structure LHDC possède un cœur d'indice de réfraction supérieur à l'indice de réfraction de la matrice, il est donc parfaitement autoguidant. En effet, il s'opère une réflexion totale à l'interface *silice – silice dopée* qui piège l'onde dans le cœur de la structure. Cela étant, lorsque celui-ci est inséré au sein d'une microstructure de plots haut indice, l'énergie

qu'il transporte est susceptible de se délocaliser vers la gaine, par le biais de couplages inter-modaux. Ces derniers perturberont donc nécessairement les caractéristiques du faisceau émis. C'est pourquoi, nous considérerons dans ce qui suit que les modes de la structure sont guidés par le biais d'une Réflexion Interne Totale Modifiée par Couplages (RITMC) avec une gaine résonante.

Une façon simple de schématiser les règles générales de guidage (BIP et RIT) entrant en jeu dans ces différentes structures est de considérer les diagrammes : $\omega = f(\beta)$. En effet, lorsqu'une onde se propage dans un milieu d'indice de réfraction n , sa pulsation ω s'écrit :

$$\omega = k_o c = \frac{k}{n} c = \sqrt{\beta^2 + k_t^2} \frac{c}{n} , \quad (\text{II.17})$$

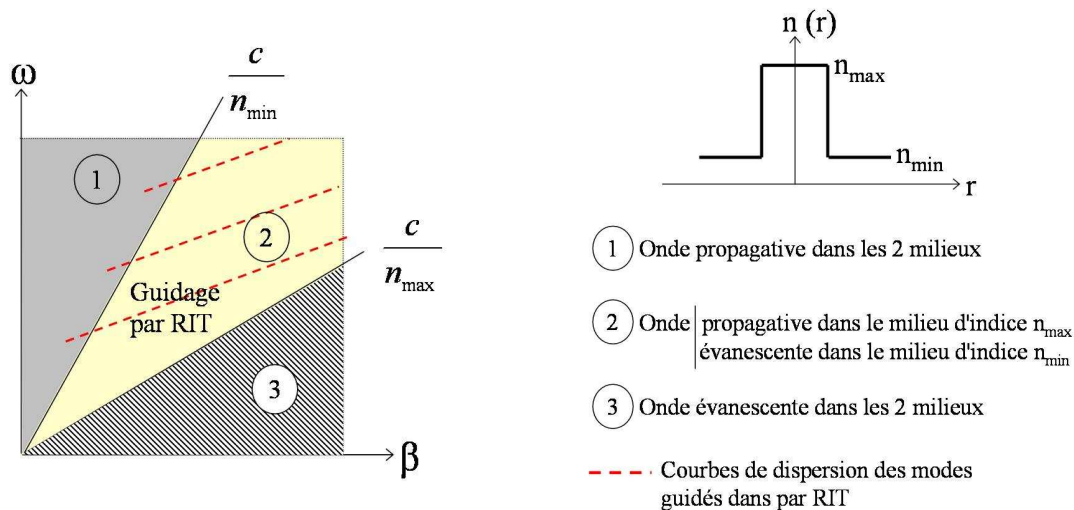
avec k_o , la norme du vecteur d'onde dans le vide et c , la célérité de la lumière dans le vide ; β et k_t étant respectivement les composantes longitudinale et transverse du vecteur d'onde (de norme : k) dans le milieu considéré.

Il est ainsi possible d'écrire la condition de propagation d'une onde dans un milieu d'indice n de la façon suivante :

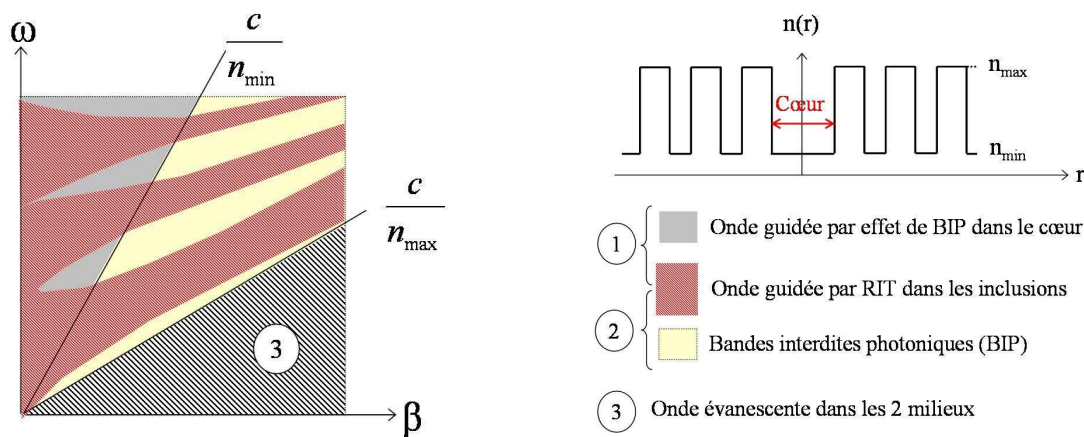
$$\omega \geq \frac{c}{n} \beta \quad (\text{II.18})$$

Cette dernière condition permet une représentation simple des trois principes de guidage étudiés (**figure II.14**):

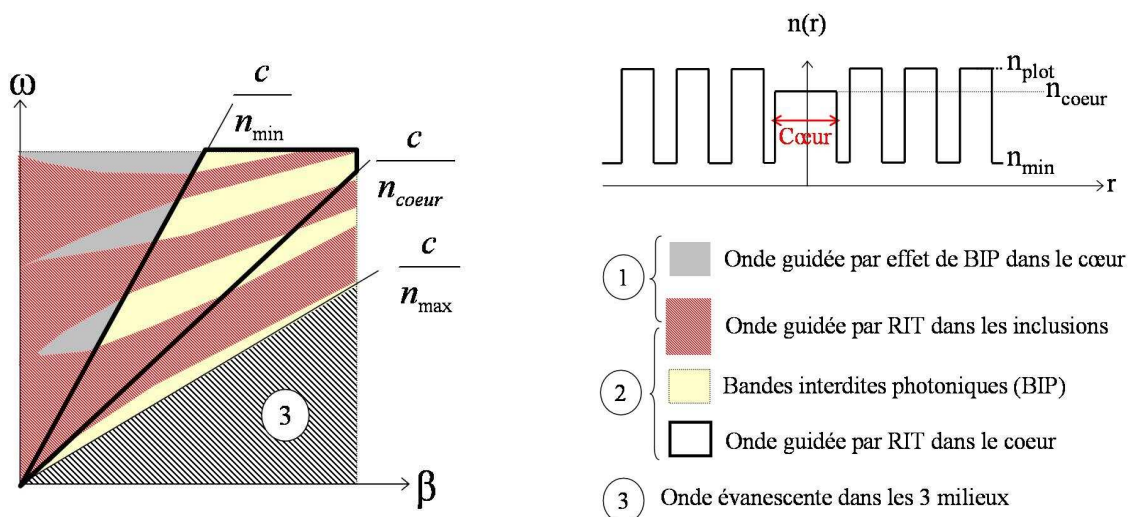
- RIT,
- BIP,
- RITMC.



a) Structure à saut d'indice standard : guidage par RIT



b) Structure ARROW : guidage par BIP



c) Structure LHD : guidage par RITMC

Figure II.14: Représentation schématique des 3 principes de guidage : RIT, BIP et RITMC.

L'espace décrit par l'ensemble des couples (ω, β) se divise dans le cas d'un guide à saut d'indice standard (**figure II.14-a**), en trois zones distinctes délimitées par deux droites dont les pentes sont inversement proportionnelles aux indices de réfraction des matériaux constituant le guide. La zone 1 concerne les pulsations telles que la **condition (II.18)** est vérifiée pour les 2 milieux : $\omega > \frac{c}{n_{\min}} \beta > \frac{c}{n_{\max}} \beta$. Une onde décrite par un couple (ω, β) appartenant à cette première zone pourra se propager dans les 2 milieux, elle ne sera donc pas guidée. La zone 2 comprend l'ensemble des couples (ω, β) tels que : $\frac{c}{n_{\max}} < \frac{\omega}{\beta} < \frac{c}{n_{\min}}$, garantissant un guidage de l'onde dans le milieu d'indice n_{\max} le plus élevé. Cette zone correspond donc aux ondes guidées par RIT. La troisième zone caractérise alors les ondes qui seront évanescentes dans les deux milieux.

Dès lors que la gaine est microstructurée, elle admet comme nous venons de le voir, des bandes interdites photoniques. La pénétration de ces bandes dans la zone 1 offre alors la possibilité d'un guidage par BIP, dans un défaut d'indice faible : n_{\min} du cristal (**figure II.14-b**).

Le cas d'une structure LHDC est une combinaison de ces deux phénomènes. L'espace n'est plus divisé en trois mais en quatre zones distinctes (**figure II.14-c**). Dans une telle structure, il est envisageable de guider la lumière dans le cœur par le biais des deux grands principes que sont la RIT et les BIP. En effet, tant que : $\omega > \frac{c}{n_{\text{cœur}}} \beta$, l'onde peut être piégée dans le cœur

d'indice $n_{\text{cœur}}$ par RIT et dès que : $\omega > \frac{c}{n_{\min}} \beta$, les bandes interdites ouvertes par la présence de la microstructure permettent le guidage de l'onde par BIP. Cela dit, parce que nous souhaitons une émission unimodale sur le mode fondamental de la structure, ce dernier cas ne nous intéressera pas. Seuls des modes d'ordre élevé, dont l'indice est voisin de celui de la silice, peuvent être guidés par BIP dans le cœur de notre structure. La présence d'une gaine résonante influence inévitablement le guidage par RIT du cœur, puisqu'il modifie les propriétés de la gaine optique dans le domaine de fréquences concerné par ce guidage :

$\frac{c}{n_{\text{cœur}}} < \frac{\omega}{\beta} < \frac{c}{n_{\min}}$. En effet, à chaque fois qu'un mode guidé dans le cœur résonnera

avec un supermode de gaine, son énergie couplée sur l'ensemble des guides de la structure fuira en partie dans la gaine.

Nous avons schématisé sur la **figure II.15**, afin de faciliter leur comparaison, les principes d'évacuation vers la gaine d'un mode guidé dans le cœur d'une structure ARROW et d'une structure de type LHDC.

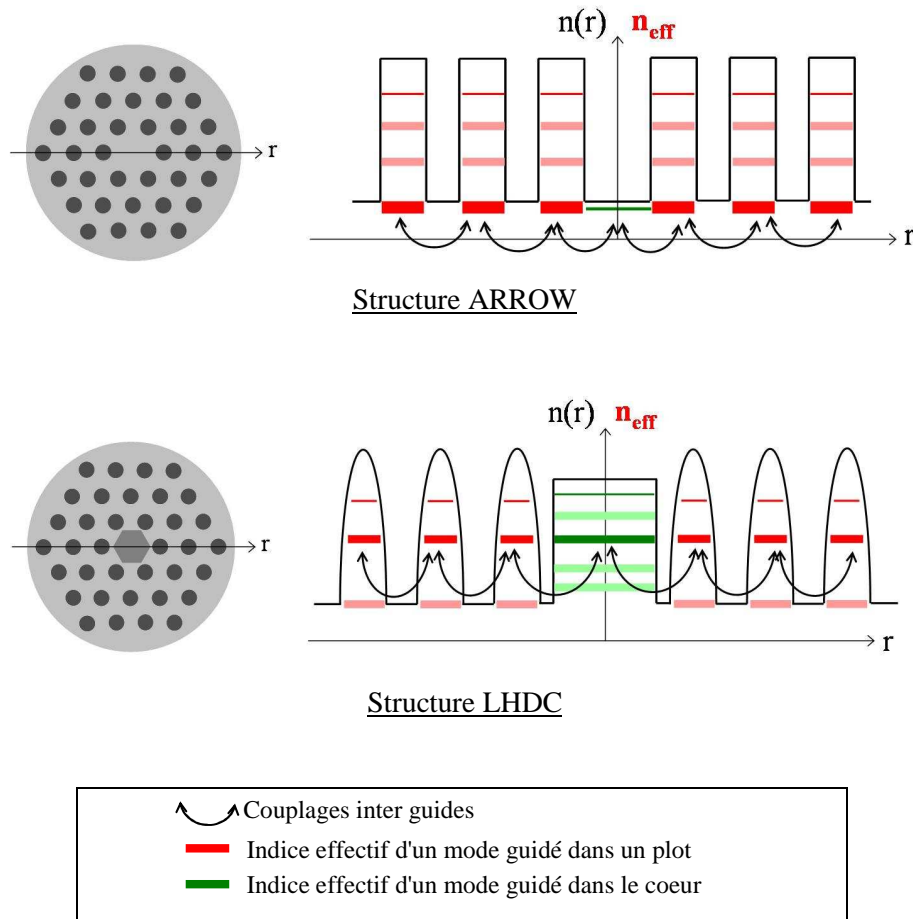


Figure II.15: Comparaison des principes d'évacuation des modes du cœur par la gaine microstructurée dans une structure ARROW et dans une structure LHDC.

La différence majeure entre ces deux cas réside dans le fait que le cœur de la structure LHDC supporte un grand nombre de modes guidés sans perte lorsqu'il est isolé. Ainsi, un mode du cœur sera évacué à chaque fois qu'il sera couplé sur un supermode de gaine, c'est-à-dire à chaque fois que l'accord de phase sera satisfait entre ce mode et l'un des modes d'une inclusion. Cependant, étant donné que le cœur est fortement multimode, les accords de phase ne se traduiront pas sur le spectre de transmission par une chute de puissance significative dans le cœur. Par conséquent, si la connaissance des coupures des modes supportés par les plots de la microstructure suffit à prévoir le spectre de transmission des fibres ARROW, la prédiction du spectre d'une structure LHDC est beaucoup plus complexe. En effet, la simple

connaissance des longueurs d'onde d'accord de phase entre les modes du cœur et des inclusions ne peut suffire à prévoir les caractéristiques modales de l'émission. Les recouvrements intermodaux sont primordiaux et doivent être pris en compte. Ainsi, la proximité entre l'indice effectif d'un mode du cœur et une bande autorisée de la gaine ne garantit en aucun cas l'évacuation du mode concerné. Cela étant, la position et la largeur des bandes influenceront la propagation des modes dans le cœur actif de la structure, par conséquent les caractéristiques modales de la fibre seront sensibles aux variations paramétriques des différents guides qui la composent.

Les propriétés de l'onde propagée et émise par la fibre seront grandement influencées par les caractéristiques optiques et géométriques de la gaine, il apparaît en particulier, primordial de prévoir leurs influences sur l'allure et la position des bandes. Nous avons donc mené une étude de la gaine microstructurée, en la supposant infinie et sans défaut dans un premier temps.

I.2. Etude des caractéristiques modales de la gaine microstructurée supposée infinie et sans défaut

Le comportement modal d'une gaine microstructurée de plot haut indice supposée infinie et sans défaut sera analysé dans cette partie, par le biais de deux méthodes complémentaires : le logiciel MPB nous permettra de calculer les bandes caractéristiques des microstructures étudiées, et grâce à la FEM, nous analyserons plus en détail l'influence de certains paramètres opto-géométriques de la microstructure. Il s'agira dans ce second cas d'utiliser la méthode du « Space Filling Mode » couramment employée pour étudier le comportement modal des gaines microstructurées air-silice.

Nous pouvons mener ces études sur une infinité de microstructures. Nous avons cependant choisi de considérer en particulier des inclusions dont le profil d'indice parabolique correspond à celui des préformes de silice dopée aux ions germanium, dont nous disposions pour fabriquer la première fibre. Les profils d'indice de ces deux types de préformes spécifiques, fabriquées par Draka Comteq, sont présentés **figure II.16**.

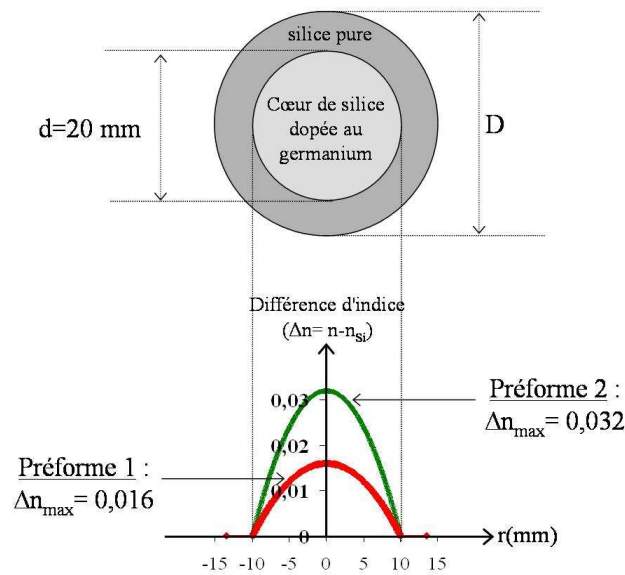


Figure II.16: Représentations schématiques de la section transverse et des profils d'indice des 2 préformes de silice dopée aux ions germanium disponibles.

Chaque préforme possède un cœur de silice dopée aux ions germanium entouré d'une couronne de silice pure. Il est possible d'ajuster l'épaisseur de cette couronne ($D-d$) en pratiquant une attaque par acide fluorhydrique de la préforme, une évaporation à la flamme ou une rectification mécanique. La quantité de silice présente dans la microstructure peut ainsi être adaptée. Nous avons donc étudié entre autres, les propriétés de ces deux préformes. A titre d'exemple, nous considérons pour chacune d'elles, les cas particuliers de 3 rapports $r_D = d/D$ (d étant le diamètre de la zone dopée et D le diamètre externe de la préforme): $r_{20} = 20/20$, $r_{23} = 20/23$ et $r_{27} = 20/27$.

Nous avons ainsi analysé l'influence sur le comportement modal de la gaine, de divers paramètres optiques et/ou géométriques de la microstructure : rayon et profil d'indice (forme et valeur maximale) des inclusions, pas du réseau, etc.

I.2.1. Etude préliminaire : origine des bandes

L'étude du Space Filling Mode sera menée, comme la majorité des études théoriques présentées dans ce manuscrit, grâce à la méthode des éléments finis (FEM pour « Finite Element Method »). Nous proposons donc de décrire rapidement en préambule, l'outil de simulation que nous avons utilisé (logiciel commercial : FEMLAB ou COMSOL).

I.2.1.1. Description générale de l’outil de simulation et de la méthode employée

I.2.1.1.a. Considérations générales sur l’outil de simulation : le logiciel commercial FEMLAB

Le logiciel de calcul FEMLAB se base sur la méthode des éléments finis [COM] pour calculer l’indice effectif et la répartition transverse du champ de chacun des modes électromagnétiques s’établissant dans des structures originales dont l’utilisateur dimensionne les profils géométriques et indiciels transverses. Notons que ce logiciel offre la possibilité de décrire chaque zone de la section transverse, selon différentes caractéristiques du matériau qui la constitue : permittivité et perméabilité relatives ou indice de réfraction.

Pour que le logiciel analyse la structure proposée, il est indispensable que l’utilisateur procède à un maillage de cette dernière. Il s’agit alors de découper le domaine d’étude en sous espaces élémentaires auxquels sont appliquées des conditions aux limites particulières permettant de tendre vers une solution unique sur l’ensemble de la structure. Sera alors définie, sur chaque sous-espace appelé encore « élément du maillage », une fonction d’approximation de la solution à partir des valeurs calculées en un nombre fini de points positionnés aux nœuds du maillage (extrémités des éléments). La solution finale sera alors obtenue en sommant l’ensemble de ces fonctions d’approximation. Bien entendu, plus la structure est maillée finement, plus les résultats obtenus sont précis. Cependant, parce que l’augmentation du nombre d’éléments implique nécessairement une augmentation du temps et de la mémoire alloués aux calculs, il est nécessaire de limiter la finesse du maillage. Il est donc important de trouver un compromis entre efficacité et faisabilité du calcul. La sensibilité des résultats à la précision du maillage a déjà fait l’objet d’études, notamment en ce qui concerne l’analyse des FMAS avec une méthode basée sur les éléments finis [PEY03]. Ces études ont démontré que dans les zones de fortes variations du champ électrique (le plus souvent, le cœur et les zones qui l’entourent directement) les dimensions des mailles ne devaient pas dépasser $\frac{\lambda}{5}$, avec λ , longueur d’onde d’étude.

Une fois la structure correctement dimensionnée, le logiciel procède au calcul des modes susceptibles de s’y établir.

I.2.1.1.b. Description générale de la méthode de calcul du « Space Filling Mode »

La méthode de calcul dite « méthode SFM » pour « Space Filling Mode », a pour finalité la détermination de l'indice effectif équivalent du milieu. Par analogie avec un milieu homogène dont l'indice est défini par le rapport des vitesses de l'onde dans le vide et dans le milieu $\left(n = \frac{c}{v} \right)$, on va rechercher l'indice équivalent de la microstructure. Il s'agit alors de calculer l'indice effectif du mode le plus rapide (c'est-à-dire le mode fondamental). Les calculs peuvent être simplifiés en considérant le fait que les modes se propageant dans un cristal photonique supposé infini et sans défaut possèdent la même symétrie que le cristal lui-même. Leur indice effectif et la distribution d'intensité de leur champ électrique peuvent donc être déterminés en résolvant les équations de Maxwell dans une cellule élémentaire du cristal possédant des conditions aux limites particulières. Il s'agit alors d'appliquer des murs électriques (CCE) et magnétiques (CCM) aux bornes de la cellule. Cette méthode de calcul développée dans le cadre des cristaux air – silice a été adaptée à l'étude d'un cristal photonique constitué de silice et d'inclusions haut indice. Nous avons ainsi pu évaluer l'influence des paramètres opto-géométriques d'une telle microstructure sur les caractéristiques du champ du « mode » fondamental qu'elle supporte. Etant donné que le champ étudié se propage dans le milieu d'indice de réfraction le plus élevé (guidage par RIT), il est localisé dans la silice pour les FMAS, alors qu'il sera, dans le cas qui nous concerne, confiné dans les inclusions de silice dopée.

Le mode étudié sera nommé « mode SFM » et son indice effectif noté n_{SFM} .

I.2.1.2. Mise en évidence de 3 zones de comportements distincts pour le mode fondamental- étude du SFM sur un cas particulier (préforme 1 et $r_D = r_{23}$) à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Nous avons analysé l'évolution des caractéristiques du champ du mode SFM guidé dans la gaine, lorsque différents facteurs d'homothétie h sont appliqués à la microstructure. Nous avons choisi d'étudier le cas particulier d'inclusions telles que $r_D = r_{23}$ et dont le profil d'indice est celui de la préforme 1 schématisée sur la **figure II.16**.

Le profil d'indice de la cellule élémentaire extraite de la gaine périodique supposée infinie et sans défaut, ainsi que les conditions aux limites qui lui sont appliquées, sont présentées sur la **figure II.17**.

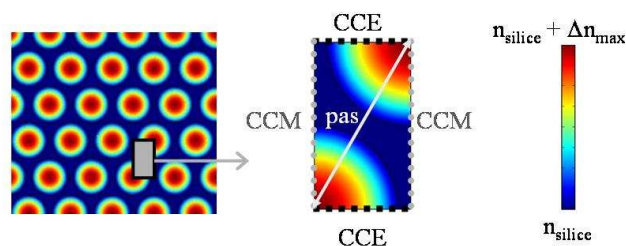


Figure II.17: Cellule élémentaire extraite de la gaine photonique pour étudier les modes se propageant dans le cristal supposé infini et sans défaut.

Une variation homothétique des dimensions de la gaine implique certes une modification du pas ($\Lambda' = h \cdot \Lambda$) mais elle s'accompagne aussi nécessairement d'une modification du rayon des inclusions ($r' = h \cdot r$) et donc des caractéristiques modales de chacune d'elles.

Nous avons modélisé 4 microstructures dont les caractéristiques sont répertoriées dans le **tableau II.3**.

	Structure 1	Structure 2	Structure 3	Structure 4
Pas (Λ_i)	1 μm	6 μm	10 μm	33 μm
Rayon de la zone dopée des plots $\left(r_i = \frac{d_i}{2} = \frac{10}{23} \Lambda_i \right)$	0,43 μm	2,61 μm	4,35 μm	14,35 μm
Rapport d'homothétie $h_i = \frac{\Lambda_i}{\Lambda_3}$	0,1	0,6	1	3,33

Tableau II.3: Caractéristiques des 4 microstructures homothétiques étudiées.

Sont présentées sur la **figure II.18**, les normes des champs électriques des mode SFM établis dans ces différentes microstructures. Le logiciel utilisé normalisant les champs par rapport à la valeur maximale obtenue au sein de la cellule, les couleurs ne peuvent rendre compte des contrastes de valeurs d'une figure à l'autre (**figure II.18-a**). C'est pourquoi nous avons représenté sur un même graphique les différentes normes de ces champs (**figure II.18-b**).

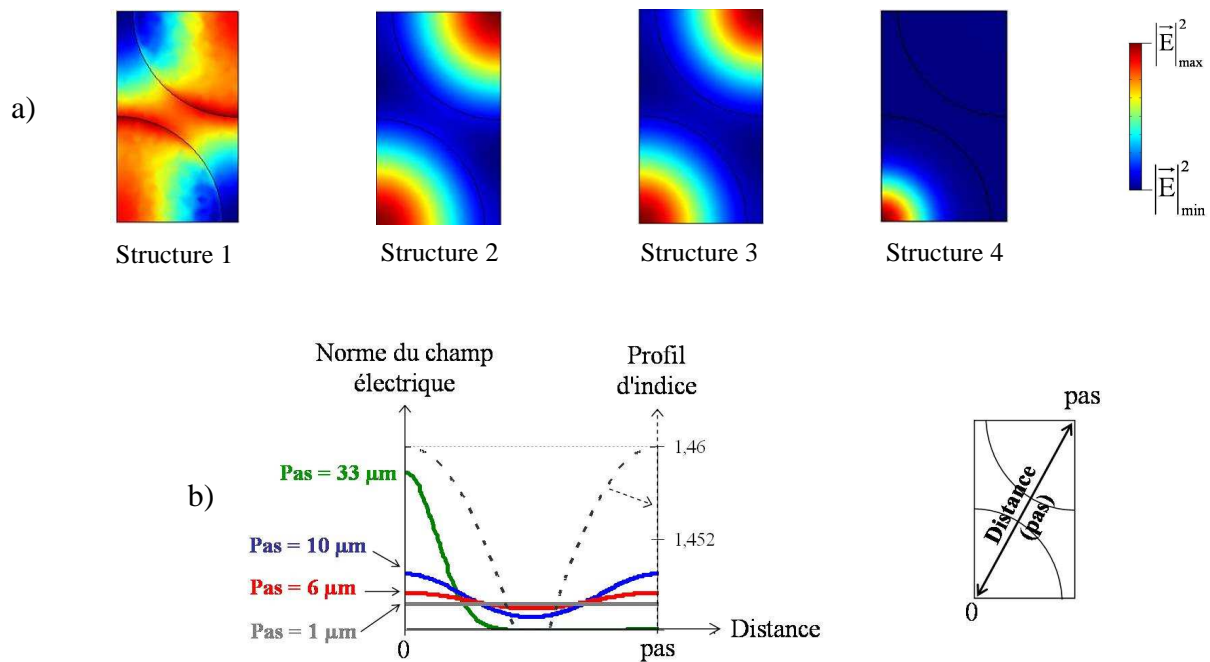


Figure II.18: Norme du champ électrique du mode SFM établi dans 4 structures homothétiques

(rapport r_{23}) à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$:

a) images normalisées par rapport à la valeur maximale obtenue au sein de la cellule élémentaire,

b) comparaisons des normes des champs électriques des modes SFM établis dans chacune des 4 structures.

Pour finir, l'étude a été généralisée à un grand nombre de structures homothétiques. L'évolution avec r (rayon de la zone dopée des inclusions) de n_{SFM} est comparée à celle de l'indice effectif du mode fondamental guidé dans une inclusion isolée, c'est-à-dire entourée de silice uniquement (**figure II.19**).

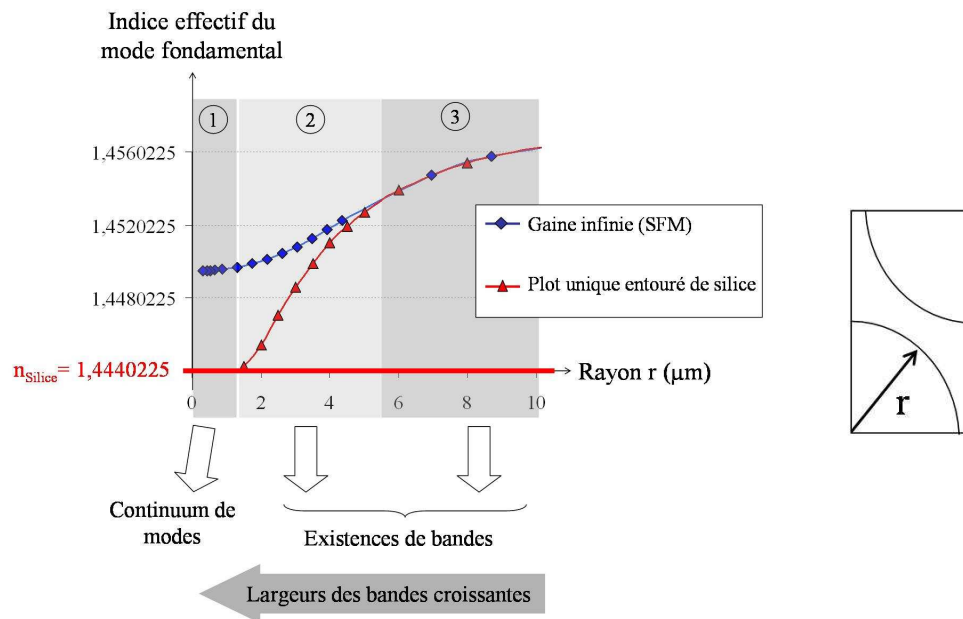


Figure II.19: Évolution à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ de l'indice effectif du mode fondamental s'installant dans la gaine supposée infinie et sans défaut (losanges bleus), et dans une inclusion isolée (triangles rouges).

L'analyse de ces différents résultats permet de dégager 3 zones distinctes sur lesquelles sont définis des comportements modaux spécifiques.

Sur la zone 1, le pas Λ avoisine la longueur d'onde λ , proche du micron. Le rayon des inclusions est trop faible pour que le champ s'y installe, ce dernier s'étale sur l'ensemble de la microstructure. L'indice effectif du mode étudié tend vers une constante, l'onde perçoit alors la microstructure comme un milieu homogène.

Lorsque les caractéristiques de la microstructure correspondent aux zones 2 et 3 (pas grand devant la longueur d'onde), le champ électrique va préférentiellement se loger dans les plots qui guident alors parfaitement la lumière par réflexion interne totale. Le comportement de la gaine dépend dans ce cas des interactions existant potentiellement entre les plots de la gaine. La compréhension et l'analyse de ces interactions impliquent de se référer à la théorie des couplages, détaillée en **annexe AII.2**. Nous noterons ici simplement le fait que deux guides voisins peuvent échanger de l'énergie sous certaines conditions. Il faut d'une part, que les modes supportés par chacun des guides portant cette énergie voyagent à des vitesses proches (c'est-à-dire qu'ils possèdent des β voisins, donc des indices effectifs n_{eff} voisins). On dit qu'ils présentent un « accord de phase ». Par définition, les plots de la gaine étant théoriquement parfaitement identiques remplissent en permanence cette première condition. Toutefois, celle-ci n'est pas suffisante pour assurer un transfert effectif de puissance, puisqu'il est d'autre part, indispensable que les champs de ces modes se recouvrent spatialement au

cours de leur propagation. Or, pour une longueur d'onde fixée, ce second critère sera dépendant de la distance séparant les guides, définie par le pas de la microstructure et/ou par la quantité de silice entourant les plots. Dans la zone 2, un nombre important de supermodes présentant des indices effectifs proches mais non identiques s'installent dans la microstructure (cas des structures 2 & 3 de la **figure II.18**). Dans la zone 3, les plots non couplés entre eux se comportent comme des guides isolés, indépendants les uns des autres, et guidant des modes dont les constantes de propagation seront rigoureusement identiques (cas des structures 4 de la **figure II.18**).

En résumé, plus les plots constituant la microstructure sont proches, plus les transferts d'énergie sont favorisés, plus le nombre de supermodes générés est important. Ainsi, dans la zone 1, le champ se répartit uniformément sur la gaine, donnant naissance sur les diagrammes de dispersion, à des continua de modes. De larges bandes apparaissent sur la zone 2 et s'affinent à mesure que les caractéristiques évoluent vers la zone 3.

I.2.1.3. Extrapolation aux modes d'ordre supérieur

L'ensemble des observations et conclusions établies dans le cadre de l'étude restreinte au seul mode fondamental guidé dans la microstructure peut tout à fait être généralisé aux modes d'ordre élevé susceptibles de s'y établir. Ceci peut être confirmé par l'analyse de l'évolution avec la longueur d'onde, des champs de l'ensemble des modes guidés dans une microstructure donnée (paramètres opto-géométriques fixés). Nous avons mené cette étude grâce au logiciel MBP développé au MIT. Les « bandes » calculées, présentées sur la **figure II.20**, traduisent l'existence de supermodes d'indices voisins, combinaisons linéaires des modes guidés dans chaque inclusion, comme en témoigne les figures de champs présentées sur la **figure II.21**. Elles correspondent aux modes s'établissant dans une cellule extraite de la microstructure supposée infinie. A chaque mode établi dans une inclusion va donc correspondre une bande plus ou moins large, selon que le nombre de supermodes générés par couplage entre les inclusions haut indice sera ou non important. Autrement dit, plus les plots sont couplés plus les bandes sont larges. C'est pourquoi, ces dernières s'élargissent à mesure que la longueur d'onde croît (les recouvrements augmentent).

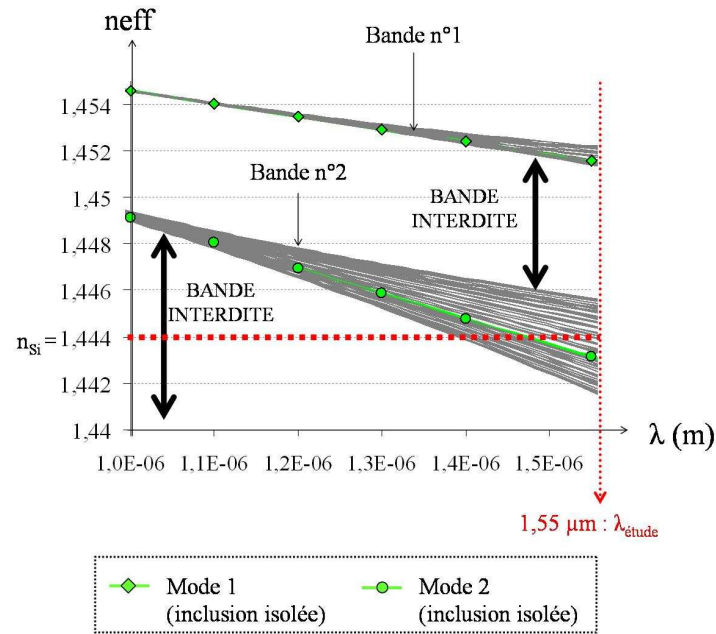


Figure II.20: « Bandes » calculées grâce au logiciel MPB (microstructure : préforme 1 – r_{23} - pas = 10 μm) traduisant l'existence de supermodes dans la microstructure (calculs menés sans prise en compte de la dispersion de la silice).

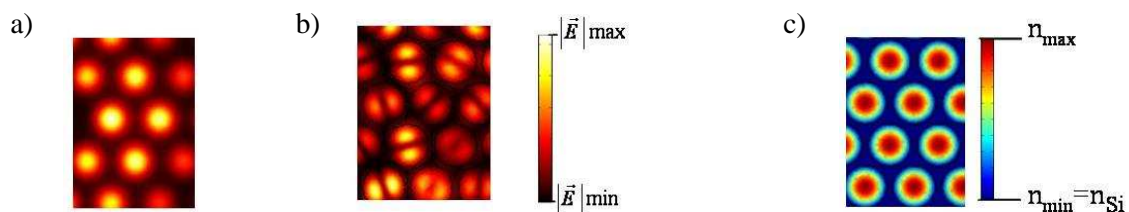


Figure II.21: Normes des champs électriques de 2 des supermodes constituant la bande n°1(a) et la bande n°2 (b) et profil d'indice de la cellule modélisée (c).

La **figure II.22** présente l'évolution des bandes lorsqu'on applique une transformation homothétique des paramètres géométriques de la structure. L'analyse de cette figure confirme les conclusions précédentes : pour une longueur d'onde donnée, les bandes s'élargissent à mesure que diminue le motif élémentaire (l'inclusion), jusqu'à tendre, pour des pas suffisamment petits vers un continuum de modes caractéristique de la zone 1.

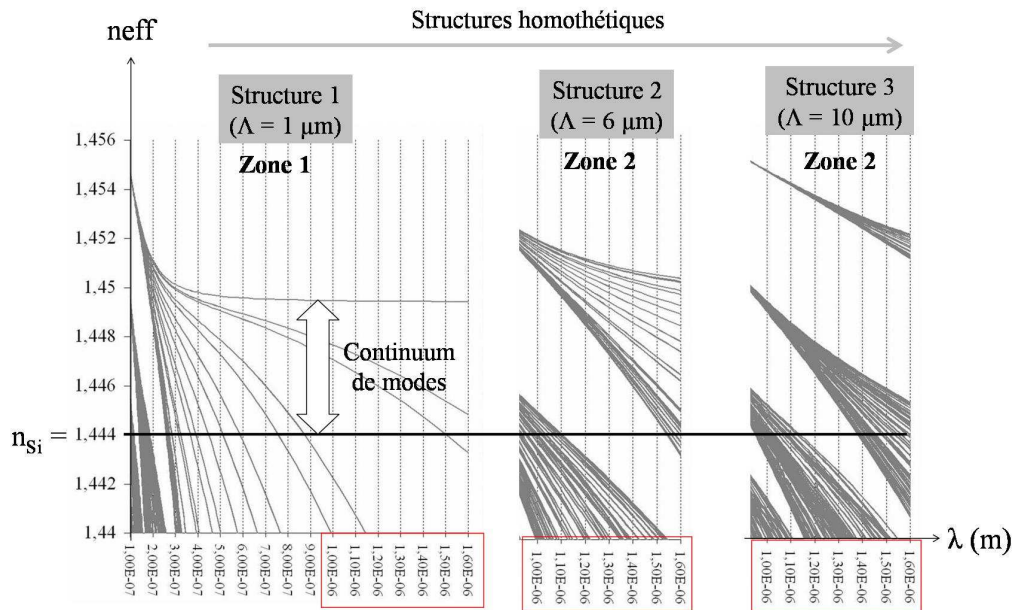


Figure II.22: Evolution des bandes lorsqu'un facteur d'homothétie est appliquée à la microstructure (plots à profil d'indice parabolique, $n_{max} = n_{Si} + 0,016$, $r_D = r_{23}$).

Pour finir, notons que c'est entre 2 bandes dites « autorisées », les bandes 1 et 2 sur la **figure II.20** par exemple, que se situent les bandes dites « interdites ». Les ondes dont les fréquences appartiennent à ces bandes ne permettent pas l'établissement de supermode dans la microstructure et ne sont donc pas autorisées à pénétrer le cristal, elles seront diffractées. C'est donc ces mêmes ondes qui seront exploitées pour un guidage par BIP dans un défaut du cristal. En règle générale, le défaut inséré présente un indice de réfraction proche de celui de la silice n_{Si} , les modes susceptibles d'y être guidés possèdent donc un indice effectif légèrement inférieur à n_{Si} . Sur le cas particulier de la **figure II.23**, les courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur de la structure se situeraient donc dans la zone hachurée en rouge.

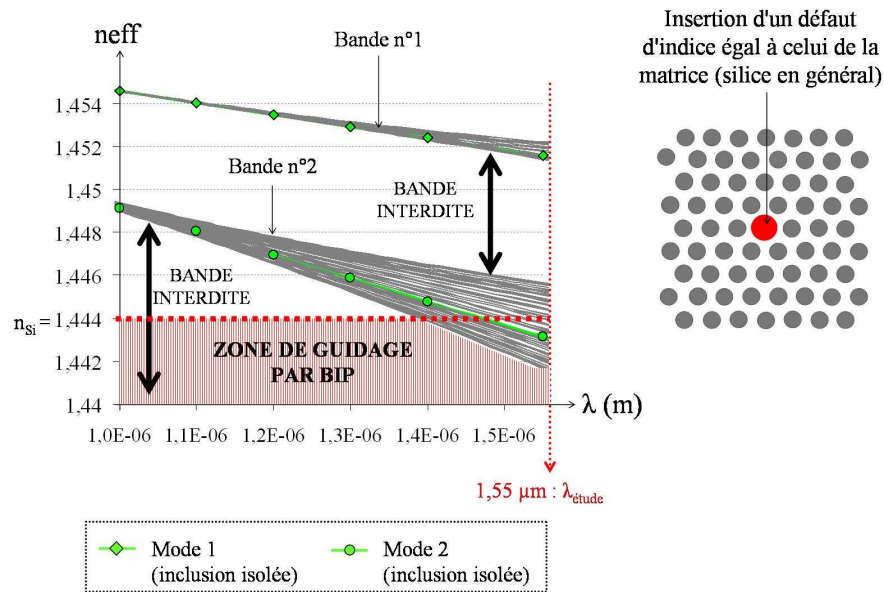


Figure II.23: Mise en évidence de la « zone » (en rouge) où sera autorisé le guidage par BIP d'une onde dans un défaut d'indice de réfraction voisin de n_{Si} .

Nous proposons d'analyser et de caractériser dans ce qui suit, l'influence des diverses variations paramétriques de la gaine sur les diagrammes de bandes (positions, formes et largeurs des bandes).

Avant toute chose, nous avons répertorié dans le **tableau II.4** les caractéristiques des 25 premiers modes vrais s'établissant dans un guide d'onde circulaire, que son profil indiciel soit à saut ou parabolique. Dans tout ce qui suit, nous nous baserons sur les données de ce tableau pour qualifier les modes étudiés. Nous considérerons en général, 1 mode pour chaque famille LP répertoriée.

Rangs des modes	Allure de la composante x du champ électrique d'un des modes de la famille	Modes vrais composant la famille	Mode $LP_{m,\ell}$		Ordre $q = 2\ell + m - 1$
			m	ℓ	
1-2		$HE_{x_{11}} - HE_{y_{11}}$	0	1	1
3 à 6		$TE_{01} - TM_{01}$	1	1	2
		$HE_{x_{21}} - HE_{y_{21}}$			
7 à 10		$HE_{x_{31}} - HE_{y_{31}}$	2	1	3
		$EH_{x_{11}} - EH_{y_{11}}$			
11-12		$HE_{x_{12}} - HE_{y_{12}}$	0	2	3
13 à 16		$HE_{x_{41}} - HE_{y_{41}}$	3	1	4
		$EH_{x_{21}} - EH_{y_{21}}$			
17 à 20		$TE_{02} - TM_{02}$	1	2	4
		$HE_{x_{22}} - HE_{y_{22}}$			
21 à 24		$HE_{x_{51}} - HE_{y_{51}}$	4	1	5
		$EH_{x_{31}} - EH_{y_{31}}$			
25		$HE_{x_{32}} - HE_{y_{12}}$	2	2	5

Tableau II.4: Répertoire des 25 premiers modes vrais établis dans un guide (profil parabolique ou à saut d'indice) entouré de silice pure.

I.2.2. Influence des paramètres opto-géométriques de la gaine microstructurée sur les diagrammes de bandes

Il est important de distinguer l'influence des fluctuations occasionnées sur le pas de la microstructure de celles occasionnées sur les caractéristiques opto-géométriques des inclusions : profil d'indice et rayon. En effet, si la valeur du pas influe uniquement sur la largeur des bandes, en revanche les paramètres opto-géométriques des inclusions peuvent impliquer une modification importante des bandes, en terme de position et de largeur.

I.2.2.1. Modification de la distance entre plots (rayon et profil d'indice inchangés)

Une variation de la distance entre plots (pas) sans modification du rayon implique nécessairement une variation du rapport r_D . La **figure II.24** illustre ce type de transformation.

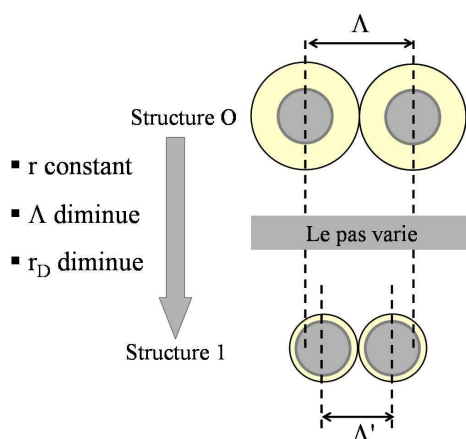


Figure II.24: Représentation schématique de la transformation appliquée.

I.2.2.1.a. Etude SFM : Influence de la quantité de silice entourant les plots

Nous avons mené une étude similaire à celle du **paragraphe I.2.1.2** pour différents rapports r_D afin d'analyser l'influence de la fraction de silice sur le comportement modal de la gaine. La microstructure est toujours constituée d'inclusions présentant le profil d'indice de la préforme 1 ($n_{\max} = n_{Si} + 0,016$). Les résultats sont présentés sur la **figure II.25**.

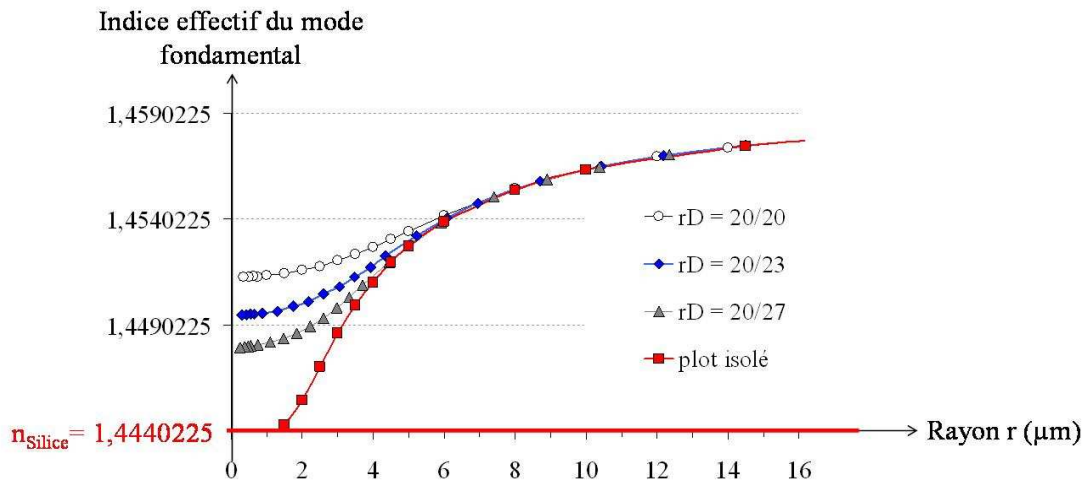


Figure II.25: Evolution avec le rayon des inclusions (transformation homothétique) de l'indice effectif du mode fondamental d'une inclusion isolée (en rouge) et de n_{SFM} pour des microstructures de r_D différents.

Leur analyse démontre d'une part que la quantité de silice entourant le plot (zone dopée) influence le niveau moyen de n_{SFM} . Ce dernier dépend en effet, de la proportion de chacun des différents milieux constituant la microstructure, il diminue donc à mesure qu'augmente la quantité de silice (matériau d'indice de réfraction le plus faible). Cette propriété offre théoriquement la possibilité d'ajuster l'indice moyen de la gaine, en particulier dans la zone 1 (effet moyen), pour concevoir, comme nous le verrons par la suite, diverses structures répondant à un cahier des charges précis.

Il est d'autre part possible de décaler les positions des différentes zones définies précédemment (**figure II.19**) en modifiant la quantité de silice présente dans la microstructure. Ainsi, pour un rapport r_{20} (**figure II.26-a**), les plots resteront couplés entre eux jusqu'à ce que leur rayon atteigne $8 \mu\text{m}$ (limite entre les zones 2 & 3 pour ce rapport), au-delà ils seront indépendants les uns des autres. Dans le cas d'un rapport r_{27} (**figure II.26-b**), le rayon (de la zone dopée) représentant la limite entre les zones 2 & 3 se situe autour de $5 \mu\text{m}$. On peut s'attendre à ce que les bandes générées pour un rapport r_{20} soient, à rayon équivalent, plus larges que pour un rapport r_{27} . Autrement dit, lorsque le pas augmente, les bandes doivent s'affiner. En effet, le transfert d'énergie (ou couplage) entre les modes des inclusions est directement dépendant de la distance inter guide : lorsqu'elle augmente, les recouvrements, et donc les couplages, diminuent (et inversement). Le nombre de supermodes générés étant réduit, les bandes interdites s'en trouvent élargies (les bandes autorisées rétrécissent).

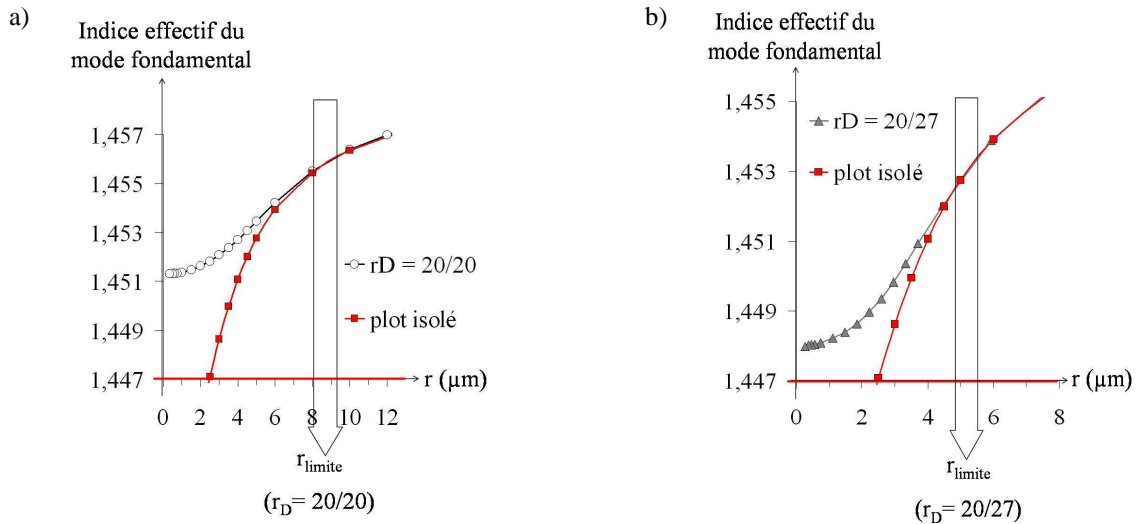


Figure II.26: Mise en évidence des rayons limites entre les zones 2 & 3 définies §1.2.1.2:

- a) pour une microstructure telle que $r_D = r_{20}$,
- b) pour une microstructure telle que $r_D = r_{27}$.

1.2.2.1.b. Calcul des bandes par le logiciel MPB

Une étude de l'évolution des bandes avec le pas a été menée grâce au logiciel MPB, en considérant une gaine microstructurée d'inclusions de profil d'indice parabolique (valeur maximale: $n_{\text{Si}} + 0,016$, $r = \frac{10}{23} \cdot 10 = 4,347 \mu\text{m}$). Les résultats présentés sur la figure II.27 confirment tout à fait les prévisions du paragraphe précédent : les bandes s'élargissent à mesure que le pas diminue.

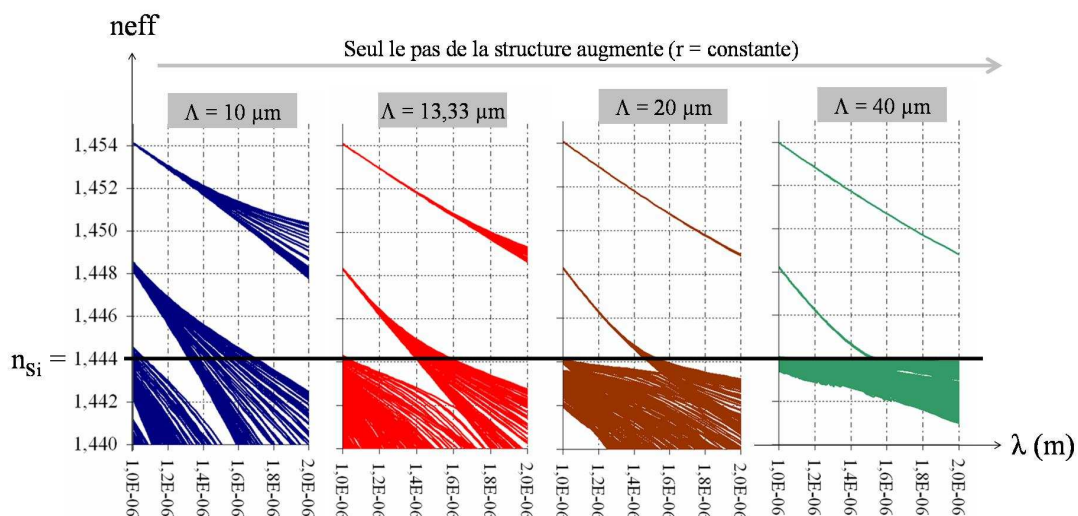


Figure II.27: Evolution des bandes lorsque seul le pas de la microstructure varie.

I.2.2.2. Modifications / fluctuations des caractéristiques opto-géométriques des inclusions : profil d'indice et rayon

Des modifications ou fluctuations des caractéristiques opto-géométriques des inclusions (ou du cœur) auront dans la majorité des cas, des conséquences importantes sur le comportement modal d'une structure LHDF. Là encore, il est important de distinguer plusieurs cas :

1. la totalité de la structure varie : cas des structures homothétiques,
2. seul le rayon (ou le profil d'indice) de l'ensemble des plots varie, le cœur conserve ses caractéristiques,
3. les caractéristiques opto-géométriques des inclusions varient au sein de la microstructure (d'une inclusion à l'autre).

I.2.2.2.a. Cas 1 : variations homothétiques

Une représentation schématique d'une transformation homothétique de la microstructure est donnée sur la **figure II.28**.

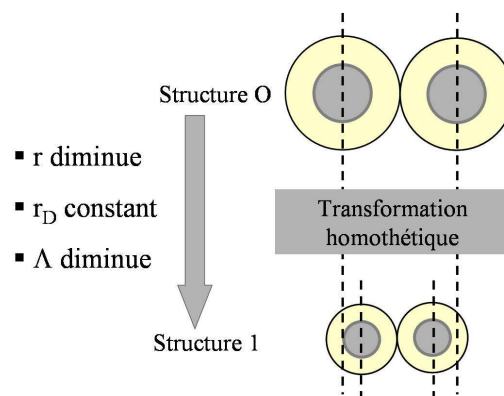


Figure II.28: Représentation schématique d'une transformation homothétique.

Ce cas a été traité précédemment par la méthode SFM. Nous préciserons ici simplement que les propriétés optiques à la longueur d'onde λ_1 , d'une structure 1 de dimensions proportionnelles à d_1 , seront analogues à celles d'une structure 2, de dimensions proportionnelles à $d_2 = h \cdot d_1$, à la longueur d'onde $\lambda_2 = h \cdot \lambda_1$. Il est à noter que si le facteur d'homothétie h n'est pas trop élevé, l'optimisation des structures reste quasi indépendante du profil indiciel des différents guides (cœur et plots). Par conséquent, au cours d'un même fibrage, il est possible d'obtenir des structures optimisées pour des longueurs d'onde différentes.

I.2.2.2.b. Cas 2 : variation d’une seule caractéristique opto-géométrique (rayon ou profil d’indice) appliquée à l’ensemble des inclusions

Deux cas peuvent être étudiés : le rayon des inclusions (**figure II.29-a**) ou le profil d’indice (forme et/ou valeur maximale) (**figure II.29-b**) est modifié. Une étude du space filling mode a été menée sur une série de microstructures dont les caractéristiques sont répertoriées dans le **tableau II.5**.

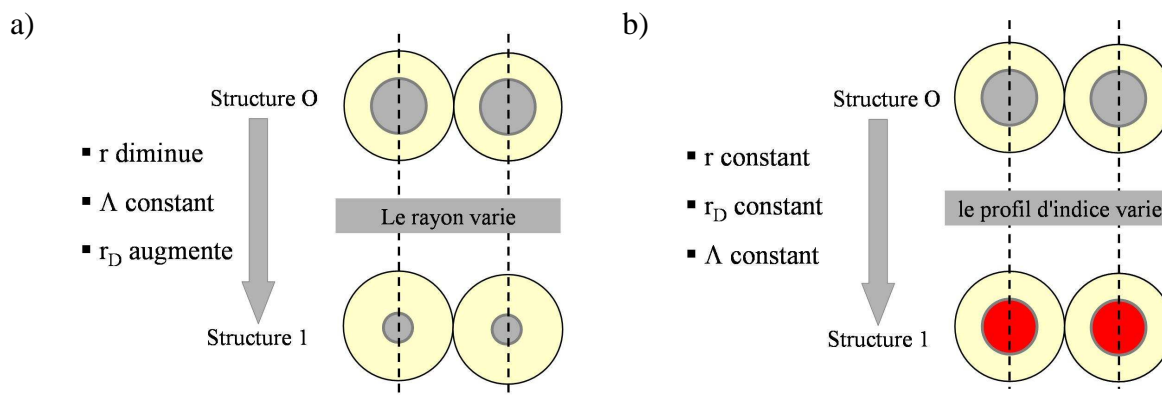


Figure II.29: Représentation schématique de la transformation appliquée :

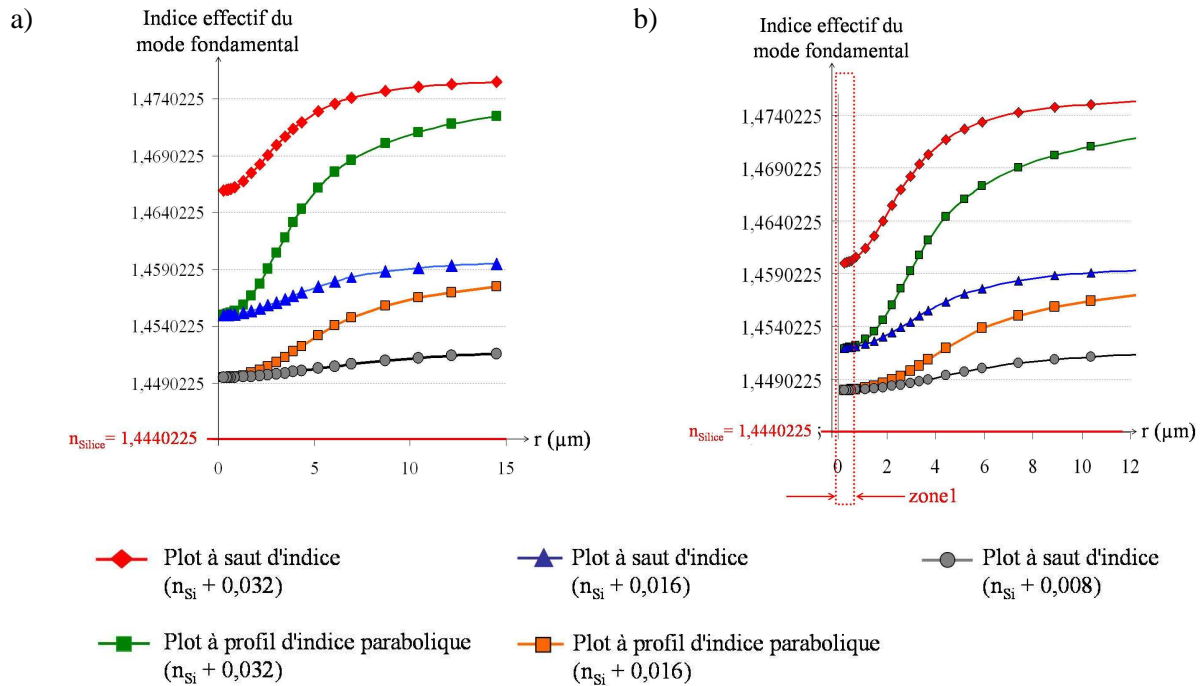
- a) le rayon des inclusions est modifié,*
- b) le profil d’indice de inclusions est modifié.*

Profil indicial des inclusions	Valeur maximale de l’indice de réfraction n_{max}	Rapports r_D étudiés
parabolique	$n_{si} + 32.10^{-3}$	$r_{23} = 20/23$ $r_{27} = 20/27$
à saut	$n_{si} + 8.10^{-3}$	$r_{23} = 20/23$
	$n_{si} + 16.10^{-3}$	$r_{27} = 20/27$
	$n_{si} + 32.10^{-3}$	

Tableau II.5: Répertoire des microstructures étudiées à $\lambda = 1,55 \mu m$.

La **figure II. 30** résume les résultats de cette étude. La comparaison de ces courbes confirme des comportements relativement différents selon que les inclusions présentent des profils paraboliques ou à saut d’indice. On remarque en premier lieu, que, la fraction de germanium étant plus importante dans le cas des profils à saut d’indice que dans celui des profils

paraboliques, les premiers correspondent (à n_{\max} équivalent) à des indices n_{SFM} plus élevés. On constate notamment qu'en effet moyen (zone 1) des plots de profil d'indice parabolique tels que $n_{\max} = n_{\text{Si}} + \Delta n$ seront équivalents à des plots à saut d'indice tels que : $n_{\max} = n_{\text{Si}} + \Delta n/2$.



*Figure II.30: Evolution de n_{SFM} avec le rayon des inclusions lorsque l'on considère les diverses microstructures répertoriées dans le **tableau II.3** :*

a) $r_D = r_{23}$,

b) $r_D = r_{27}$.

On remarque de plus que l'amplitude de la variation de n_{SFM} avec le rayon des inclusions est moindre dans le cas d'une gaine composée d'inclusions à saut d'indice que dans le cas de profils paraboliques. Les pentes des courbes sont effectivement légèrement plus faibles dans le premier cas. Ceci traduit des couplages intermodaux plus importants dans le cas de guides à saut d'indice. Cette tendance est confirmée par l'évolution des recouvrements intermodaux avec le rayon et le profil des plots dont l'étude est présentée sur la **figure II.31**. On peut s'attendre, pour une longueur d'onde donnée et un rayon r fixé, à ce que les bandes occasionnées par une microstructure de plots à saut d'indice soient plus larges que celles générées par des inclusions de profil d'indice parabolique.

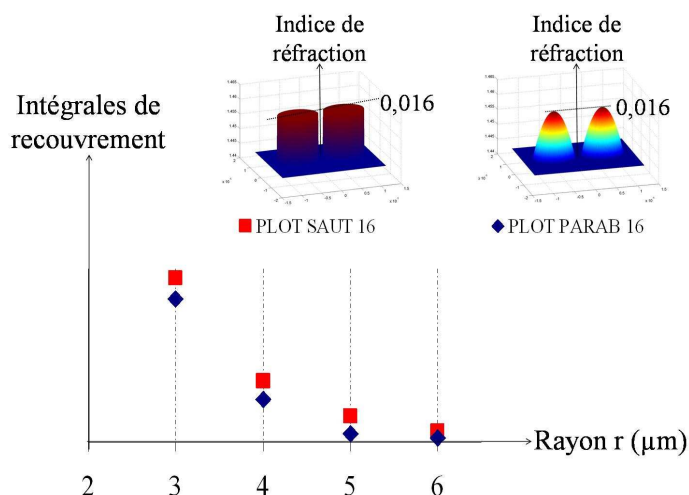


Figure II.31: Evolution avec le rayon des inclusions des recouvrements entre les modes fondamentaux d'un guide bicœur (à saut d'indice ou parabolique, rapport r_{23}).

Nous avons calculé les bandes pour deux microstructures constituées pour l'une de plots à saut d'indice et pour l'autre de plot dont le profil est parabolique et telles que $n_{\max} = n_{Si} + 0,016$, $r_D = r_{23}$, $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ dans les deux cas. La **figure II.32** présente les résultats obtenus.

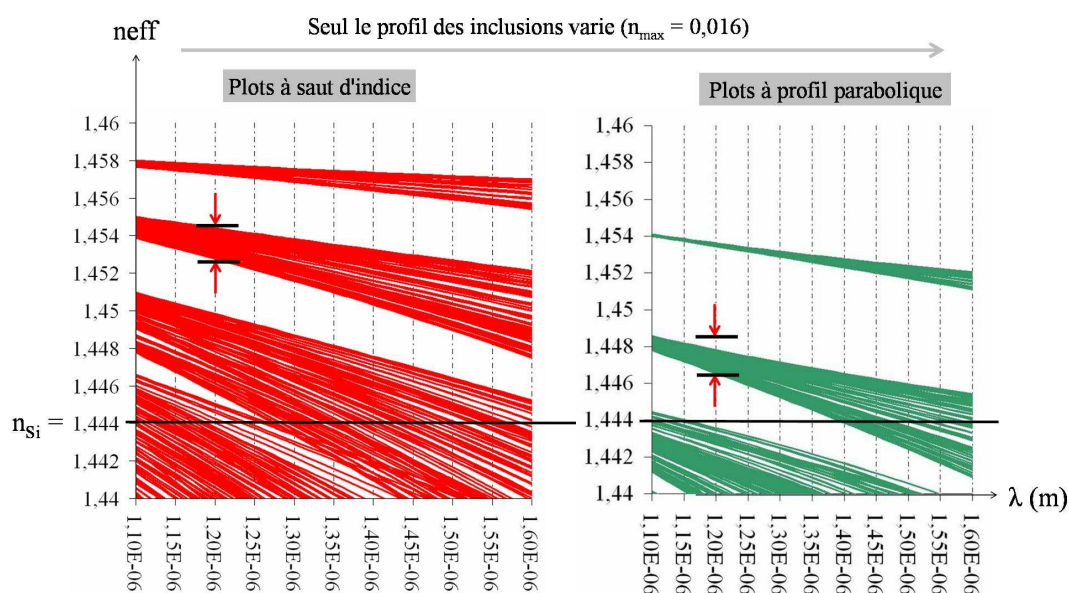


Figure II.32: Bandes calculées pour 2 microstructures constituées pour l'une de plots à saut d'indice (en rouge) et pour l'autre de plot dont le profil est parabolique (en vert) et telles que

$$\underline{n_{\max} = n_{Si} + 0,016, r_D = r_{23}, \Lambda = 10 \mu\text{m}.}$$

On constate effectivement, que pour une longueur d'onde, les bandes sont légèrement plus larges dans le cas d'inclusions à saut d'indice. Toutefois, cette analyse permet certes de confirmer la validité de l'analyse menée plus haut (l'étude du SFM), mais elle sera difficilement exploitable puisqu'une modification des profils d'indice ou des rayons des inclusions ne se résume pas à une simple modification des largeurs de bandes. En effet, des inclusions différentes présentent des courbes de dispersion différentes, les bandes générées ont donc des pentes, des positions et des largeurs différentes. A titre d'exemple, les **figures II.33 et II.34** présentent les bandes calculées respectivement pour des inclusions dont les profils à saut possèdent des valeurs différentes, et pour des inclusions dont les rayons sont différents.

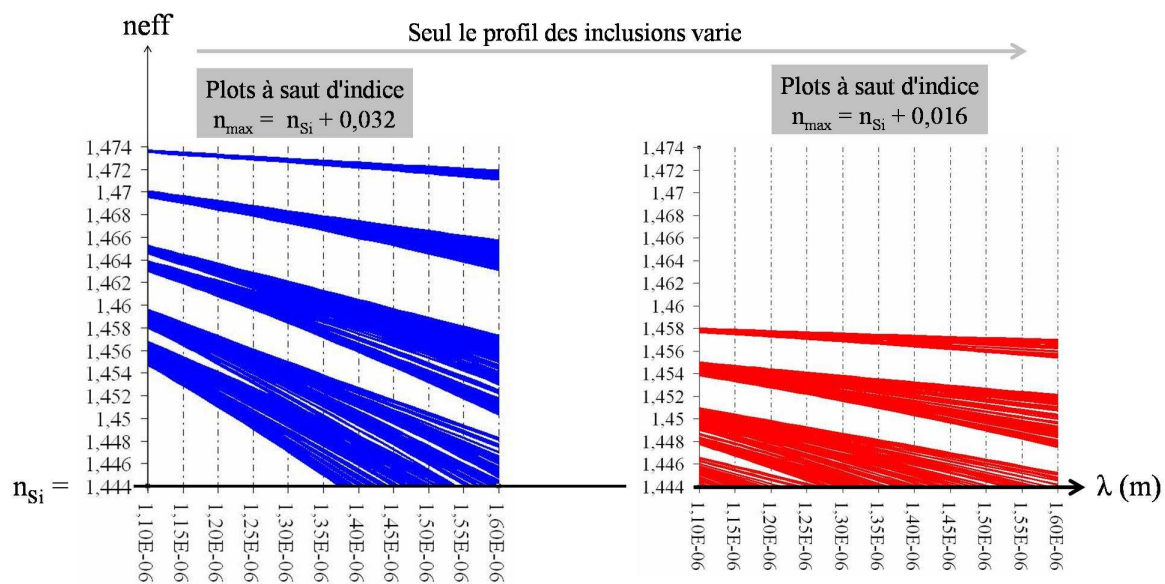


Figure II.33: Bandes calculées pour 2 microstructures constituées de plots à saut d'indice ($r_D = r_{23}$,

$$\Lambda = 10 \mu\text{m}).$$

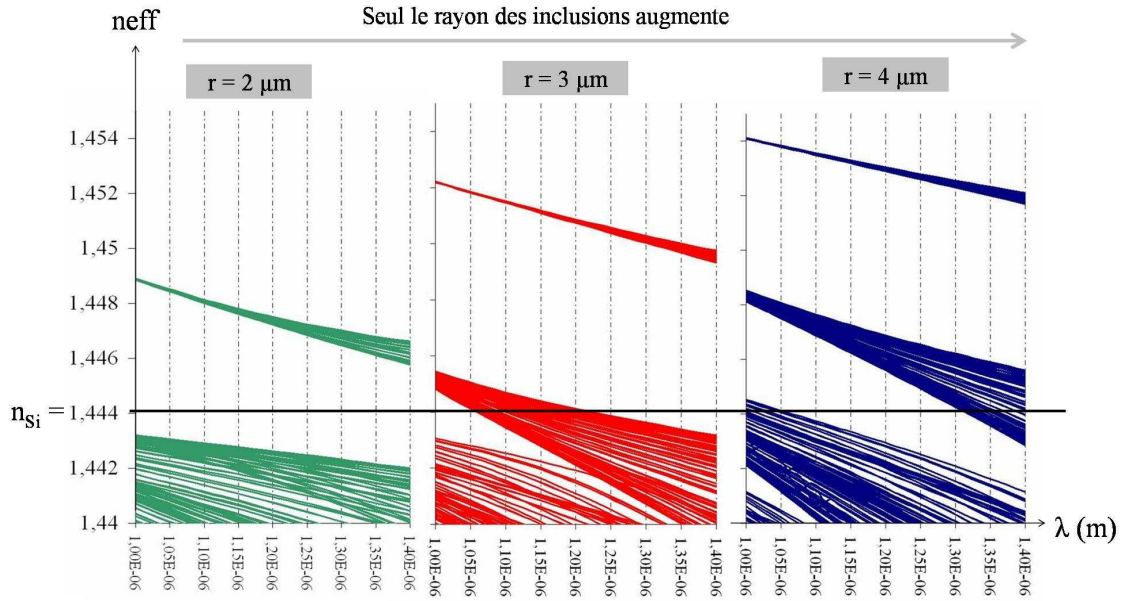


Figure II.34: Bandes calculées pour 3 microstructures constituées de plots de profil d'indice parabolique ($n_{max} = n_{Si} + 0,016$, $\Lambda = 10 \mu m$) dont le rayon varie (r_D varie).

Il est difficile de prévoir avec précision les modifications engendrées sur les bandes lorsque les paramètres optiques (profils d'indice) et géométriques (rayons) des inclusions varient, sans procéder au calcul des bandes. Cela étant, lors de la phase d'optimisation de la structure, le calcul systématique des bandes peut s'avérer relativement fastidieux et très chronophage. Il est cependant possible d'accéder de façon simple et rapide aux courbes de dispersion des modes guidés dans une inclusion. Il est effectivement démontré (cf [LEC92]) que la constante de propagation β_q des modes composant la famille d'ordre q est donnée par les **relations (II.19) et (II.21)** pour des guides dont les profils d'indice sont respectivement à saut d'indice et parabolique.

Pour une fibre à saut d'indice :

$$\beta_q^2 = k_0^2 \cdot n_1^2 - \frac{2q^2}{a^2} \quad (\text{II.19})$$

Pour une fibre à gradient d'indice :

$$\beta_q^2 = k_0^2 \cdot n_1^2 \left(1 - 2\Delta \left(\frac{q}{V \sqrt{\frac{\alpha}{2(\alpha+2)}}} \right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \right) \quad (\text{II.20})$$

Cas particulier : fibre à profil parabolique ($\alpha = 2$) :

$$\beta_q^2 = k_0^2 \cdot n_1^2 \left(1 - 4\Delta \frac{q}{V} \right) \quad (\text{II.21})$$

Avec :

- n_1 et n_2 : indices maxima du cœur et de la gaine respectivement
- a : rayon du cœur
- k_0 : norme du vecteur d'onde
- V : fréquence spatiale normalisée
- Δ : différence relative d'indice $\left(\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 n_1^2} \right)$.

Nous avons comparé les courbes de dispersion calculées par la méthode des éléments finis et par les relations ci-dessus, en considérant des modes établis dans deux guides : l'un à profil d'indice parabolique ($n_{\max} = n_{Si} + 0,016$, et $r = 8 \mu\text{m}$) et l'autre à saut d'indice ($n_{\max} = n_{Si} + 0,008$, et $r = 8 \mu\text{m}$).

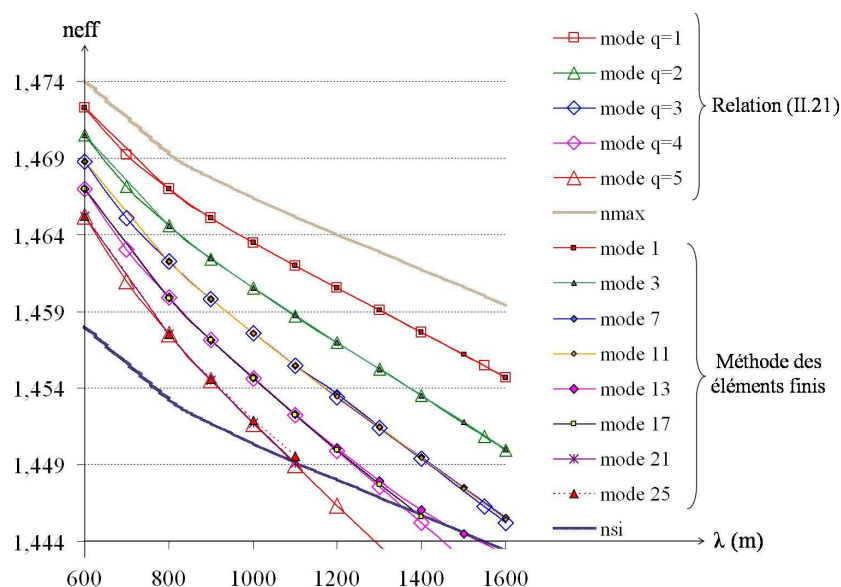


Figure II.35: Comparaison des méthodes de calcul pour un guide à profil parabolique.

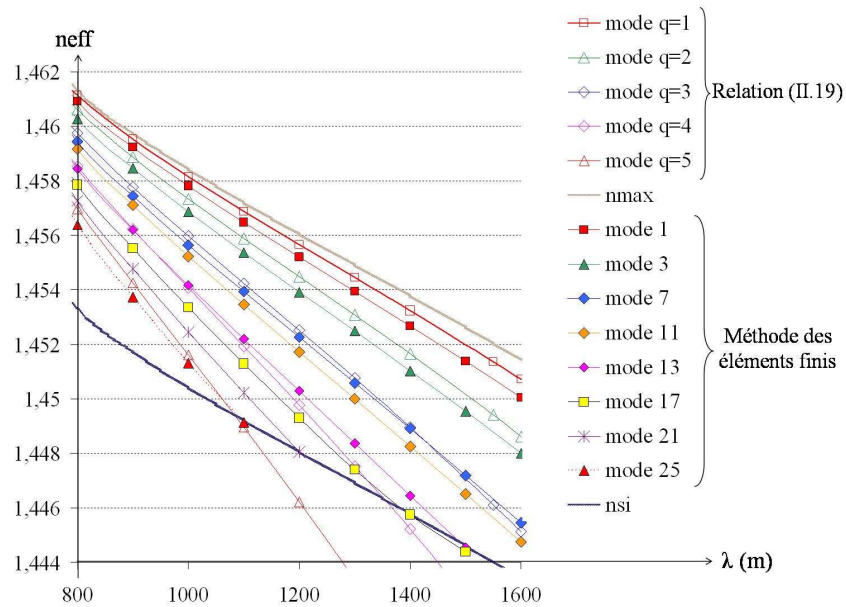


Figure II.36: Comparaison des méthodes de calculs pour un guide à saut d'indice.

L'analyse des **figures II.35 et II.36** démontre une très bonne concordance des résultats obtenus par les deux méthodes de calcul dans le cas d'un guide à profil d'indice parabolique, alors que dans le cas d'un guide à saut d'indice, on note un décalage des courbes. Quoiqu'il en soit, même dans ce second cas, il est possible de prévoir l'évolution générale des bandes, en termes de pente et de position moyenne notamment, lorsque les paramètres opto-géométriques des inclusions varient. Cela étant, ce genre de calculs ne peut permettre d'accéder aux largeurs de bandes qui, dépendant des qualités des couplages, seront clairement modifiées. Il est donc recommandé, lors de la phase finale d'optimisation de procéder au calcul des bandes, via le logiciel MPB par exemple, si l'on souhaite connaître avec précision les caractéristiques modales de la microstructure.

I.2.2.2.c. Cas 3 : fluctuation des caractéristiques des inclusions au sein de la microstructure

Ce dernier cas concerne les fluctuations aléatoires liées aux imprécisions survenant lors de la synthèse des préformes et de la fabrication même des fibres. De telles variations auront potentiellement un impact important sur les bandes. Il est cependant délicat de prévoir l'ampleur de cet impact. En effet, des variations très localisées ou de très faibles amplitudes n'auront que peu d'influence sur les bandes. Toutefois, on comprend aisément que plus les fluctuations paramétriques au sein de la microstructure seront importantes plus les couplages

inter-modaux seront affectés. Le décalage des courbes de dispersion propres aux variations imputées à chaque inclusion générera dans ce cas un fractionnement des bandes. Elles seront probablement moins larges et plus nombreuses. Cependant, le logiciel MPB ne permet pas la prise en compte de telles fluctuations, nous n'avons donc pas étudié théoriquement leur influence de façon plus précise.

Nous avons dans cette première partie, mis en lumière les propriétés générales des microstructures de plots haut indice, en démontrant qu'il est possible de prévoir l'influence des divers paramètres opto-géométriques sur les modes propagés dans la gaine, et donc sur l'allure des bandes qui leur sont associées.

Nous proposons maintenant d'analyser les caractéristiques modales d'une structure LHDC, en étudiant l'influence de la microstructure sur la propagation d'une onde dans un défaut autoguidant par RIT (cœur de la structure), inséré au centre du réseau.

II. Etude du guidage dans la structure complète

Nous souhaitons concevoir une structure particulière permettant d'accéder à une quantité importante de dopants actifs, c'est-à-dire possédant un cœur large et fortement dopé, tout en profitant des propriétés originales de la gaine microstructurée, dans le but d'émettre un faisceau de bonne qualité spatiale.

Nous proposons d'associer une microstructure de plots haut indice de silice dopée au germanium et un cœur large composé d'un ou plusieurs barreau(x) de silice dopée aux ions de terres rares (erbium ou ytterbium). Pour que ce dernier soit suffisamment dopé en ions actifs, nous avons choisi de nous affranchir des limites technologiques en travaillant avec un indice de réfraction $n_{\text{cœur}}$ relativement important : $n_{\text{cœur}} \geq n_{\text{Si}} + 0,01$ (avec n_{Si} , l'indice de réfraction de la silice).

L'analyse des propriétés modales de la microstructure menée précédemment, révèle ou moins deux comportements très distincts de la gaine selon que son pas est proche ou non de la longueur d'onde de travail (zone 1 ou zones 2 & 3). Ainsi, deux types de structures peuvent être conçus.

Nous allons démontrer en préambule que lorsque le pas Λ est petit devant λ , un guidage dans le cœur par RIT modifiée peut être envisagé. Le principe de guidage et les avantages qu'il présente seront notamment détaillés dans cette partie. Nous verrons cependant, que la réalisation d'une telle structure se heurte à des contraintes technologiques que nous présenterons, justifiant notre choix de concentrer nos efforts sur l'étude et l'optimisation d'une structure de pas plus important. Le reste du chapitre sera consacré à cette étude.

II.1. Propriétés des microstructures correspondant à la zone 1 : fonctionnement en effet moyen de la microstructure

Lorsque le pas du réseau constituant la gaine optique de la structure guidante est proche de la longueur d'onde de travail, le champ s'installe sans distinction aussi bien dans la silice, milieu d'indice le plus faible, que dans les inclusions haut indice. La dépendance de ce matériau composite à la longueur d'onde est différente de celle des matériaux homogènes (silice par exemple). Elle est en revanche analogue à celle observée dans les microstructures *air – silice*. Nous pouvons donc envisager d'accéder à un guidage par RIT modifiée, entre un cœur d'indice élevé et une gaine d'indice moyen n_{SFM} compris entre l'indice de la silice n_{Si} et l'indice maximum des plots n_{max} (**figure II.37**).

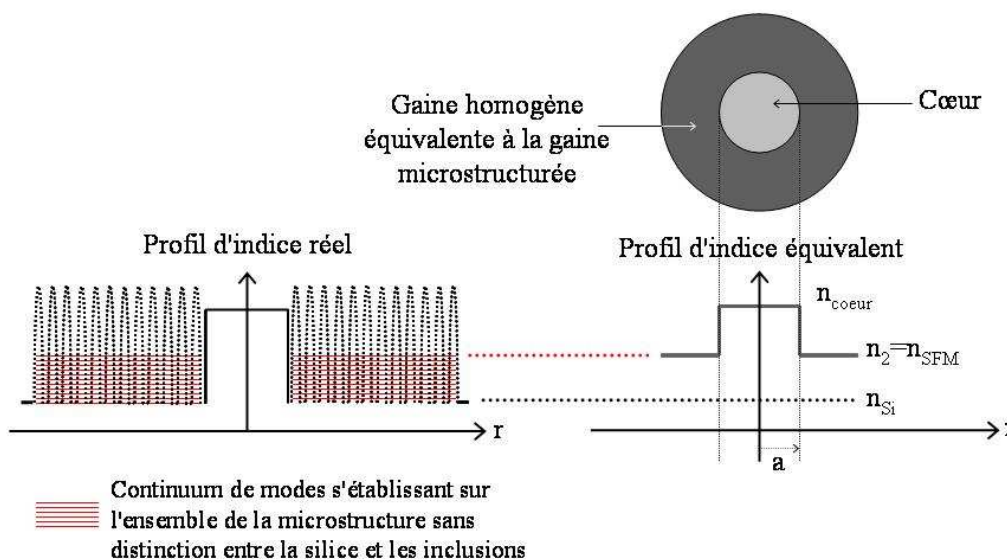


Figure II.37: Représentations schématiques du profil d'indice et de la section transverse de la structure à saut équivalente à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

II.1.1. Performances théoriques de ces structures

Les paramètres opto-géométriques de la structure permettant une émission monomode peuvent être calculés à partir du critère d'unimodalité établi dans le cadre des fibres à guidage par RIT, défini dans l'**annexe I.2**. A la longueur d'onde d'étude λ_0 , le guide considéré doit donc présenter un rayon de cœur a , et des indices de cœur ($n_{\text{cœur}}$) et de gaine (n_2), tels que :

$$V = a \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_2^2} \leq 2,405. \text{ On comprend alors immédiatement l'intérêt de ce type de}$$

structure. Un cœur de forte section présentant un indice de réfraction élevé (silice fortement dopée en ions aluminium et terres rares) ne supportera un mode unique que s'il est entouré d'une gaine adaptée d'indice de réfraction légèrement inférieur à celui du cœur. En effet, l'indice de gaine rehaussé permet de conserver une émission de bonne qualité spatiale tout en augmentant nettement la quantité d'ions actifs (indice de réfraction et diamètre du cœur).

L'étude précédemment menée démontre qu'il est possible de concevoir des gaines microstructurées possédant des indices moyens très variés en exploitant la technique de fabrication de l'assemblage étirage. Il suffit pour ce faire d'ajuster le profil indiciel des inclusions (valeur maximale et forme) ainsi que la quantité de silice (rapport r_D) présente dans la microstructure. Nous avons calculé pour quelques unes de ces structures, les aires dopées maximales qu'il est possible d'atteindre sans sacrifier la qualité du faisceau, lorsque l'on considère un cœur d'indice de réfraction compris entre $n_{\text{Si}} + 0,010$ (valeur minimum fixée pour s'affranchir des contraintes technologiques pour la fabrication d'un cœur fortement dopé en ions actifs) et $n_{\text{Si}} + 0,02$ (n_{Si} étant l'indice de réfraction de la silice). Les structures considérées sont répertoriées dans le **tableau II.6**, elles sont à profils d'indice paraboliques (« PARAB 16 » et « PARAB 32 » correspondant respectivement à des valeurs d'indice maximal égales à $n_{\text{Si}} + 0,016$ et $n_{\text{Si}} + 0,032$) et à saut d'indice (« SAUT 8 » et « SAUT 32 » pour des sauts indiciels valant respectivement $n_{\text{Si}} + 0,008$ et $n_{\text{Si}} + 0,032$).

CARACTERISTIQUES DE LA GAINÉ	INDICE DE REFRACTION DE LA GAINÉ
<u>Gainé homogène en silice pure</u>	$n_{Si} = 1,4440225$
<hr style="border-top: 1px dashed black;"/>	
<u>Gainés microstructurées</u>	
PARAB 16 ou SAUT 8	
r_{20}	$n_{SFM} = 1,45120$
r_{27}	$n_{SFM} = 1,44798$
PARAB 32 ou SAUT 16	
r_{20}	$n_{SFM} = 1,45855$
r_{23}	$n_{SFM} = 1,4550$
r_{27}	$n_{SFM} = 1,45194$

Tableau II.6: Structures étudiées dans le cadre d'un guidage par effet moyen (RIT modifiée).

L'aire maximale accessible est donnée par : $A_{max} = \pi \cdot a_{max}^2$ avec $a_{max} = 2,405 \cdot \frac{\lambda}{2\pi \cdot ON}$.

L'analyse de la **figure II.38** qui résume les résultats de cette étude, démontre que de grandes aires dopées (plusieurs centaines de μm^2) peuvent être atteintes avec ce type de structure, moyennant de forts indices de réfraction pour le cœur et les inclusions ainsi qu'un bon contrôle des divers paramètres opto-géométriques de ces guides.

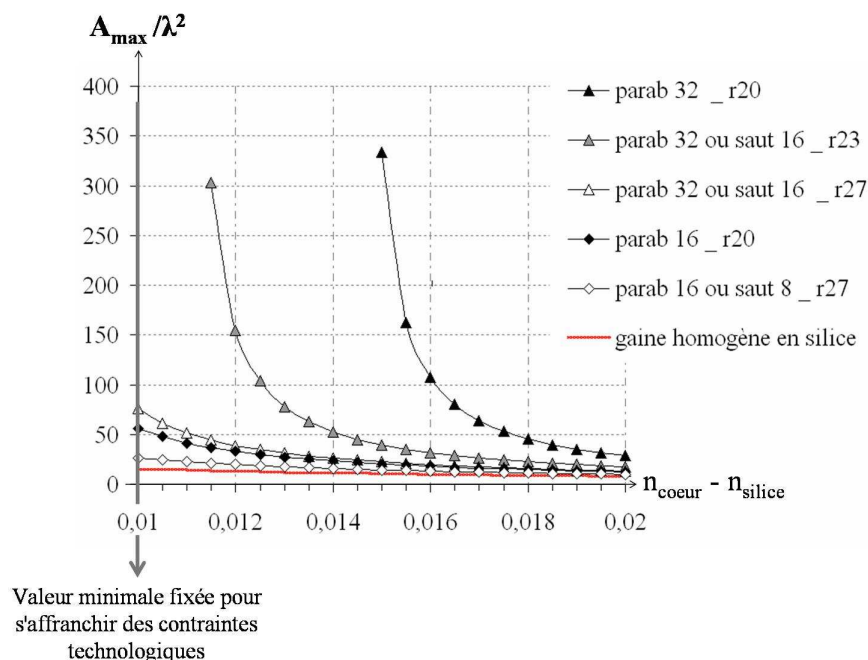


Figure II.38: Evolutions avec l'indice de réfraction des guides concernés des aires dopées accessibles dans diverses structures dont les propriétés de guidage sont basées sur une RIT modifiée (effet moyen).

Le **tableau II.7** présente l'influence des variations de l'indice de réfraction du cœur sur les aires dopées maximales permettant de satisfaire le critère d'unimodalité. On constate qu'une hausse de $5 \cdot 10^{-4}$ de l'indice de réfraction du cœur, correspondant à une variation d'à peine 3 à 4 % de la valeur de Δn ($n_1 - n_{Si}$), entraîne dans les deux cas une chute de A_{max} , dont la valeur est alors divisée par 2 (cf **tableau II.7**). Enfin, les faibles ouvertures numériques considérées exacerberont certainement la sensibilité de la structure aux perturbations extérieures (courbures par exemple). Toutefois, les volumes actifs de ces structures devraient être suffisamment importants pour garantir l'efficacité de l'amplification sur de très courtes longueurs de fibre, permettant ainsi de limiter les courbures.

Il est bien entendu possible de profiter des propriétés offertes par des microstructures de plots d'indice de réfraction plus faibles et/ou des quantités de silice plus importantes. Même si les volumes actifs sont dans ce cas nettement moins importants, ils restent cependant bien supérieurs à ceux atteints lorsque la gaine homogène est constituée de silice pure uniquement. Mais l'intérêt principal de ces structures réside certainement dans le fait qu'elles présentent en contre partie une sensibilité moindre aux perturbations extérieures ainsi qu'aux fluctuations des paramètres opto-géométriques des divers guides considérés (cf **tableau II.5**).

	r_D	n_{SFM}	ON	Indice du cœur considéré : $n_1 = n_{Si} + \Delta n$	Variation de Δn	Aire maximale du cœur dopé autorisant une propagation monomode:	
						A_{max}	A_{max} / λ^2
Silice pure	-	1,4440225	0,17	$n_{Si} + 0,01$	-	38	16
PARAB 32	r_{20}	1,45855	0,037	$n_1 = n_{Si} + 0,015$	-	$802 \mu m^2$	334
			0,053	$n_1' = n_{Si} + 0,0155$	$\Delta n + 3,33 \%$	$390 \mu m^2$	162
PARAB 32 ou SAUT 16	r_{23}	1,455	0,038	$n_1 = n_{Si} + 0,0115$	-	$727 \mu m^2$	303
			0,054	$n_1' = n_{Si} + 0,012$	$\Delta n + 4,35 \%$	$371 \mu m^2$	155
	r_{27}	1,45855	0,077	$n_1 = n_{Si} + 0,01$	-	$183 \mu m^2$	76
			0,087	$n_1' = n_{Si} + 0,0105$	$\Delta n + 5 \%$	$147 \mu m^2$	61
			0,109	$n_1'' = n_{Si} + 0,012$	$\Delta n + 20 \%$	$93 \mu m^2$	39
PARAB 16	r_{20}	1,45120	0,091	$n_1 = n_{Si} + 0,01$	-	$135 \mu m^2$	56
			0,098	$n_1' = n_{Si} + 0,0105$	$\Delta n + 5 \%$	$115 \mu m^2$	48
			0,105	$n_1'' = n_{Si} + 0,013$	$\Delta n + 30 \%$	$65 \mu m^2$	27

Tableau II.7: Sensibilité aux paramètres opto-géométriques des aires dopées accessibles dans diverses structures dont les propriétés de guidage sont basées sur une RIT modifiée (effet moyen)

$$\text{à } \lambda = 1,55 \mu m.$$

En résumé, il est envisageable d'accroître nettement les volumes actifs des fibres amplificatrices microstructurées en concevant des gaines dont les très faibles pas garantissent un guidage analogue à la RIT modifiée s'opérant dans les FMAS.

II.1.2. Critiques du principe

Si le principe théorique semble donc extrêmement intéressant pour la réalisation de fibre à large cœur fortement dopé, la réalisation d'une telle structure est en réalité délicate. Les contraintes technologiques rendent, comme nous allons le voir, la synthèse d'une telle gaine difficile. La **figure II.39** présente les différentes étapes envisageables pour la fabrication de la fibre.

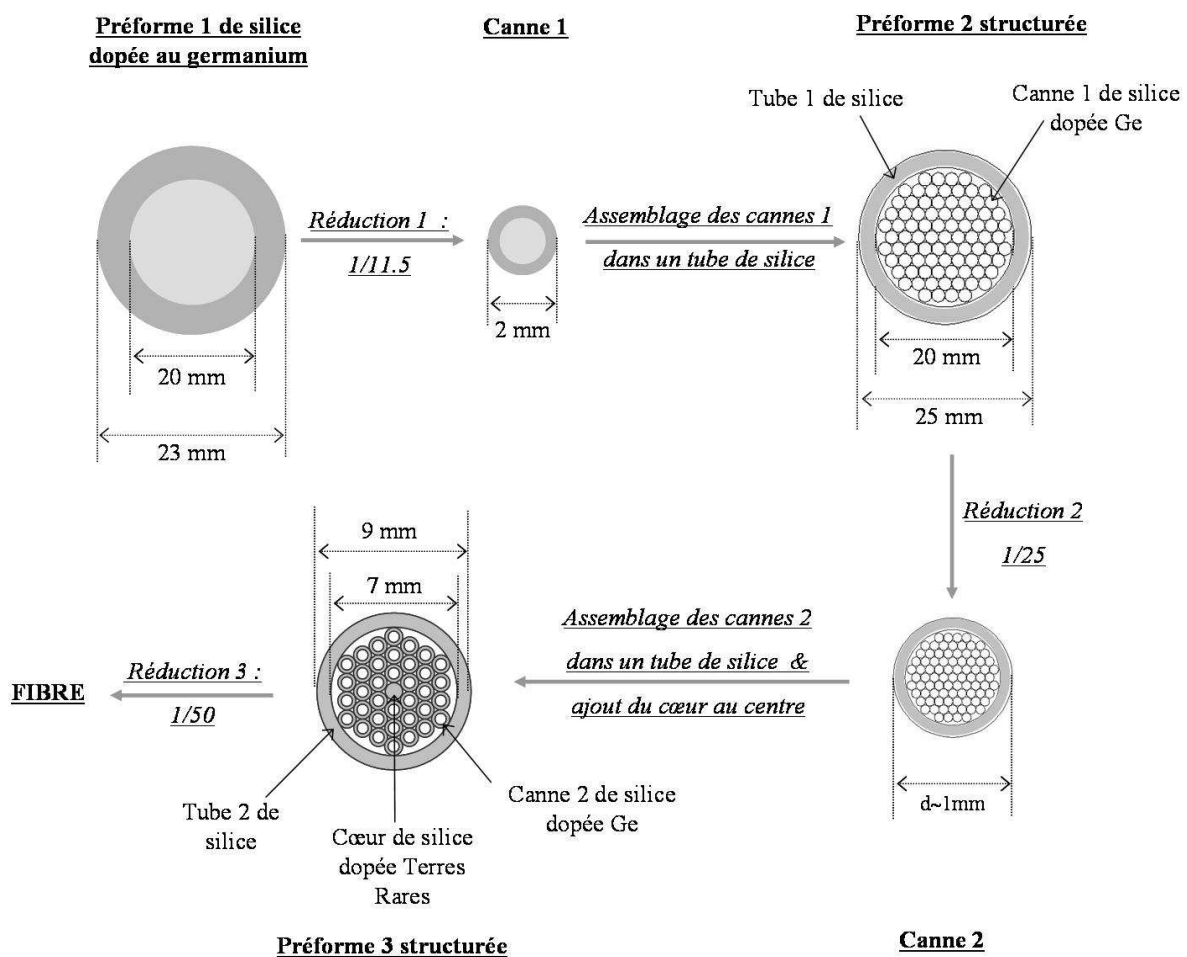


Figure II.39: Schéma du principe de fabrication d'une fibre dont la gaine microstructurée présente un pas proche du micron.

Comme nous pouvons le constater sur la **figure II.39**, afin d'obtenir les coefficients de réduction attendus entre préforme de départ et fibre finale, la fabrication d'une telle structure nécessite un nombre d'étapes relativement important. Il est en effet, indispensable de procéder à un assemblage dans un tube de silice des cannes issues de la réduction des préformes de silice dopée germanium. Or, cette opération a entre autres pour effet d'ajouter de la silice dans la microstructure. Sur l'exemple de la **figure II.39**, l'épaisseur initiale de ce tube (tube 1) est de 5 mm, pour un rapport des diamètres interne et externe de $\frac{20}{25}$. Dans la fibre finale cette épaisseur vaut donc $4 \mu\text{m} \left((25 - 20) \times \frac{1}{25} \times \frac{1}{50} \right)$, elle est donc nettement supérieure à la longueur d'onde ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). La présence de ce tube implique finalement l'apparition d'une nouvelle microstructure dans la fibre. Celle-ci est alors constituée d'inclusions d'indice moyen n_{SFM} et présente un pas grand devant la longueur d'onde (voisin de $10 \mu\text{m}$), comme le montre la **figure II.40**.

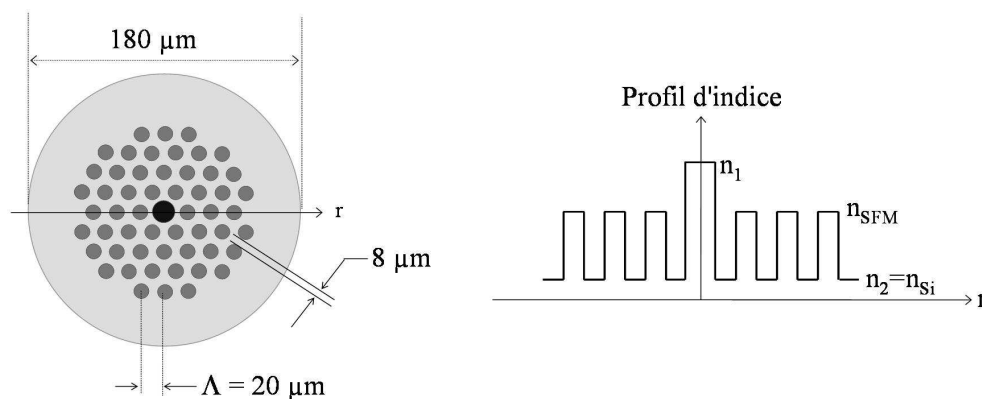
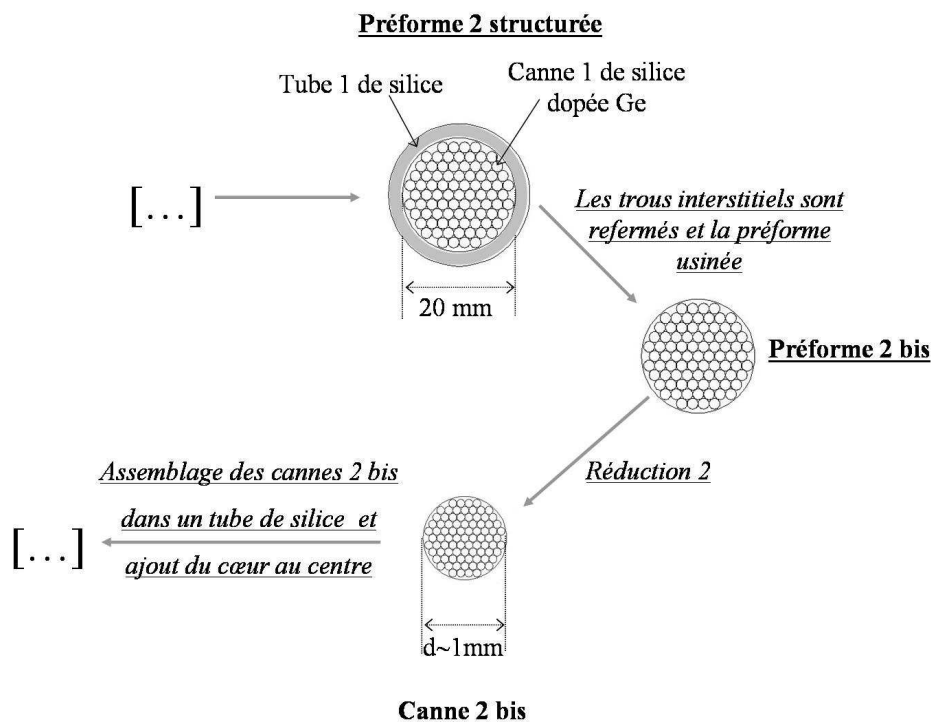


Figure II.40: Schéma de la section transverse et du profil d'indice de la structure obtenue.

Il paraît dans ce cas délicat de présenter le principe de guidage comme un phénomène de réflexion interne totale entre un cœur d'indice haut et une gaine d'indice moyen plus faible. En réalité, le guidage s'opérant dans ce type de structure est analogue à celui existant dans la structure que nous allons présenter par la suite (microstructure située dans les zones 2 et 3). Il est basé sur une RIT entre le cœur et la silice, assistée de couplages entre les modes guidés dans le cœur (par RIT) et les plots couplés entre eux, de la gaine microstructurée.

Notons enfin qu'il serait envisageable de pratiquer une attaque acide sur les cannes 2 afin de limiter la quantité de silice ajoutée dans la préforme 3. Toutefois, la répétition de ce procédé sur un grand nombre de cannes n'est pas souhaitable. Cette opération implique effectivement

un risque non négligeable de pollution des matériaux. La maîtrise des caractéristiques géométriques est de plus, extrêmement délicate sur des préformes de petites dimensions, constituées qui plus est, de divers matériaux. Cette opération peut par conséquent entraîner des irrégularités de diamètres et de formes le long des cannes pouvant altérer fortement les propriétés optiques de la fibre obtenue. Une solution alternative, actuellement étudiée, consisterait à procéder à l'usinage (attaque acide probablement) de la préforme 2 après avoir refermé l'ensemble des trous interstitiels (chauffage intense et dépression). Les imprécisions liées à l'usinage auront en effet des conséquences moindres sur des préformes de 25 mm de diamètre que sur des cannes (cannes 2) dont le diamètre avoisine le millimètre. Les cannes fabriquées après l'étirage de la préforme ainsi préparée (« préforme 2 bis »), appelées « cannes 2 » sur la **figure II.41** pourront être assemblées pour former une nouvelle « préforme 3 » (cf. **figure II.39**) qui sera étirée. La gaine de la fibre ainsi réalisée devrait donc être constituée d'un matériau perçu comme homogène par l'onde (pas de la microstructuration de l'ordre de la longueur d'onde).



*Figure II.41: Ajout de 2 étapes dans le procédé de fabrication de la **figure II.39** pour supprimer les trous interstitiels et la couronnes de silice entourant la microstructure de la préformes 2.*

Ce procédé est en cours d'étude, aucune fibre n'a donc pu être fabriquée à ce jour au laboratoire.

Nous proposons d'étudier dans ce qui suit, le cas d'une microstructure dont les caractéristiques correspondent aux zones 2 ou 3. Nous allons démontrer que dans ce cas, la présence de la microstructure permet par le biais de couplages intermodaux de délocaliser du cœur vers les plots, l'énergie portée par certains des modes initialement établis dans le cœur. Nous verrons qu'il est envisageable de concevoir la structure de façon à ce que cette délocalisation affecte en premier lieu l'ensemble des modes d'ordre supérieur, favorisant ainsi la sélection par le gain (le cœur étant actif) de l'unique mode fondamental. En effet, chaque mode présente au cours de sa propagation, un gain d'autant plus fort qu'une fraction importante de son énergie reste couplée sur le volume actif, c'est-à-dire le cœur. Autrement dit, le gain potentiel de chaque mode est directement dépendant de l'amplitude de la délocalisation du champ qui lui est associé. Il est vrai qu'en régime non saturé, le gain maximal devrait permettre d'amplifier les puissances portées par la plupart des modes susceptibles de s'établir dans le cœur de la structure. Ce type de fibre est cependant destiné au transport et à la génération de forte puissance et devra donc être utilisé en configuration de forte saturation. Dans ce cas, les puissances intracavités étant relativement importantes, devraient permettre d'obtenir une sélection modale par le gain. Le mode possédant les pertes les plus faibles et le gain le plus important s'imposera donc. Notons, que dans le cas où l'émission demeurerait multimode malgré la sélection par le gain, une rétroaction sélective sur le cœur pourra permettre d'accroître le filtrage modal.

La qualité spatiale du faisceau émis est donc dépendante des couplages différentiels s'établissant sous certaines conditions, à la longueur d'onde d'étude, entre les modes de chacun des guides que sont le cœur et les inclusions. Ce sont donc les transferts d'énergie entre le cœur et les plots d'une part et entre les plots d'autre part qui doivent être optimisés.

En effet, sous couvert d'un transfert efficace de l'énergie du cœur vers la microstructure, la délocalisation augmentera avec la qualité des couplages inter-plots. Les caractéristiques de la microstructure doivent donc être choisies de sorte à favoriser ces couplages (zone 2 définie dans le **paragraphe I.2**). Bien entendu, plus la quantité de silice séparant les inclusions sera faible (rapport r_D faible), plus les échanges d'énergie seront favorisés. Cependant, les technologies employées pour réduire, voire éliminer la couronne de silice entourant les préformes ne sont pas sans contraintes. En particulier, nous verrons dans le chapitre III que l'absence de couche de silice autour de la zone dopée favorise le dégazage de l'oxyde de germanium et engendre l'apparition lors du fibrage, de bulles indésirables aux interfaces entre les cannes. C'est donc dans le but de limiter ces conséquences que nous ferons le choix d'un rapport r_D plus élevé : r_{23} par exemple dans le cas des préformes présentées **figure II.16**.

L'optimisation des transferts d'énergie entre le cœur et les inclusions est quant à elle relativement complexe : les guides sont nombreux et fortement multimodes. Nous avons donc mis au point un protocole permettant d'approcher rapidement une optimisation des paramètres opto-géométriques de la structure, en approximant la qualité des couplages intermodaux. Après avoir présenté ce protocole, nous étudierons en détail la structure optimisée, en caractérisant l'influence des couplages s'établissant entre le cœur et les inclusions, sur l'amplitude des délocalisations. Pour finir, nous analyserons l'impact des courbures sur les caractéristiques du faisceau émis.

II.2. Choix des caractéristiques du cœur actif de la structure (contraintes liées à la méthode d'assemblage)

Le choix de l'indice de réfraction du cœur ($n_{\text{cœur}} \geq n_{\text{Si}} + 0,010$) se justifie, comme nous l'avons vu, par la volonté de s'affranchir au maximum des contraintes imposées par la synthèse d'une préforme de silice fortement dopée aux ions de terres rares. Nous souhaitons de plus, disposer d'un cœur de diamètre important. Or, celui-ci dépend directement du pas de la microstructure. Plusieurs cas peuvent être envisagés :

- le pas est supérieur ou égal à $20 \mu\text{m}$: le diamètre du cœur est égal au pas. On remplace lors de l'assemblage, une canne de l'arrangement hexagonal (au centre de préférence) par un barreau de silice dopée aux ions de terres rares (illustré **figure II.42-a**).
- le pas est voisin de $10 \mu\text{m}$ ($5 \mu\text{m} < \Lambda < 15 \mu\text{m}$) : le cœur devra présenter un diamètre supérieur au pas. Il remplacera plusieurs inclusions au centre de la structure.

La fabrication de la préforme structurée de la fibre peut, dans ce dernier cas, être envisagée de deux façons différentes. En effet, lors de l'assemblage, un nombre x de cannes de silice dopée aux ions germanium (notées « cannes G » pour cannes de gaine) situées au centre de la structure peuvent être remplacées :

- soit par une seule et unique canne de silice dopée aux ions actifs présentant une large section (notées « canne C » pour canne de cœur) : cas b) de la **figure II.42**, avec $x = 7$,
- soit par un même nombre x de cannes C : cas c) de la **figure II.42**, avec $x = 3$.

Notons qu'il est possible de procéder à un usinage de la (des) canne(s) C. L'insertion d'un cœur de forme hexagonale (facilement réalisable) permet pour un pas donné d'accroître la surface dopée par rapport à un cœur rond.

Préforme 1 de silice dopée au germanium

Canne 1

Préforme 2 structurée

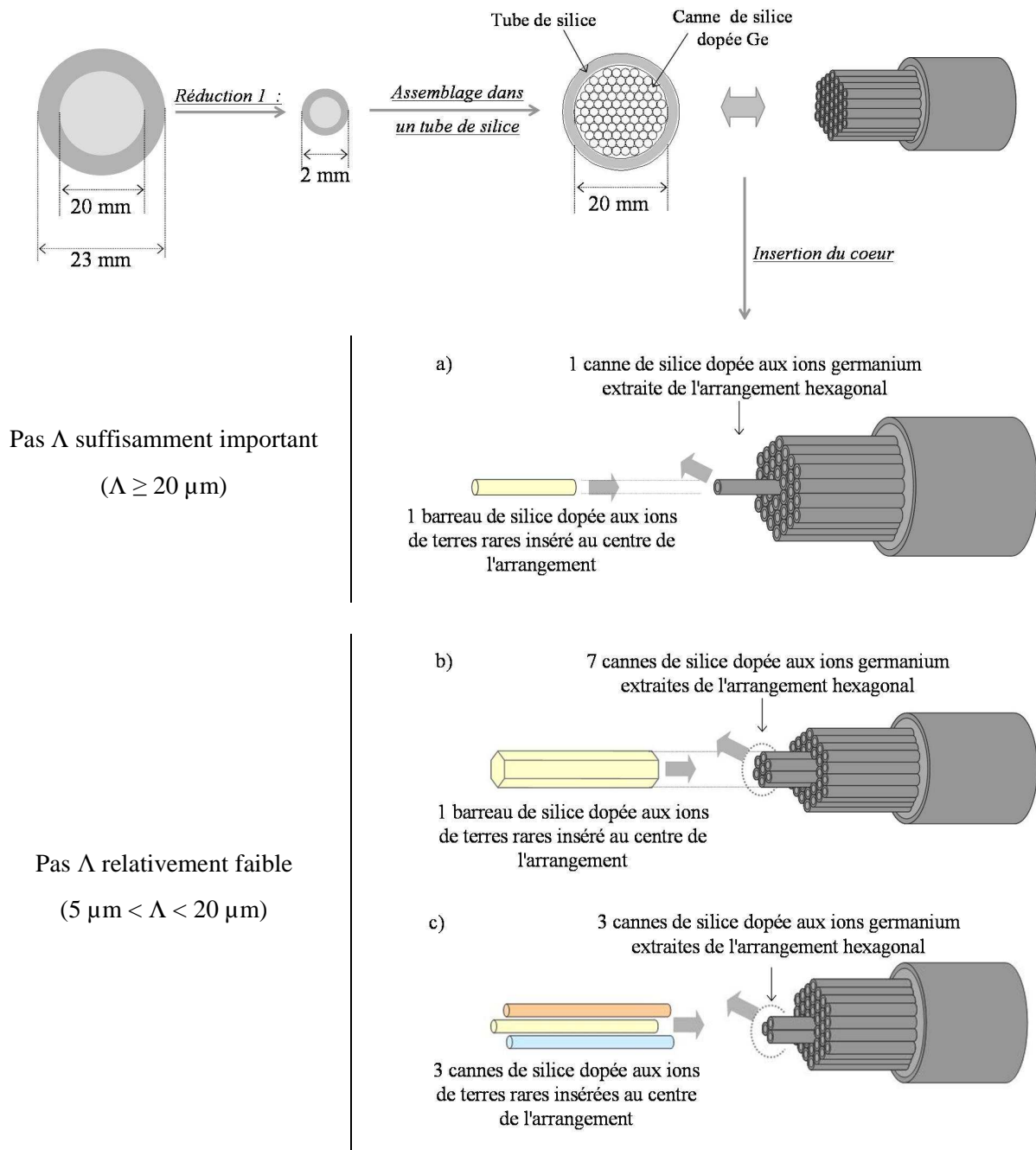


Figure II.42: Schéma représentant les différentes possibilités d'assemblage pour réaliser la préforme structurée complète (cœur + gaine):

- a) pas de l'ordre de $20 \mu\text{m}$: 1 canne C remplace 1 canne G,
- b) pas de l'ordre de $10 \mu\text{m}$: 1 canne C remplace 7 cannes G,
- c) pas de l'ordre de $10 \mu\text{m}$: 3 cannes C remplacent 3 cannes G.

Le cas b) impose de disposer d'un barreau C présentant des dimensions transverses d_{barreau} importantes, puisque telles que : $d_{\text{barreau}} \sim 3.d_G$, d_G étant le diamètre des cannes. Or, la synthèse en volume de silice fortement dopée aux ions de terres rares n'est pas aisée. Il peut donc être délicat d'accéder à des préformes de diamètre important pour le cœur actif. Ainsi, pour les préformes courantes, les dimensions des cœurs dopés en ions terres rares sont de l'ordre du millimètre (1 ou 2 mm en général, et 3 mm de façon plus exceptionnelle). Il est certes possible d'atteindre des diamètres plus importants en comprimant la préforme, le diamètre est alors multiplié par 2 quand la longueur de la préforme est divisée par 4, mais cette opération reste très délicate à effectuer. Toutefois, le fait d'insérer non pas une préforme de large section mais x petites, présente aussi des contraintes. Les x cannes C utilisées doivent notamment impérativement posséder des caractéristiques opto-géométriques identiques. Or, les imprécisions et irrégularités liées au procédé de fabrication quel qu'il soit, rendent délicate l'obtention d'un cœur homogène constitué à partir de l'assemblage de plusieurs cannes. L'atout majeur de ce type de structure réside cependant dans le fait qu'il est par exemple, envisageable de profiter d'un dopage actif différent pour chaque canne, offrant alors la possibilité d'émettre sur une distribution transverse unique plusieurs longueurs d'onde. Bien entendu l'optimisation d'une telle structure serait délicate, il est en effet indispensable de remplir le critère d'unimodalité pour chaque longueur d'onde émise.

Nous présenterons dans ce qui suit, l'optimisation d'une structure émettant une onde monochromatique, le cas polychromatique n'étant qu'une extrapolation du principe. Mais avant cela, nous proposons de présenter succinctement le mode opératoire permettant d'accéder théoriquement à l'optimisation des paramètres opto-géométriques d'une structure LHDC.

II.3. Exemple d'optimisation d'une structure LHDC à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

L'optimisation d'une structure aussi complexe repose sur l'analyse des couplages s'opérant entre le cœur et les plots d'une part, et les plots entre eux d'autre part. Les premiers détermineront quels seront les modes dont l'énergie sera délocalisée du cœur vers les inclusions. L'ampleur de cette délocalisation sera quant à elle liée à l'efficacité de l'ensemble de ces couplages. Nous débuterons l'étude par l'analyse des courbes de dispersion des modes

s'établissant dans le cœur isolé (**relations (II.19) et (II.21)**) et dans la microstructure supposée infinie (bandes calculées grâce au logiciel MPB). Cette analyse doit permettre une approximation rapide des éventuels accords de phase cœur-plot.

Nous allons à titre d'exemple traiter le cas d'une structure dont le cœur actif de forme hexagonale remplace les 7 inclusions centrales de la microstructure (cas b sur la **figure II.42**). Bien entendu, une telle structure peut être réalisée en remplaçant 7 inclusions de silice dopée au germanium soit par 7 barreaux de silice dopée aux ions de terres rares, soit par un seul barreau de large section. Une représentation schématique du profil d'indice de la section transverse d'une telle fibre est représentée sur la **figure II.43**.

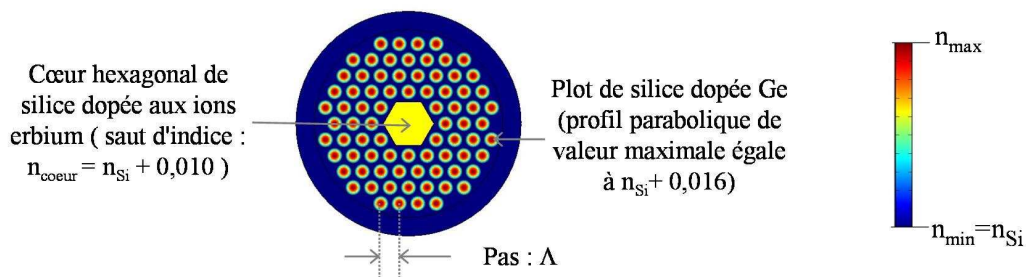


Figure II.43: Représentation schématique du profil d'indice de la section transverse de la structure à cœur hexagonal modélisée.

Les caractéristiques de la structure que nous souhaitons optimiser pour une émission monomode à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ sont présentées dans le **tableau II.8**.

Paramètres	Notation	Valeur
Indice de réfraction de la silice	n_{Si}	1,4440225
Indice de réfraction maximum des inclusions	n_{max}	$1,4440225 + 0,016$
Indice de réfraction du cœur	n_{coeur}	$1,4440225 + 0,010$
Pas de la microstructure	Λ	à optimiser
Rayon des inclusions	r_{plot}	$\frac{10}{23} \times \Lambda$
Demie distance entre plats du cœur actif	a	$1,2 \cdot \Lambda$

Tableau II.8: Caractéristiques opto-géométriques de la structure à cœur hexagonal en cours d'optimisation.

II.3.1. Première étape : approximation rapide des conditions de couplages (accord de phase) s'opérant entre les modes s'établissant dans les différents guides

La première étape consiste à faire varier le pas. Le fait d'appliquer une modification du pas, implique de considérer une modification du rayon des inclusions d'une part (les préformes seront usinées avec un rapport r_D défini, r_{23} dans l'exemple) et du rayon du cœur d'autre part. Or, pour un pas de $10\ \mu\text{m}$, l'étape d'assemblage de la structure impose d'après nos calculs, un rayon de cœur (pour un cœur circulaire) voisin de $12\ \mu\text{m}$ (correspondant à une distance entre plats d'environ $25\ \mu\text{m}$ pour un cœur de forme hexagonale). Les valeurs des rayons (plots et cœur), et par conséquent de l'aire dopée $A_{\text{dopée}}$, pour les pas pris en considération sont répertoriées dans le **tableau II.9**. Il est à noter que parce que nous souhaitons conserver une aire dopée importante, le pas de la structure sera pris supérieur ou égal à $7\ \mu\text{m}$, correspondant à une aire dopée voisine de $220\ \mu\text{m}^2$ à $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$ ($A_{\text{dopée}}/\lambda^2 = 92$). De même, étant donné que l'écart entre les indices effectifs des modes diminue à mesure qu'augmente la fréquence spatiale normalisée V du guide considéré (et donc le rayon dans notre cas), le pas ne doit pas être trop grand, pour que la discrimination modale demeure efficace.

Les courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur (en rouge) et dans une inclusion isolée (en vert) sont superposées aux bandes correspondant à la microstructure entourant le cœur. Elles sont présentées sur la **figure II.44**. Bien que ces courbes soient approximatives, en particulier pour un guide à saut d'indice comme nous l'avons démontré par comparaison avec les courbes obtenues grâce à la FEM, leur analyse nous permet cependant, d'ores et déjà d'identifier le cas qui semble le plus à même de remplir les conditions recherchées (cf. **tableau II.9**). L'analyse de ces courbes révèle en effet, qu'une microstructure présentant un pas de $10\ \mu\text{m}$ doit permettre de délocaliser par couplages avec les modes des plots, l'énergie des modes d'ordre supérieur, tout en préservant le confinement du mode fondamental dans un cœur actif suffisamment large.

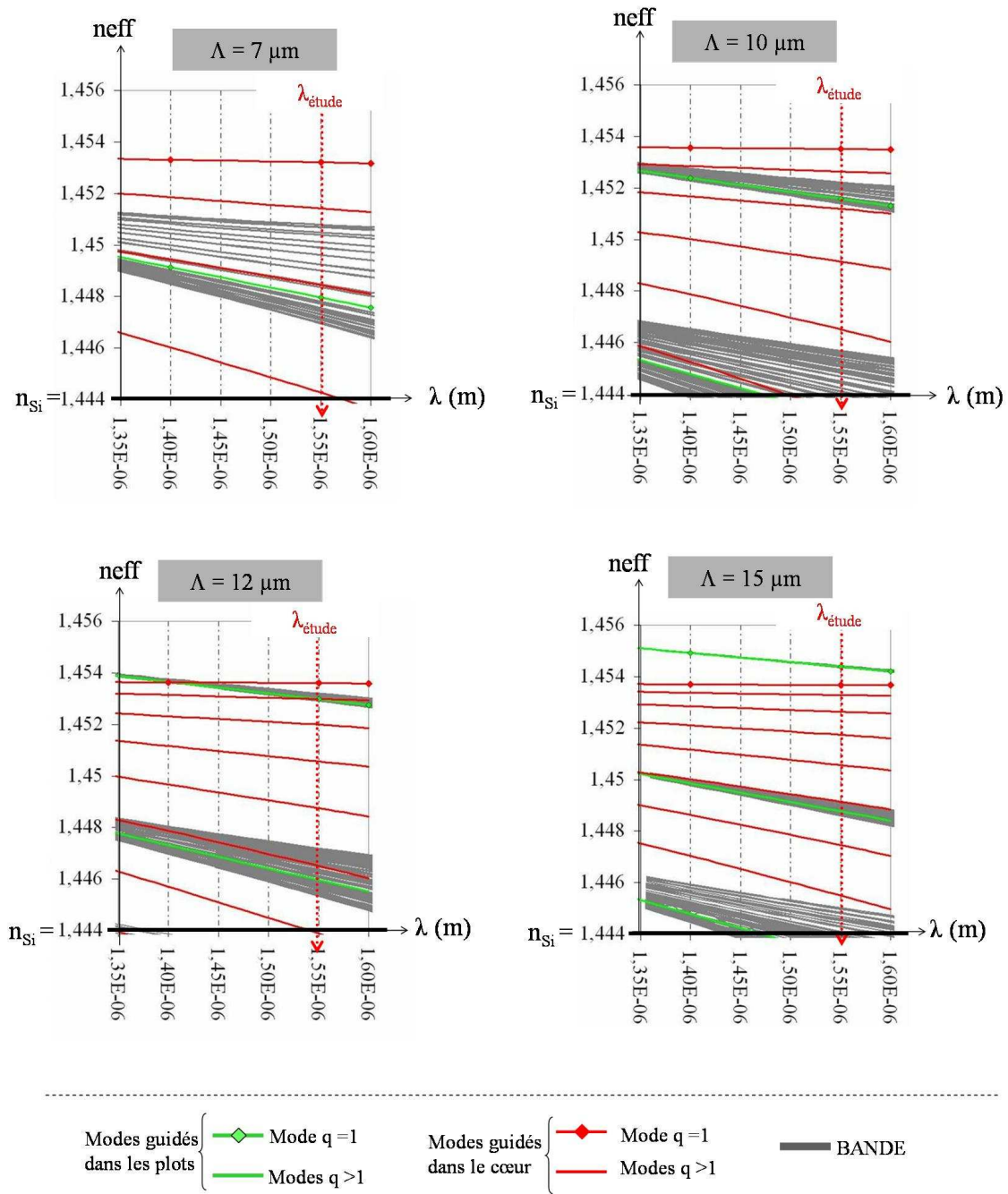


Figure II.44: Evolution avec le pas de la structure des courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur et dans une inclusion.

Pas (μm)	Rayon des inclusions (μm)	Rayon du cœur (μm)	$A_{\text{dopée}}$ normalisée à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	Commentaires
Λ	$r = \frac{10}{23} \cdot \Lambda$	$a = 1,2 \cdot \Lambda$	$A = \pi \cdot \frac{a^2}{\lambda^2}$	
15	6,52	18	424	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Les indices effectifs des modes $q=1$ et $q=2$ du cœur sont trop proches pour permettre une bonne discrimination. ▪ Le mode fondamental ($q=1$) du cœur présente quasiment un accord de phase avec les supermodes de la 1^{ère} bande, il sera donc probablement fortement délocalisé.
12	5,22	14,4	271	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Le second mode ($q=2$) présentant un accord de phase avec les supermodes de la 1^{ère} bande devrait être bien délocalisé. ▪ Les modes d'ordre 3, 4 et 5 ne devraient pas pouvoir profiter de délocalisation d'énergie efficace, les couplages avec les modes des inclusions étant défavorisés d'une part par des écarts indiciels importants et d'autre part par de faibles largeurs de bandes.
10	4,35	12	188	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Le mode $q=1$ devrait peu subir l'influence des couplages avec les modes guidés dans les plots. ▪ Les indices effectifs des modes $q=1$ et $q=2$ du cœur sont suffisamment distants pour permettre une discrimination des 2 modes. ▪ Les recouvrements augmentant avec l'ordre des modes, les modes $q=3$ et $q=4$ guidés dans le cœur devraient pouvoir subir des couplages avec les 1^{ère} et 2^{ème} bandes (malgré des écarts indiciels importants).
7	3,04	8,4	92	Les fortes largeurs de bandes devraient favoriser grandement les couplages intermodaux entre le cœur et les plots.

Tableau II.9: Analyse des courbes présentées sur la figure II.44.

Afin de confirmer ces premières hypothèses, une analyse modale plus précise de la structure a été menée grâce à la méthode des éléments finis. Cette étude présentée par la suite, permet d'ajuster l'indice de réfraction du cœur et/ou le pas de la microstructure, pour garantir une délocalisation d'énergie maximale pour le plus grand nombre de modes d'ordre supérieur.

II.3.2. Deuxième étape : confirmation des premières hypothèses par une analyse FEM des caractéristiques modales de la structure

Avant de présenter l'analyse et l'optimisation des caractéristiques modales de la structure LHDC par la FEM, nous proposons de décrire rapidement les méthodes que nous avons employées pour évaluer l'amplitude des délocalisations d'énergie subies par les différents modes initialement confinés dans le cœur actif de la structure.

II.3.2.1. Considérations générales sur les méthodes de calculs employées

Deux types de calculs peuvent permettre d'estimer les délocalisations d'énergie subies par les différents modes. Il s'agit pour une part d'ajouter une couronne de silice d'indice de réfraction complexe en périphérie de la microstructure. Cette opération permet d'évaluer la quantité d'énergie couplée sur la gaine microstructurée, en évaluant la quantité d'énergie susceptible d'atteindre la couronne de silice. Il est possible d'autre part, de procéder au calcul direct et plus précis de la fraction (en %) de l'énergie totale (supportée par la structure complète) couplée soit au cœur seul de la structure (F_c) soit à l'ensemble de la microstructure (F_g).

II.3.2.1.a. Insertion en périphérie de la microstructure d'une couronne de silice d'indice de réfraction complexe

La microstructure est entourée d'une couronne de silice supplémentaire présentant un indice de réfraction complexe : $n_c = n_{si} + i \times 1.10^{-6}$, par exemple. Lorsque l'on choisit de définir les différents domaines par leur indice de réfraction, comme toujours dans notre cas, les valeurs inscrites sont en général réelles et calculées à partir de la formule de Sellemeier. Cependant, le simple fait d'ajouter cette couche absorbante confère à l'ensemble des modes de la structure un indice effectif complexe :

$$n_{\text{eff mode}} = \Re(n_{\text{eff}}) + i \times \Im(n_{\text{eff}})$$

Dans cette expression, la partie réelle $\Re(n_{\text{eff}})$ n'est autre que l'indice effectif du mode lui-même. La partie imaginaire $\Im(n_{\text{eff}})$ est quant à elle liée à la quantité d'énergie qui atteint la couche périphérique, pour le mode considéré. Autrement dit, la délocalisation de l'énergie du

cœur vers la gaine sera pour un mode donné, d'autant plus importante que la partie imaginaire de son indice effectif le sera. Nous avons mené des études préliminaires démontrant que lorsque l'indice de réfraction de la couronne externe présente une partie imaginaire égale à $i \times 1.10^{-6}$, les calculs restent fiables tant que la valeur de $\Im(n_{\text{eff}})$ renvoyée demeure supérieure : $i \times 1.10^{-18}$. En effet, en deçà de cette valeur limite les parties imaginaires calculées par le logiciel FEMLAB varient d'une simulation à l'autre, sans qu'aucun des paramètres opto-géométriques de la structure n'ait été modifié.

Notons enfin que cette approche donne de façon artificielle une information relative à la délocalisation de l'énergie propagée. En aucun cas elle ne traduit l'existence de pertes réelles comme les pertes de confinement par exemple. En effet, dans la majorité des cas, le mode dont l'énergie est délocalisée demeure parfaitement guidé dans la structure. Quoiqu'il en soit, ce calcul nous informe des écarts de confinement (dans le cœur) entre chaque mode, et nous permet ainsi de comparer de façon rapide et efficace la quantité d'énergie couplée sur les inclusions (ou perdue pour le cœur actif) des différents modes guidés dans la structure complète.

II.3.2.1.b. Calcul de la fraction d'énergie portée par le cœur

Pour un mode donné, il est possible d'évaluer la fraction d'énergie qui se propage dans le cœur dopé grâce à la **relation (II.22)** suivante :

$$\% \text{ d'énergie présente dans le coeur} = \frac{\iint_{\text{coeur}} E^2 \, ds}{\iint_{\text{structure complète}} E^2 \, dS} \quad (\text{II.22})$$

Ce calcul certes chronophage, s'effectue cependant très facilement avec le logiciel utilisé. Pour ce faire, il suffit de sélectionner le(s) domaine(s) et la variable d'intégration à prendre en considération, ainsi que l'indice effectif du mode calculé sur lequel porte l'étude (**figure II.45**).

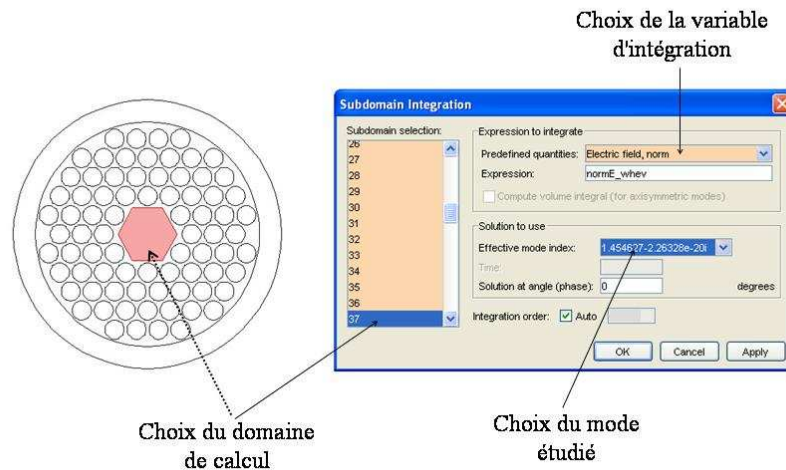


Figure II.45: Choix des paramètres pour le calcul (par le logiciel FEMLAB) de la fraction d'énergie présente dans le cœur de la structure.

Nous démontrerons par la suite sur le cas particulier de la structure étudiée, que les résultats obtenus grâce à ces deux méthodes mènent à des conclusions similaires. Toutefois, seule la seconde méthode permet une quantification réelle de la délocalisation de l'énergie.

II.3.2.2. Analyse modale de la structure par la FEM

Afin d'optimiser la précision des calculs, nous avons choisi de décomposer la structure en cinq zones présentant chacune un maillage différent, d'autant plus fin que l'on s'approche du cœur (zone de fortes variations du champ électrique). Ces différentes zones et les dimensions des mailles définies pour chacune d'elles sont présentées sur la **figure II.46**.

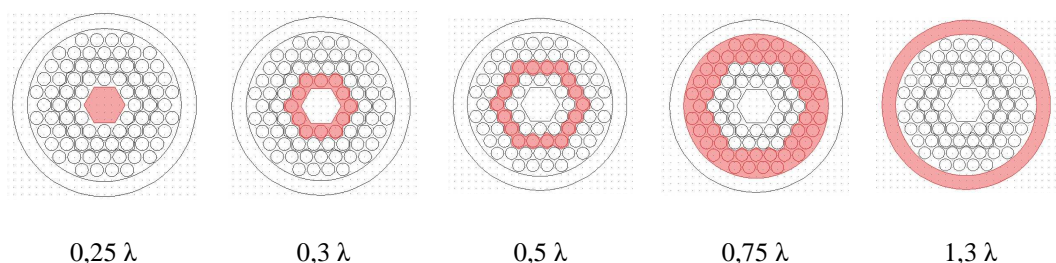
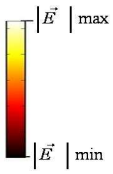
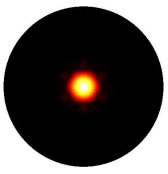
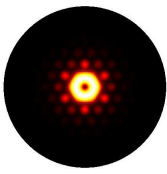
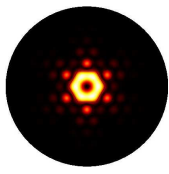
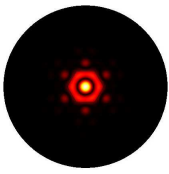
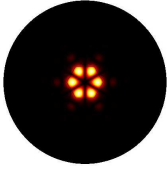
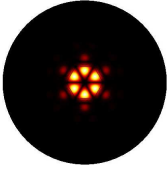
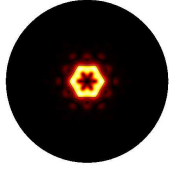
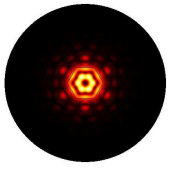


Figure II.46: Présentation des différentes zones de maillage et des dimensions de mailles dans chacune d'elles.

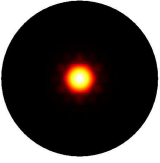
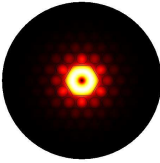
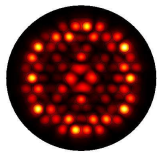
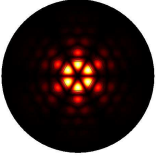
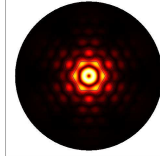
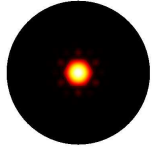
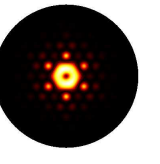
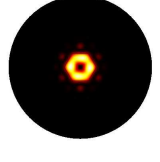
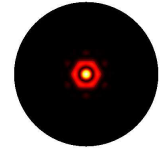
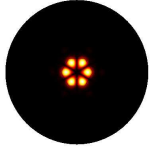
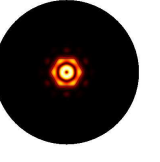
II.3.2.2.a. Comparaison des allures de champs et des parties imaginaires des indices effectifs de l'ensemble des modes s'établissant dans la structure

Sont répertoriés dans les **tableaux II.10 et II.11**, pour chaque pas considéré (10, 7 & 12 μm), les figures des champs électriques associés aux modes guidés majoritairement dans le cœur de la structure (un pour chaque famille LP), ainsi que les parties réelles et imaginaires de leur indice effectif. L'analyse de ces résultats corrobore parfaitement les hypothèses établies lors de l'étude précédemment menée (**tableau II.9**). Le cas d'un pas égal à 15 μm , particulièrement défavorable au mode fondamental, n'a pas été étudié par la FEM.

Figures de champ (norme de E)						
Rang du mode			1	3	7	11
Partie réelle neff			1,453392	1,452461	1,45109	1,450671
Partie imaginaire neff			$\approx 1.10^{-19}$ (*)	$\approx 7,15.10^{-15}$	$\approx 2,9.10^{-14}$	$\approx 2,17.10^{-15}$
Pas (μm)			10	10	10	10
Figures de champ (norme de E)						
Rang du mode			13	15	21	25
Partie réelle neff			1,449817	1,449378	1,447894	1,446612
Partie imaginaire neff			$\approx 3,98.10^{-16}$	$\approx 1,06.10^{-15}$	$\approx 1,6.10^{-15}$	$\approx 1,09.10^{-12}$
Pas (μm)			10	10	10	10

(*) Valeur inférieure à la limite de calcul (cf paragraphe précédent), cette valeur est donc approximative, bien que toujours inférieure à 1.10^{-18} .

Tableau II.10: Quelques uns des modes calculés (normes des champs électriques) à la longueur d'onde de 1,55 μm , dans la structure à cœur hexagonal et les parties réelles et imaginaires de leurs indices effectifs neff, pour un pas de 10 μm .

Figures de champ (norme de E)				Modes couplés sur la 1 ^{ère} bande
Rang du mode	1	3	7	11
Partie réelle neff	1,452875	1,451246	1,448201	
Partie imaginaire neff	1.10^{-17}	$5,19.10^{-13}$	$3,1.10^{-9}$	
Pas (μm)	7	7	7	7
Figures de champ (norme de E)				
Rang du mode	13	17	1	3
Partie réelle neff	1,445184	1,444351	1,453567	1,452836
Partie imaginaire neff	$1,34.10^{-10}$	$7,68.10^{-10}$	$\approx 1.10^{-19}$ (*)	$9,9.10^{-15}$
Pas (μm)	7	7	12	12
Figures de champ (norme de E)				
Rang du mode	7	11	13	17
Partie réelle neff	1,451944	1,451627	1,450979	1,450214
Partie imaginaire neff	$\approx 1.10^{-19}$ (*)	$\approx 1.10^{-19}$ (*)	$\approx 1.10^{-19}$ (*)	$\approx 1.10^{-19}$ (*)
Pas (μm)	12	12	12	12

(*) Valeur inférieure à la limite de calcul (cf paragraphe précédent), cette valeur est donc approximative, bien que toujours inférieure à 1.10^{-18} .

Tableau II.11: Quelques uns des modes calculés (normes des champs électriques) à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$, dans la structure à cœur hexagonal et les parties réelles et imaginaires de leurs indices effectifs neff, pour des pas de 7 et 12 μm .

Un pas de $7\ \mu\text{m}$ permet de coupler efficacement l'ensemble des modes d'ordre supérieur, le mode fondamental reste quant à lui relativement bien confiné dans le cœur. L'inconvénient majeur de cette structure est qu'elle présente quoi qu'il en soit l'aire dopée la plus faible. En ce qui concerne un pas de réseau de $12\ \mu\text{m}$, comme prévu la faible largeur des bandes ne permet un couplage efficace que pour les modes d'ordre $q = 2$, dont l'indice effectif n_{eff} est proche de la première bande. Dans ce cas, l'émission sera sans nul doute très multimode. C'est donc le cas d'une microstructure de pas égal à $10\ \mu\text{m}$, qui devrait permettre d'atteindre les objectifs fixés : large section dopée (donc volume actif important) et émission de bonne qualité spatiale. Les parties imaginaires des indices effectifs des modes d'ordre supérieur sont dans ce cas, séparées d'au moins 4 ordres de grandeur de celles du mode fondamental.

Nous avons calculé les fractions F_C et F_g d'énergie couplée respectivement sur le cœur ou sur la microstructure pour chacun des modes étudiés dans ce paragraphe, à $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$.

II.3.2.2.b. Calculs des fractions F_C et F_g pour chaque mode étudié

La fraction F_C correspondant à chacun des modes étudiés à $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$ a été calculée pour des structures de pas égaux à 12 et $10\ \mu\text{m}$. Les résultats de ces deux études sont présentés sur la **figure II.47**, ils confirment bien entendu, les conclusions tirées dans le paragraphe précédent.

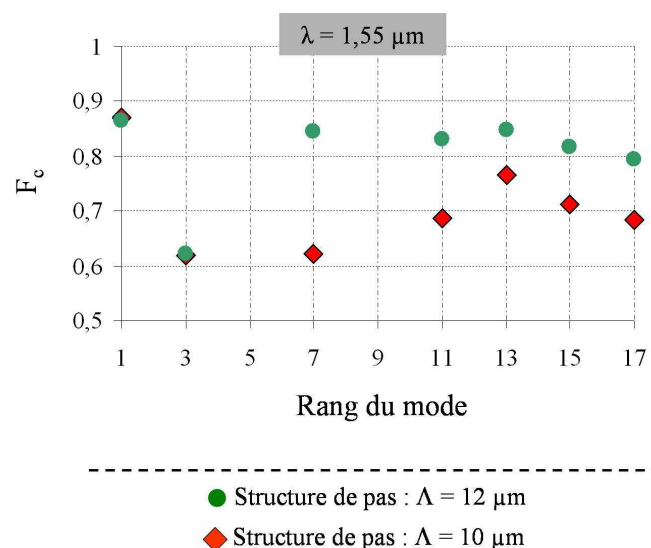


Figure II.47: Evolution de la fraction F_C avec le rang des modes étudiés à $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$.

Dans les deux cas, le second mode est bien délocalisé, seul 60 % de son énergie reste couplée sur le cœur. En outre, lorsque le pas vaut 12 μm , l'ensemble des autres modes demeurent bien confinés dans le cœur de la structure ($F_C > 80\%$), confirmant le caractère probablement multimode du faisceau émis par la fibre.

Cette dernière étude confirme donc l'optimisation de la structure pour un pas de 10 μm . Dans ce cas, on constate effectivement un écart supérieur à 10 % entre les fraction F_C des modes de rang 1 & 13, qui présentent les confinements les plus importants. Nous considérerons un tel écart comme suffisant pour garantir l'émission sur l'unique mode fondamental. Les distributions des champs des modes de rang 1 & 13 sont de plus suffisamment différentes pour limiter les transferts d'énergie entre ces modes au cours de leur propagation, et devrait de plus favoriser l'efficacité d'une éventuelle rétroaction sélective adaptée pour le mode fondamental.

Pour finir, nous comparons sur la **figure II.49**, les évolutions avec l'ordre des modes, de la fraction F_g d'énergie couplée sur la microstructure ($F_g = 1 - F_C$), et de la partie imaginaire de l'indice effectif $\Im m(\text{neff})$ précédemment calculée.

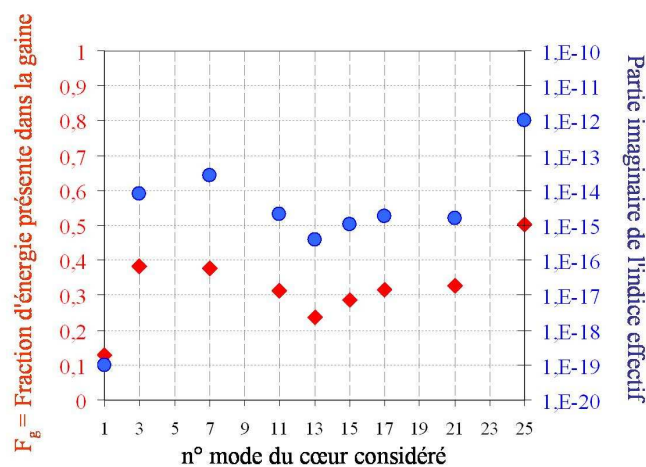


Figure II.48: Comparaison des parties imaginaires et fractions d'énergie présentes dans la microstructure pour les différents modes étudiés à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour une structure présentant un pas de 10 μm .

Cette dernière étude confirme l'équivalence des deux méthodes de calcul. En effet, les deux évolutions sont tout à fait proportionnelles. Cela étant, le calcul des fractions F_C et F_g est souvent plus lourd (en terme de temps alloué à l'étude) que le calcul des parties imaginaires des indices effectifs. C'est pourquoi, lors de l'étape d'optimisation d'une structure, il est

préférable d'étudier en premier lieu, l'évolution des $\mathfrak{S}(\text{neff})$ pour l'ensemble des modes. Cette première étape constituant un indicateur relativement fiable de la qualité des confinements, devra dans un second temps être validée pour la structure optimisée, par un calcul précis de la fraction d'énergie délocalisée.

Nous proposons maintenant d'analyser et de caractériser l'influence des couplages entre le cœur et les plots, sur l'amplitude des délocalisations d'énergie générées sur chacun des modes étudiés. Nous illustrerons cette étude à l'aide du cas particulier de la structure que nous venons d'optimiser, ses caractéristiques seront donc celles du **tableau II.8**, le pas étant dorénavant fixé à 10 μm .

II.4. Mise en évidence des propriétés du guidage par RITMC dans une structure LHDC

Nous proposons d'étudier et de quantifier l'impact des couplages sur les caractéristiques modales de la structure.

II.4.1. Impact des couplages sur les caractéristiques modales de l'émission

II.4.1.1. Première partie : étude restreinte aux deux premiers modes guidés dans le cœur de la structure complète

Nous avons étudié plus particulièrement dans un premier temps, l'influence des couplages cœur - plot sur la délocalisation de l'énergie des modes d'ordres $q = 1$ et $q = 2$ guidés dans la structure complète.

II.4.1.1.a. Localisation des accords de phase intermodaux : cas des guides isolés (cœur seul et plot unique isolé)

Une étude rapide des modes guidés dans les guides isolés que sont le cœur et une inclusion de la gaine permet de localiser facilement les longueurs d'onde d'accord de phase pour lesquelles

les transferts d'énergie intermodaux seront maxima. Nous avons pour ce faire, superposé les courbes de dispersion des modes d'ordre $q = 1$ et $q = 2$ guidés dans le cœur isolé à celle du mode fondamental supporté par une inclusion isolée (**figure II.49**). Les accords de phase entre le mode fondamental d'une inclusion et les premier et second modes établis dans le cœur sont situés à $1,18 \mu\text{m}$ et $1,32 \mu\text{m}$ respectivement. Nous écrirons $\lambda_{\text{PM}_{ij}}$ la longueur d'onde d'accord de phase (ou « Phase Matching ») entre le $i^{\text{ème}}$ mode guidé dans le cœur et le $j^{\text{ème}}$ mode guidé dans une inclusion.

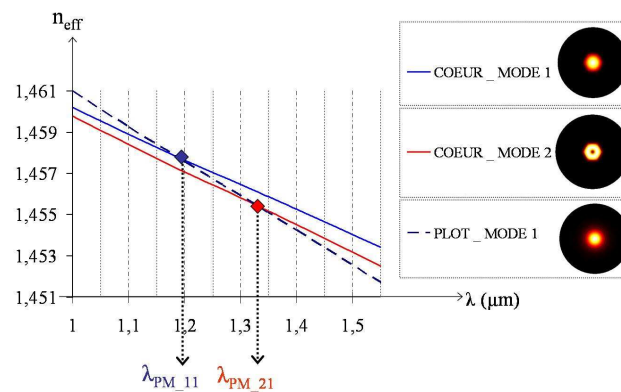


Figure II.49: Courbes de dispersion des modes d'ordre $q = 1$ et $q = 2$ du cœur isolé (respectivement en traits pleins bleu et rouge) et du mode fondamental d'une inclusion isolée (pointillés bleus).

Bien entendu, la microstructure comprenant un grand nombre de guides couplés entre eux sur la plage de longueurs d'onde d'étude ($\lambda \in [1 - 1,6] \mu\text{m}$), supporte en conséquence un nombre important de supermodes. Les accords de phase cœur-gaine sont observés dans la structure complète, sur une gamme spectrale plus étendue.

II.4.1.1.b. Evaluation de la délocalisation des champs des modes établis dans la structure complète : étude des figures des champs, analyse des courbes de dispersion & bandes, calcul des F_c

Nous avons analysé l'évolution des modes en termes d'allures de champ (**tableau II.12**), d'indices effectifs ou encore de fractions F_c d'énergie couplée sur le cœur (**figure II.50-a et b**), lorsque la longueur d'onde varie.

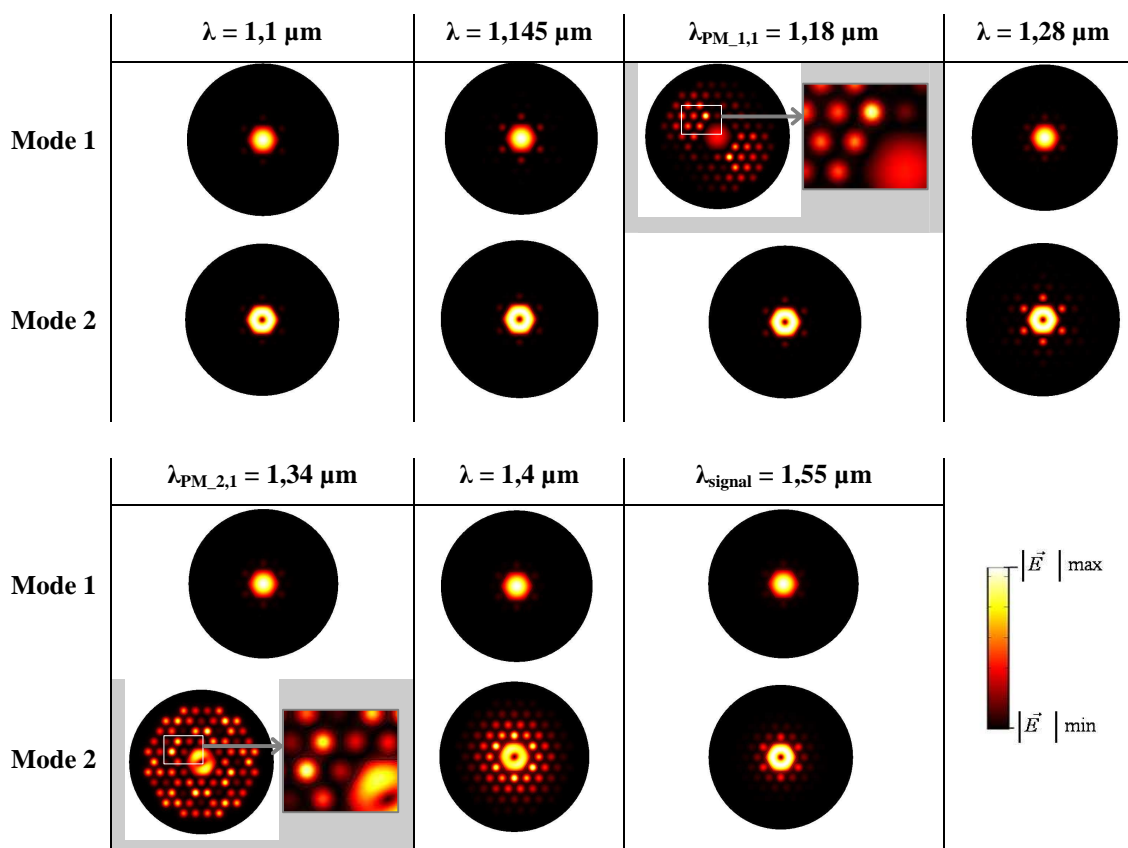


Tableau II.12: Normes des champs électriques des modes 1 et 2 à différentes longueurs d'onde.

Le **tableau II.12** répertorie quelques unes des figures de champ des modes calculés par la FEM pour diverses longueurs d'onde, comprenant notamment les 2 accords de phase cœur-plot (λ_{PM}). Ainsi, alors qu'aux faibles longueurs d'onde (à $1,1 \mu\text{m} < \lambda_{\text{PM},1,1}$), les champs bien confinés dans le cœur de la structure ne présentent comme prévu, qu'une faible proportion d'énergie couplée sur les plots, les figures confirment une délocalisation du champ sur une plage de λ plus ou moins importante autour des λ_{PM} . Il est intéressant de noter que les supermodes établis dans la structure aux synchronismes sont effectivement des combinaisons linéaires du mode de cœur considéré et du mode fondamental s'installant dans chacune des inclusions de la microstructure (première bande).

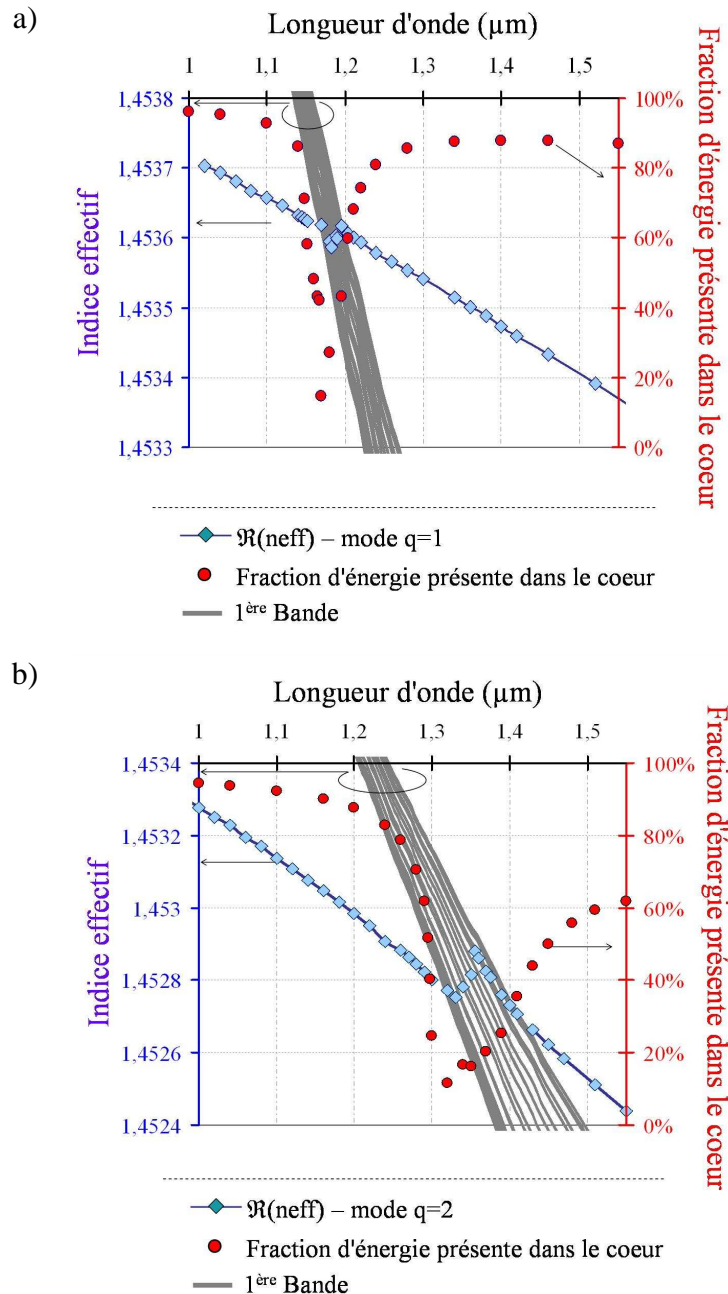


Figure II.50: Superposition de la 1^{ère} bande caractéristique de la gaine microstructurée, des courbes de dispersion des modes d'ordre $q = 1$ (a) et $q = 2$ (b) guidés dans la structure complète, ainsi que de l'évolution avec λ des fractions F_c d'énergie couplée sur le cœur pour chacun de ces modes.

La **figure II.50** présente la superposition des courbes de dispersion des modes $q = 1$ (a) et $q = 2$ (b) de la structure complète avec la première bande de la microstructure (supposée infinie et sans défaut) ainsi que l'évolution de la fraction d'énergie modale F_c couplée sur le cœur de la structure lorsque la longueur d'onde varie. L'analyse de cette figure confirme une brusque délocalisation de l'énergie portée par le mode concerné lorsque son indice effectif croise la première bande. A l'accord de phase cœur-gaine, la fraction d'énergie couplée sur le

cœur de la structure chute effectivement de 90 % à environ 10 % quel que soit le mode considéré. On constate de plus, un comportement différent pour les deux modes étudiés après l'accord de phase. En effet, alors que la délocalisation de l'énergie s'opère sur une bande spectrale étroite pour le mode fondamental, le second mode demeure délocalisé sur une large bande spectrale pour $\lambda > \lambda_{PM,21}$. Ainsi, à la longueur d'onde de travail de 1,55 μm , le mode fondamental présente un confinement dans le cœur de la structure bien meilleur que celui du second mode ($F_C > 80\%$ pour le mode $q = 1$ contre $F_C = 60\%$ pour le mode $q = 2$). Cet écart se justifie en étudiant le cas simple du guide bicœur composé du cœur et d'une unique inclusion de la première couronne l'entourant.

II.4.1.1.c. Impact du facteur de transfert F^2 calculé dans le guide composite constitué du cœur & d'un plot de la première couronne :

Il s'agit d'évaluer les couplages entre les 2 premiers modes guidés dans le cœur et le mode fondamental guidé dans l'inclusion (composante des supermodes constituant la première bande). On procède alors au calcul du facteur de transfert F (ou F^2) défini par la **relation AII.2.33** donnée en **annexe II.2** et rappelée ci-dessous.

$$F = \frac{1}{\sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4C^2} + 1}} = \frac{2C}{\sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4C^2}}.$$

Dans cette expression C est une constante définie comme suit :

$$C = \sqrt{C_{12} \times C_{21}},$$

C_{12} et C_{21} sont les coefficients de couplage respectivement du guide 1 vers le 2 et vice versa.

$$\text{Ils s'écrivent : } C_{ij} = \frac{\iint_A (n(r) - n_i(r)) \Psi_i \Psi_j \cdot dA}{\iint_A \Psi_i^2 \cdot dA}.$$

Le facteur F caractérise la qualité du transfert d'énergie entre deux guides voisins différents. Il atteint potentiellement sa valeur maximale 1 à chaque accord de phase entre deux modes établis dans les guides considérés, sous couvert d'un bon recouvrement spatial de ces modes (cf. **figure II.51**). Son expression prend en compte, les profils d'indice des guides isolés $n_i(r)$ (le cœur seul et une inclusion isolée dans notre cas) et du guide composite $n(r)$ (cœur + 1 inclusion), les constantes de propagation des modes étudiés (β_1 et β_2) et les distributions radiales des champs (Ψ_1 et Ψ_2).

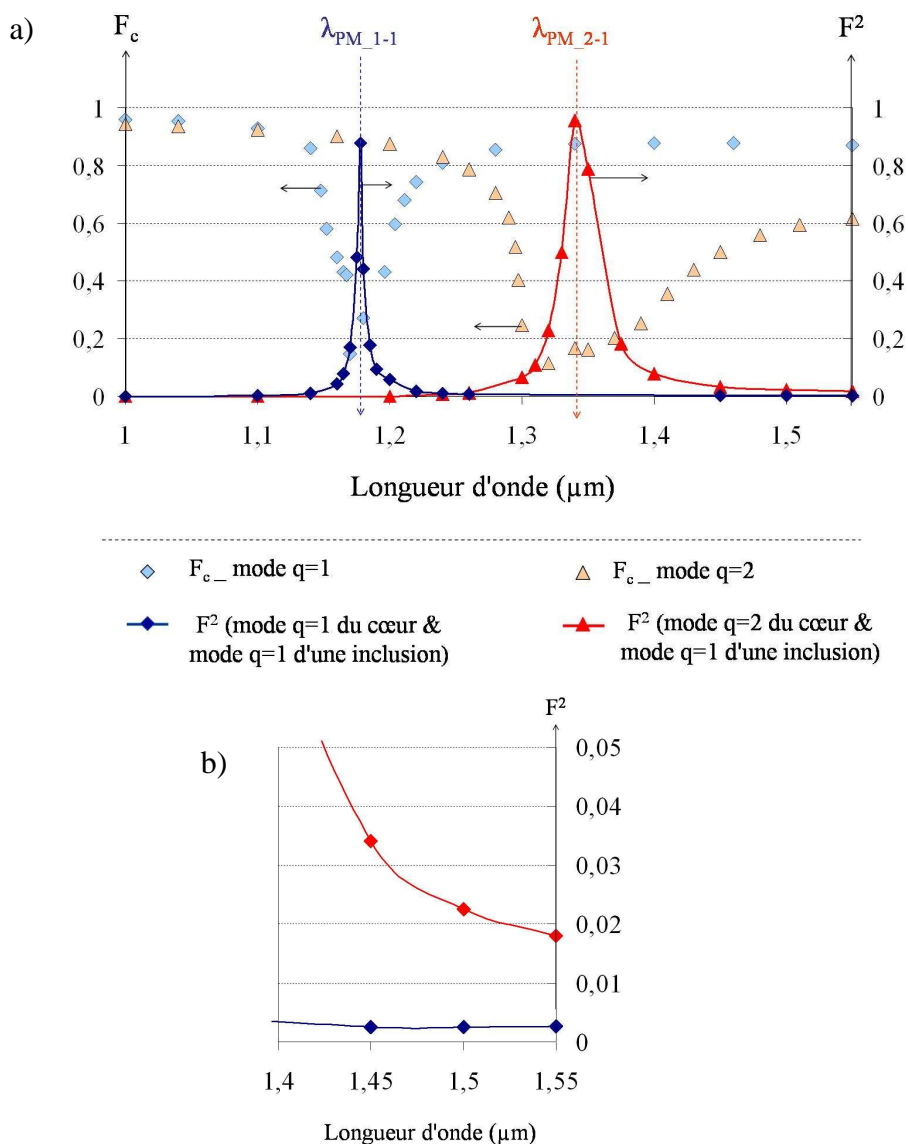


Figure II.51: Evolution avec la longueur d'onde des F_c des modes ($q = 1$ et $q = 2$) de la structure complète superposée à l'évolution des facteurs de transfert F^2 :

a) gamme spectrale étendue [1- 1,6] μm ,

b) zoom de l'évolution des F_c sur une gamme spectrale réduite : [1,4 - 1,55] μm .

L'évolution avec la longueur d'onde de ce facteur F^2 pour les 2 modes à l'étude est présentée sur la **figure II.51**. Nous avons superposé sur cette même figure, les évolutions des fractions F_c précédemment calculées pour les modes $q = 1$ et $q = 2$ guidés dans la structure complète. On constate alors qu'à la longueur d'onde de travail de 1,55 μm , le coefficient F^2 du second mode est, même s'il reste très faible, près de 10 fois supérieur à celui du mode fondamental. Cette différence suffit à justifier l'écart de confinement révélé par la comparaison de valeurs de F_c pour les 2 modes considérés à cette même longueur d'onde.

Cette analyse révèle en outre, l'impact des recouvrements intermodaux sur l'ampleur des couplages et la nécessité de les prendre en considération lors de l'optimisation de la structure. Elle confirme alors le fait que la seule prise en compte des accords de phase (accessibles par superposition des bandes de la microstructure et courbes de dispersion du cœur) ne peut suffire à déterminer avec précision l'évolution du confinement modal avec la longueur d'onde. Il est en effet possible d'affirmer que le facteur F^2 du second mode est nettement supérieur à celui du mode fondamental, parce qu'il présente un plus fort recouvrement avec le mode de l'inclusion. Cette conclusion peut sans nul doute être généralisée à l'ensemble des modes guidés dans la structure, ce que nous proposons de démontrer dans ce qui suit.

II.4.1.2. Seconde partie : généralisation à l'ensemble des modes de la structure complète, étude menée à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

II.4.1.2.a. Evaluation de la délocalisation des champs des modes établis dans la structure complète : analyse des courbes de dispersion & bandes, calcul des F_C

La **figure II.52** présente la fraction F_C du mode fondamental et de quelques uns des modes d'ordre supérieur repérés par leur rang (cf. **tableau II.6**) à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Cette figure met en évidence un fait bien connu : le confinement modal dans le cœur de la structure diminue à mesure qu'augmente l'ordre du mode. Par conséquent les modes établis dans le cœur vont présenter des recouvrements avec les modes des inclusions d'autant plus importants qu'ils seront d'ordre élevé.

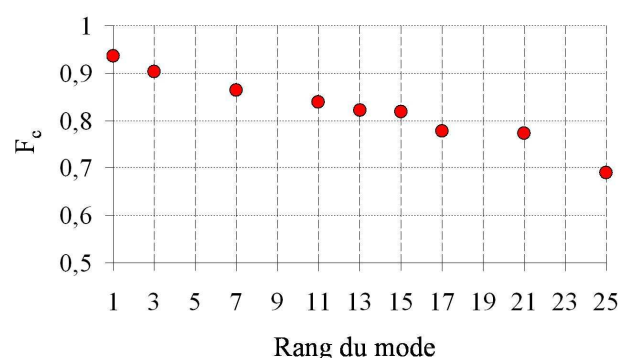


Figure II.52: Evolution avec l'ordre des modes de la fraction d'énergie F_C couplée sur le cœur lorsque celui-ci est entouré de silice (cœur isolé).

La **figure II.53** rend compte de la fraction d'énergie couplée sur le cœur pour les différents modes étudiés selon que l'on considère le cœur isolé ou la structure complète. Son analyse démontre que de façon générale l'ajout de la microstructure accroît la délocalisation du champ de l'ensemble des modes, mode fondamental compris. Ce phénomène est une conséquence directe des recouvrements intermodaux qui permettent, même en dehors des accords de phase, des échanges d'énergie entre les modes du cœur et les modes établis dans les inclusions. Cela étant, l'ampleur de cette délocalisation dépend clairement du mode considéré. Ainsi, les modes 3, 7, 11 et 25 sont nettement plus délocalisés que les autres modes de la structure.

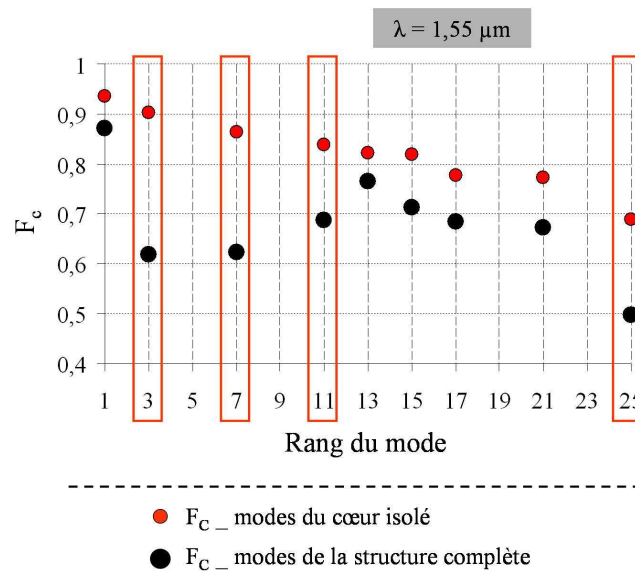


Figure II.53: Fraction d'énergie présente dans le cœur actif pour chaque mode du cœur isolé (points bleus) et de la structure complète (points rouges).

La **figure II.54** présente les courbes de dispersion des modes établis dans le cœur isolé, auxquelles nous avons superposé les bandes de la microstructure.

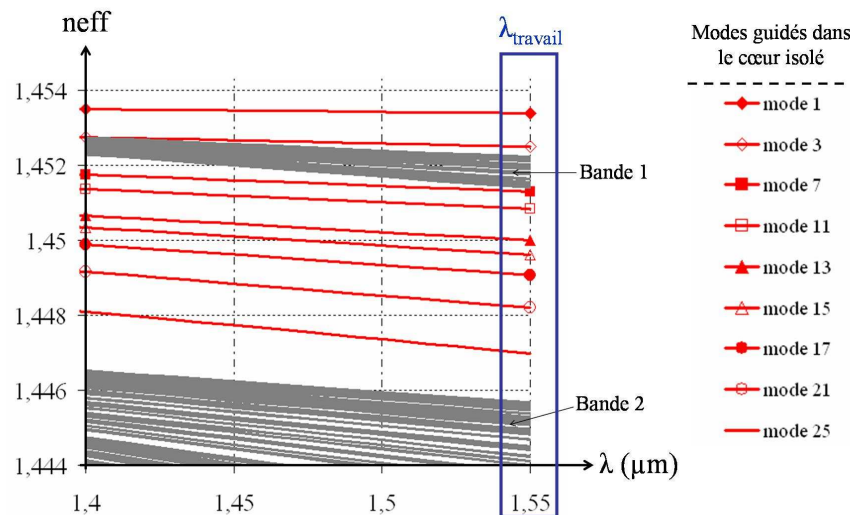


Figure II.54: Courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé superposées aux bandes de la microstructure.

On constate alors que 3 des 4 modes présentant les plus fortes délocalisations sont en quasi accord de phase avec les supermodes de la première bande (modes 3, 7 et 11). Pour ce qui est du mode n°25, la **figure II.53** révèle un confinement du champ particulièrement faible (en comparaison des autres modes), autorisant alors des recouvrements plus importants avec les modes des inclusions, même si ce mode ne présente pas d'accord de phase à la longueur d'onde d'étude. De plus, étant donné la proximité de son indice effectif avec la seconde bande à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, on peut s'attendre à ce que son énergie soit délocalisée d'avantage sur les modes d'ordre $q = 2$ (famille LP_{11}), que sur les modes d'ordre $q = 1$ des inclusions. Ces hypothèses devraient être confirmées par le calcul du facteur de transfert F^2 .

II.4.1.2.b. Calcul du facteur de transfert F^2 pour 6 guides composites constitués du cœur & d'une inclusion de la première couronne

Nous avons évalué comme précédemment (§ III.2.1.1.c) l'amplitude des transferts d'énergie entre le cœur et les plots de la microstructure. Les composantes E_x des champs des modes d'ordre supérieur présentent des distributions complexes et différentes les unes des autres. Il est donc délicat de ne considérer qu'une seule inclusion de la première couronne pour mener ces calculs. Toutefois, du fait des symétries de la structure (forme hexagonale du cœur), la prise en compte de 6 des 12 inclusions constituant la première couronne semble assurer la validité des calculs. Nous avons donc mené les études successives des 6 guides composites

formés du cœur et de chacune des 6 inclusions. A chaque fois, ont été calculés les facteurs F^2 de transfert d'énergie entre les modes guidés dans le cœur à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ (9 des 25 premiers : 1, 3, 7, 11, 13, 15, 17, 21 et 25) et les 6 premiers modes établis dans chacune des 6 inclusions. Ces derniers composent les familles LP_{01} et LP_{11} des modes guidés dans les inclusions et constituent la base des supermodes formant les 2 premières bandes de la microstructure. La **figure II.55** présente les résultats de cette étude. Pour chaque mode du cœur nous avons calculé la moyenne des facteurs F^2 de transfert d'énergie avec :

- l'ensemble des modes de la famille LP_{01} (a) des 6 inclusions,
- l'ensemble des modes de la famille LP_{11} (b) des 6 inclusions.

Enfin nous avons évalué la moyenne totale, en ajoutant les contributions des modes des familles LP_{01} et LP_{11} pour chaque mode guidé dans le cœur (c).

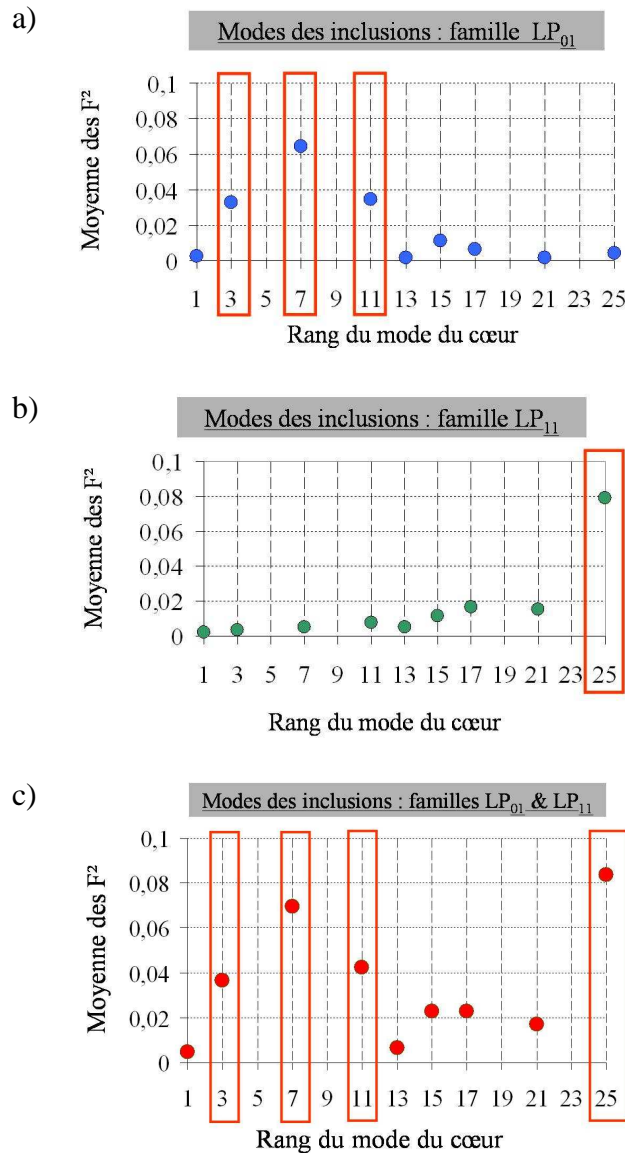


Figure II.55: Moyenne des F² s'opérant entre les 9 modes du cœur considérés et les modes de 6 plots de la première couronne :

- a) uniquement les modes de la famille LP₀₁ guidés dans les plots,*
- b) uniquement les modes de la famille LP₁₁ guidés dans les plots,*
- c) ensemble des modes des familles LP₀₁ et LP₁₁.*

II.4.1.2.c. Discussion

L'analyse de la **figure II.55** confirme les hypothèses précédemment évoquées. Les modes 3, 7, 11 et 25 présentent les facteurs F² les plus importants (en moyenne) (**figure II.55-c**). De plus, c'est effectivement avec les modes de la première bande (LP₀₁ dans les inclusions) que

les modes 3, 7 et 11 échangent leur énergie, quand le mode 25 l'échange préférentiellement avec les modes de la seconde famille. Notons de plus, que les modes de rang 17 et 21 ($q = 4$ et $q = 5$ respectivement), dont les indices effectifs ne présentent pas de proximité particulière avec l'une ou l'autre des bandes (pas d'accord de phase), possèdent toutefois des F^2 plus importants avec les modes de la seconde bande. Ces dernières constatations mettent en lumière l'augmentation des recouvrements intermodaux avec l'« ordre » de la bande. En effet, le confinement des champs diminue avec l'ordre croissant des modes, nous l'avons déjà démontré. Si ce phénomène favorise les recouvrements intermodaux au sein de la gaine pour les modes d'ordre supérieur (bandes plus larges), il implique de plus, nécessairement un meilleur recouvrement de ces mêmes modes avec ceux du cœur. Notons que dans la structure que nous avons optimisée, ce phénomène est exacerbé. En effet, la **figure II.54** démontre que la seconde bande « croise » l'indice de la silice ($n(\lambda) = 1,444 = \text{constante}$, la dispersion n'étant pas prise en compte), ce qui signifie que les modes la composant sont proches de leur coupure, leur confinement est donc relativement faible. Cette propriété particulière permet une meilleure délocalisation de certains des modes d'ordre supérieur, malgré un désaccord de phase. C'est pourquoi, il paraît intéressant, lors de l'optimisation d'une telle structure, de maintenir de larges bandes, à condition bien entendu, qu'elles n'affectent que les modes d'ordre élevé et restent suffisamment éloignées de la courbe de dispersion du mode fondamental.

Notons enfin, que plus le cœur sera large, plus la discrimination entre les deux premiers modes sera délicate, les écarts indiciels diminuant avec l'augmentation des dimensions du guide. La délocalisation du second mode devra donc se faire par le biais d'une bande étroite, constituée de modes bien confinés dans les inclusions, et donc peu couplés entre eux (au sein de la microstructure) et par voie de conséquence, peu couplés avec les modes du cœur.

Nous avons démontré dans cette partie que l'amplitude des couplages intermodaux entre le cœur et les inclusions d'une part et entre les inclusions d'autres part influençait l'amplitude des délocalisations occasionnées sur les champs des différents modes. C'est pourquoi, il apparaît important à ce stade de l'étude d'analyser l'influence du nombre de couronnes sur la qualité spatiale du faisceau émis.

II.4.2. Influence du nombre de couronnes sur le comportement modal d'une structure LHDC

II.4.2.1.a. Influence sur le mode fondamental

Dans un premier temps, seul le mode fondamental a été considéré. Nous avons alors calculé l'évolution en fonction de λ , de la fraction d'énergie présente dans le cœur de la structure, lorsque le nombre de couronnes varie. Les 3 structures étudiées sont constituées de 4, 2 et 1 couronne(s) d'inclusions et présentent des maillages identiques sur les différentes zones concernées (**figure II.56**).

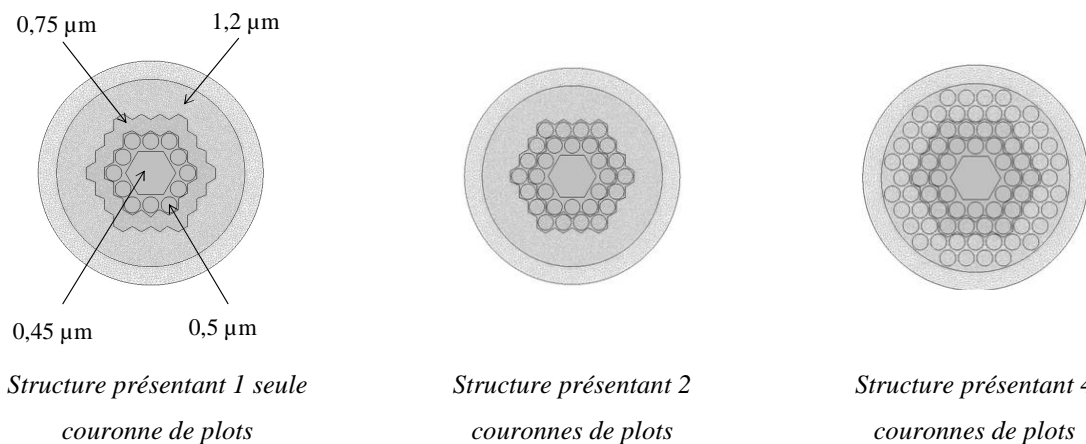


Figure II.56: Présentation des 3 structures étudiées dans le cadre de l'analyse de l'influence du nombre de couronnes sur la propagation des modes.

Les résultats de cette étude sont résumés sur la **figure II.57**. Ils démontrent que l'amplitude de la délocalisation de l'énergie au synchronisme cœur-plots, augmente avec le nombre de couronne(s). Ceci s'explique simplement en considérant le fait que l'énergie se répartit par un phénomène de battements, sur l'ensemble des guides susceptibles de résonner. Or, les inclusions de la microstructure sont couplées entre elles. Par conséquent, la fraction d'énergie demeurant couplée sur le cœur diminue à mesure qu'augmente le nombre de couronne(s). Il s'avère en outre, que la délocalisation s'opère sur une plage de longueurs d'onde d'autant plus large que le nombre de couronnes est important. En effet, le nombre de supermodes susceptibles de s'établir dans la gaine croît avec le nombre de guides les générant. Par conséquent, les bandes autorisées s'élargissent et/ou se densifient à mesure que l'on ajoute des couronnes. Les conditions d'accord de phase s'en trouvent alors modifiées.

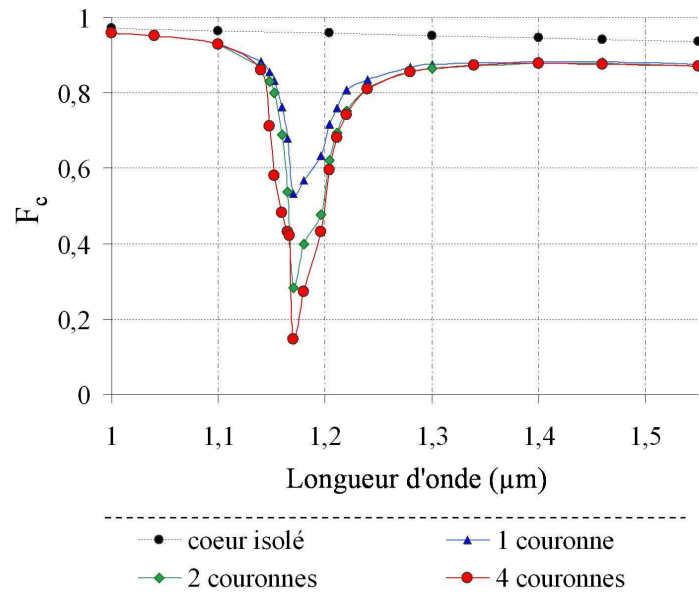


Figure II.57: Evolution de F_c pour le mode fondamental de la structure LHDC, en fonction de la longueur d'onde et du nombre de couronnes de la microstructure.

Toutefois, il est important de noter qu'en dehors du synchronisme, le confinement du mode fondamental dans le cœur de la structure n'est quasiment pas perturbé par l'ajout ou le retrait de couronnes dans la gaine. Cette constatation confirme une fois de plus, la très faible influence de la microstructure sur ce mode.

II.4.2.1.b. Influence sur l'ensemble des modes

S'il s'avère que la gaine n'a que peu d'influence sur le mode fondamental, ce n'est, en revanche, pas le cas de tous les modes d'ordre supérieur. En effet, l'élargissement des bandes qu'engendre l'augmentation du nombre d'inclusions affecte inévitablement la propagation des modes qui leur sont les plus proches (en terme d'indices effectifs). Pour rendre compte de cet élargissement et de son influence, nous avons étudié les premier et dernier supermodes de la première bande générée par 1, 2 puis 4 couronne(s) en les supposant entourée(s) de silice uniquement (sans cœur). Sont représentées sur la figure II.59 les évolutions de leurs indices effectifs (parties réelles) en fonction de la longueur d'onde.

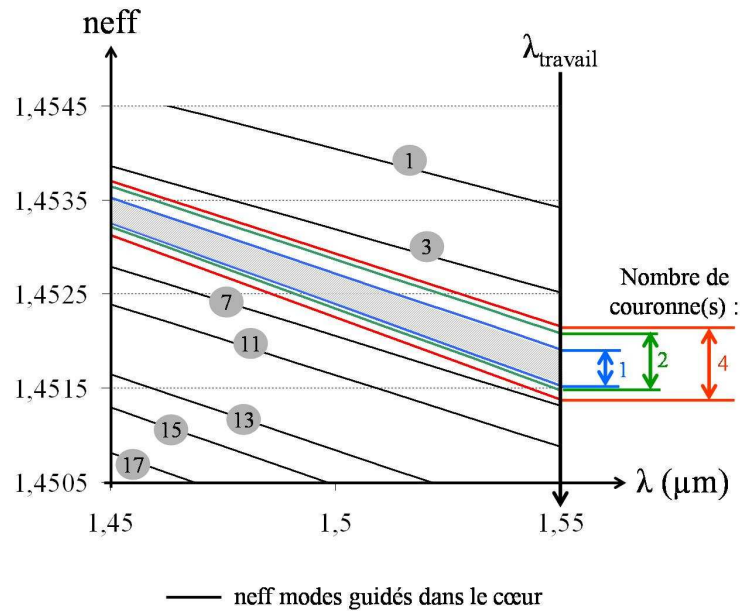


Figure II.58: Evolution avec λ de la largeur de la première bande caractéristique de la microstructure comportant : 1 couronne (bleu), 2 couronnes (vert) et 4 couronnes (rouge), superposée aux courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur (en noir).

L'étude de cette figure révèle que l'élargissement de la bande s'opère en premier lieu et de façon plus importante sur le « bord haut » de cette dernière, c'est-à-dire pour les indices effectifs les plus élevés. Cette modification permet, le nombre de couches augmentant, une hausse des transferts d'énergie entre le mode 3 guidé initialement dans le cœur et les supermodes de la première bande (**figure II.58**). La **figure II.59** représentant l'évolution de F_C avec le nombre de couronnes pour les 9 modes étudiés à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, confirme cette hypothèse. Elle démontre de plus, que les conclusions établies dans le cadre de l'étude du seul mode fondamental demeurent, de manière générale, vérifiées. Ainsi, l'ensemble des modes d'ordre supérieur sont quasiment insensibles à l'ajout de couronnes. Seuls ceux subissant des transferts d'énergie suffisants avec les supermodes guidés dans les plots (modes 3, 7, 11 et 25) souffrent de l'augmentation du nombre d'inclusions pour les raisons précédemment évoquées.

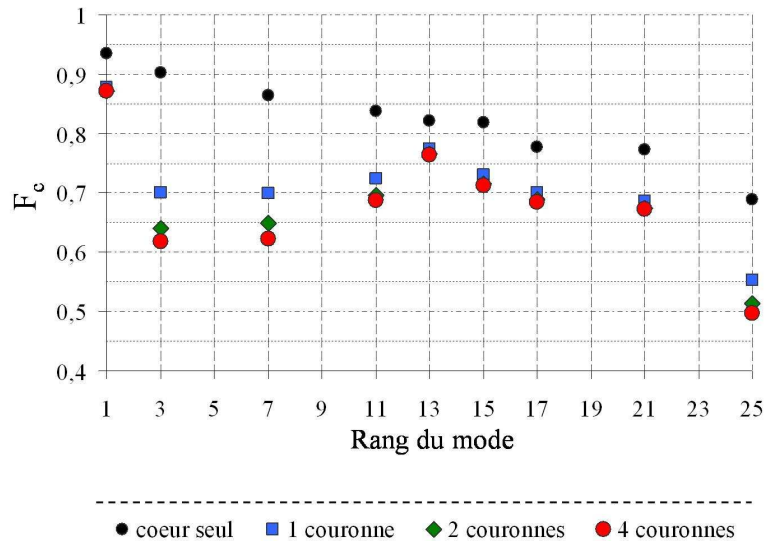


Figure II.59: Evolutions des F_c avec le nombre de couronne(s) considérés pour l'ensemble des modes étudiés à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

En résumé, l'ajout de couronnes provoque un élargissement des bandes autorisées de la microstructure, favorisant le couplage entre les supermodes les composant et les modes du cœur dont les indices effectifs en sont les plus proches. Les champs de ces derniers (modes 3, 7, 11 et 25 en l'occurrence) peuvent alors subir des délocalisations plus importantes. On remarque cependant que si le passage de 1 à 2 couronnes permet de diminuer significativement le confinement des modes couplés, l'ajout de 2 couronnes supplémentaires (4 couronnes) est déjà beaucoup moins significatif. Il s'avère de plus, que l'influence du nombre de couronnes constituant la gaine sur le confinement des autres modes reste très limitée. Ce paramètre ne sera donc pas un critère décisif du caractère unimodal du faisceau émis par la fibre que nous avons optimisée.

Nous proposons de terminer l'étude des caractéristiques modales de la structure LHDC optimisée, en analysant l'influence des courbures de la fibre. Les caractéristiques optiques et géométriques de la structure ont été choisies et optimisées de sorte à autoriser un fort dopage du cœur tout en garantissant la qualité spatiale de l'émission. Le fait d'assurer un volume actif important présente l'avantage d'autoriser une grande efficacité sur une faible longueur de fibre. Il devrait être ainsi possible de limiter les courbures de la fibre lors de son utilisation. Il apparaît cependant intéressant de caractériser leur influence, dans le cas où ces dernières ne pourraient être évitées.

II.4.3. Influence des courbures sur la qualité spatiale de l'émission à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

L'atout majeur des lasers fibrés, outre leur grande efficacité, réside dans leur compacité. Il est donc important d'évaluer la sensibilité du filtrage modal aux perturbations engendrées par d'éventuelles courbures.

Nous avons, dans ce but, estimé l'évolution de la fraction d'énergie F_C portée par les différents modes lorsque la fibre est courbée. Nous avons utilisé pour simuler la fibre courbée, une transformation conforme [HEI75; MAR82; TAY84] qui permet de représenter le guide courbé par un guide rectiligne équivalent dont le profil d'indice est donné par la relation suivante :

$$n_{eq}(r) = n(r) \left(1 + \frac{r}{R} \right), \quad (\text{II.23})$$

avec $n(r)$ et R respectivement le profil d'indice de la fibre droite et le rayon de courbure qui lui est appliqué.

Les profils d'indice de la fibre droite et du guide équivalent sont représentés sur la **figure II.60**.

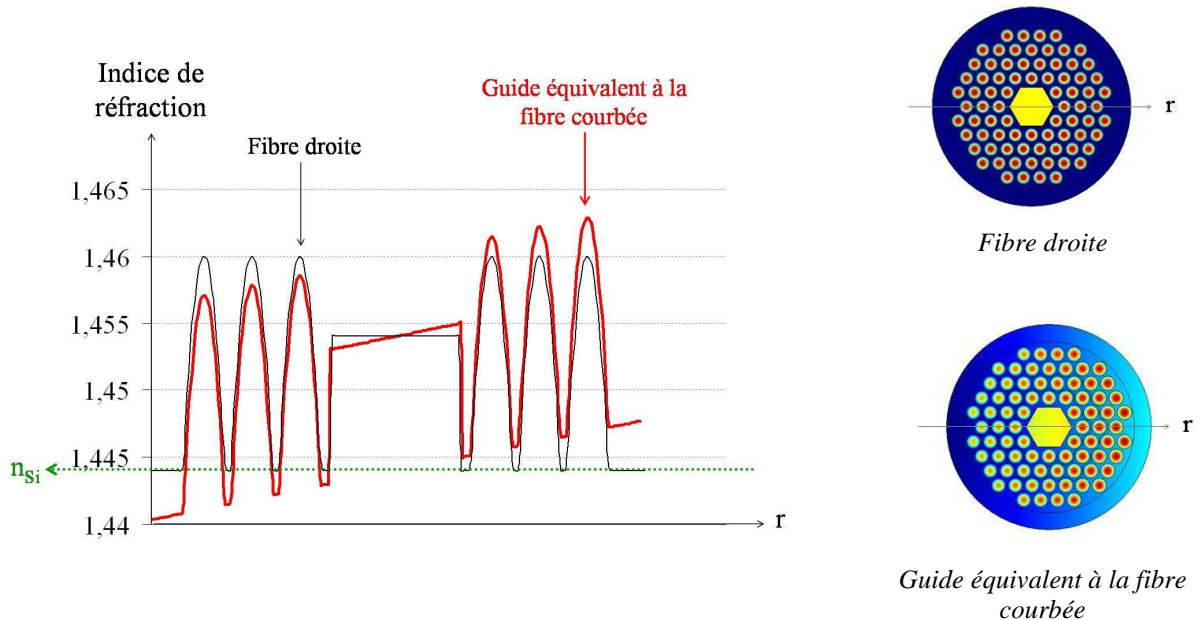


Figure II.60: Profils d'indice de la fibre droite et du guide équivalent à la fibre courbée.

Il est très délicat de quantifier l'influence des courbures sur les bandes, le logiciel MPB ne pouvant les intégrer pour mener les calculs. Quoiqu'il en soit l'étude réalisée, dont les

résultats sont présentés sur la **figure II.61**, démontre que les perturbations engendrées sur les différents guides exacerbent en premier lieu les couplages existants sur la fibre tendue. Ainsi les modes 3, 7 et 11 sont rapidement affectés par les courbures. On constate cependant que les caractéristiques modales de la fibre tendue sont conservées tant que le rayon de courbure R reste supérieur à 4 cm (noté R_c pour rayon critique, sur la **figure II.61**). En effet, dans ces conditions les différents modes semblent peu perturbés par les courbures, à l'exception de ceux déjà délocalisés vers la gaine dans la fibre tendue.

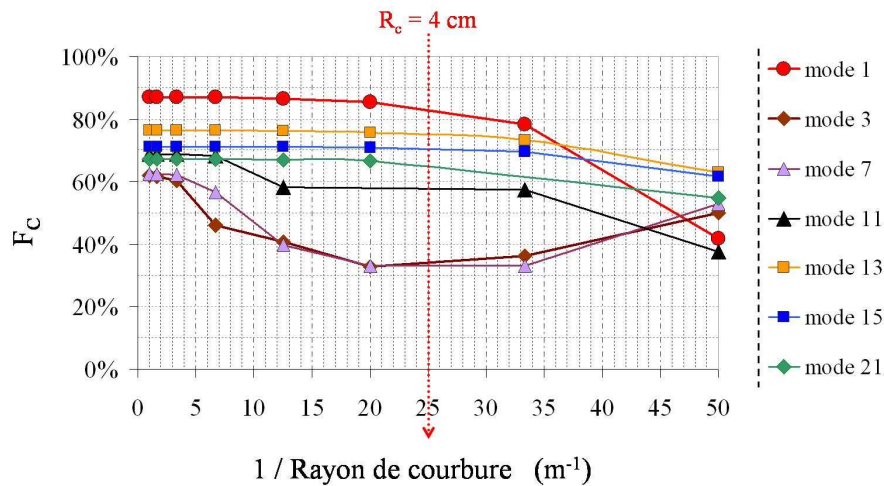


Figure II.61: Evolution de F_c avec le rayon de courbure de la fibre pour l'ensemble des modes guidés dans la structure complète.

Les figures de champ présentées sur la **figure II.62** sont celles du mode fondamental calculé par la FEM, lorsque le rayon de courbure appliqué est de 4 cm (a), et lorsqu'il atteint 2 cm (b). Leur comparaison confirme la faible délocalisation du champ du mode fondamental pour le rayon que nous avons fixé comme étant le rayon critique.



Figure II.62: Normes du champ électrique du mode fondamental pour des rayons de courbure de 4 cm (a) et 2 cm (b).

Étant donné que l'unimodalité de l'émission est dépendante de l'amplitude de la délocalisation du champ du cœur vers les inclusions, nous pouvons attendre une relative

immunité de la qualité spatiale de l'émission aux inévitables courbures de la fibre, tant que R demeure supérieur à 4 cm.

II.4.4. Extrapolation du principe : adaptation de la structure

Nous voyons que la structure que nous avons optimisée supporte un mode d'ordre élevé, le mode de rang 13 ($q=4$) qui demeure faiblement délocalisé quel que soit le nombre de couronnes, et qui souffre peu des courbures. En effet, même lorsque le rayon de courbure devient suffisamment petit pour provoquer une délocalisation importante du mode fondamental ($R < R_C$), le confinement du mode 13 reste quasi-inchangé. Par conséquent, même si ce mode présente une distribution radiale relativement différente de celle du mode fondamental, favorisant donc l'action de potentielles rétroactions sélectives, il est envisageable qu'il perturbe la qualité de l'émission. C'est pourquoi, nous avons envisagé une adaptation de la structure permettant d'accroître la discrimination modale. Il s'agit de diviser la microstructure en deux régions constituées de plots différents. On peut dans ce cas espérer profiter de deux « systèmes » de bandes, un pour chaque microstructure. Ces bandes certes moins larges que dans le cas d'une microstructure unique (moins de guides en jeu), doivent permettre si elles sont ajustées, de filtrer un nombre plus important de modes. La structure adaptée est présentée sur la **figure II.63**, les paramètres opto-géométriques du cœur sont inchangés et les caractéristiques des deux types d'inclusions employées sont répertoriées dans le **tableau II.13**.

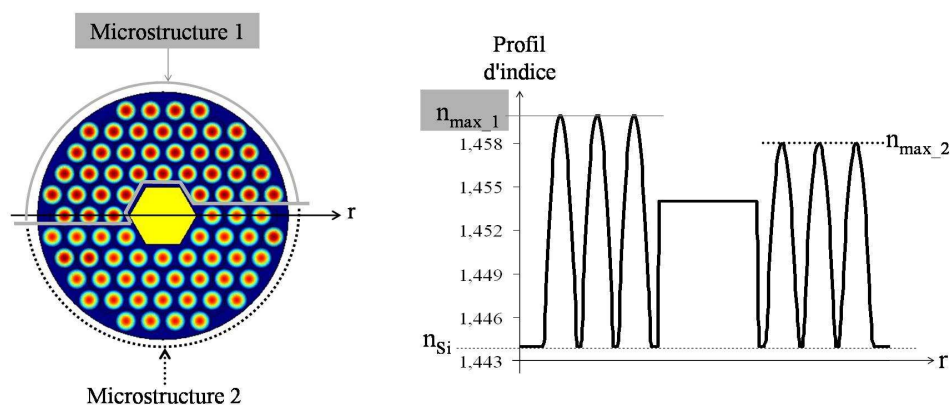


Figure II.63: Représentation schématique de la section transverse et du profil d'indice de la structure adaptée.

Caractéristiques générales (microstructures 1 & 2)	Profil d'indice des inclusions :	Parabolique
	Pas :	10 μm
	r_D :	r_{23}
Indice maximal des inclusions	Microstructure 1 :	$n_{\text{max}_1} = n_{\text{Si}} + 0,016$
	Microstructure 2 :	$n_{\text{max}_2} = n_{\text{Si}} + 0,014$

Tableau II.13: caractéristiques des microstructures constituant la structure adaptée.

On conserve la moitié de la microstructure précédemment optimisée de façon à garantir la délocalisation des modes 3, 7 et 11 tandis que l'autre moitié est modifiée. La **figure II.64** présente les courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé superposées à celles des modes guidés dans une inclusion extraite d'une part, de la microstructure 1 (a) et d'autre part, de la microstructure 2 (b). Leur analyse démontre un quasi-accord de phase entre le mode $q = 1$ supporté par une inclusion de la microstructure 2 et les modes $q = 3$ et $q = 4$ établis dans le cœur. Ces derniers (en particulier le mode 13) doivent donc présenter des délocalisations plus importantes.

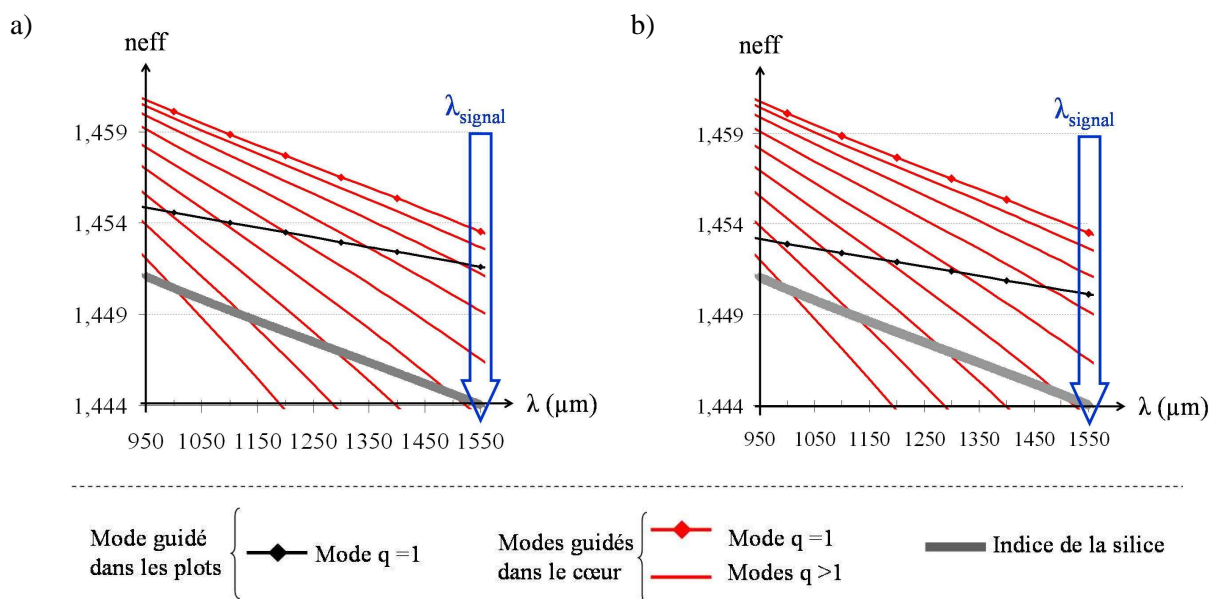


Figure II.64: Courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé et dans une inclusion extraite :

a) de la microstructure 1,

b) de la microstructure 2.

Nous avons mené une étude FEM de cette nouvelle structure et calculé les fractions F_C correspondant aux différents modes. La **figure II.65** résume les résultats obtenus. Leur analyse révèle le bien fondé de la démarche employée.

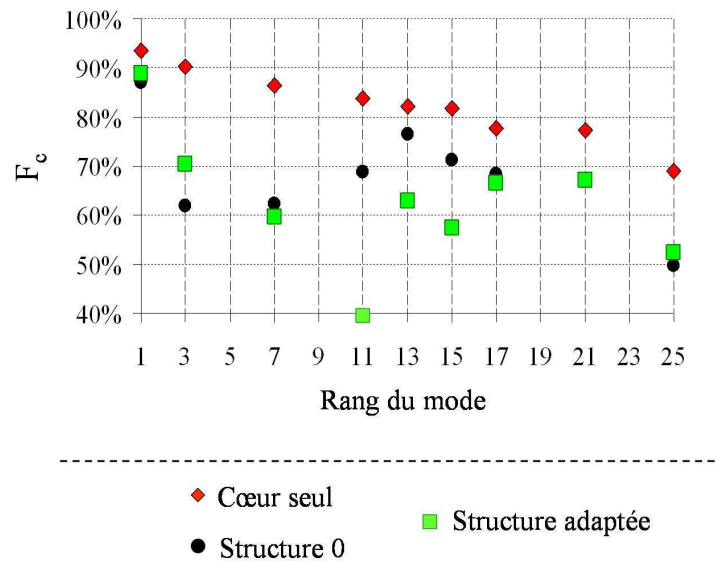


Figure II.65: Valeurs des fractions F_C des modes étudiés, guidés dans le cœur isolé (losanges rouges), dans la structure 0 (ronds noirs) et dans la structure adaptée (carrés verts).

La structure adaptée affecte significativement le confinement du mode 13. On constate que le mode le moins délocalisé est dans ce cas, le mode 3, sa fraction F_C est alors séparée de près de 20 % de celle du mode fondamental. Le mode 3 est certes moins délocalisé dans cette structure que dans la précédente, mais sa fraction F_C demeure bien inférieure à celle du mode fondamental. De plus, il devrait conserver une forte sensibilité aux courbures permettant de diminuer davantage son confinement.

Il est en conclusion, envisageable de concevoir des structures plus complexes permettant de combiner les actions de plusieurs systèmes de bandes pour évacuer un nombre maximum de modes d'ordre supérieur, du cœur vers la microstructure.

Notre étude n'a concerné jusqu'à présent, que les caractéristiques du faisceau émis. Rappelons cependant que la puissance qu'il portera sera directement liée à la qualité du pompage opéré. Il apparaît en conséquence important de s'assurer que l'onde de pompe couplée sur la gaine interne sera efficacement absorbée par le cœur de la structure. C'est ce que nous proposons de vérifier dans ce qui suit.

III. Etude de la propagation de l'onde de pompe dans la structure

Le cœur de la fibre réelle sera constitué de silice dopée aux ions erbium ou ytterbium et devra par conséquent, être pompé autour de $\lambda = 980$ nm. Il est de plus souhaitable d'opérer un pompage par la gaine afin de profiter d'une onde de pompe suffisamment puissante. C'est pourquoi, la structure constituée du cœur et des 4 couronnes de plots haut indice sera entourée d'une gaine externe bas indice constituée soit d'un polymère, soit d'une couronne de trous d'air. Notre étude porte sur ce second cas qui, comme nous l'avons déjà souligné permet d'accéder à de fortes ouvertures numériques et par voie de conséquence, à de fortes densités de puissance de pompe. L'onde de pompe sera donc couplée sur l'ensemble *cœur + gaine microstructurée*. Son guidage et son absorption par le cœur dopé vont de fait, dépendre de la qualité des couplages s'opérant entre le cœur actif et la microstructure.

III.1. Présentation de la méthode BPM

La méthode du faisceau propagé est couramment utilisée pour simuler la propagation d'une onde dans un guide optique complexe de forme quelconque et de profil d'indice pouvant varier longitudinalement. Elle permet d'accéder, à chaque abscisse z , à la distribution transverse de l'amplitude complexe du champ se propageant dans le guide.

Les algorithmes de BPM sont basés soit sur des différences finies (Finite Difference BPM : FD-BPM), soit sur des transformées de Fourier rapides (Fast Fourier Transform-BPM : FFT-BPM) [TER97], ce qui est notre cas.

Son principe physique repose sur la constatation suivante : la lumière se propageant dans une structure guidante est sujette à deux influences distinctes :

- la diffraction (de par sa nature ondulatoire),
- les réflexions aux différentes interfaces du guide, imposant aux rayons parcourant le guide différents déphasages dépendants de la position (x, y) sur une section transverse ($z = \text{constante}$).

Bien que ces phénomènes agissent continûment sur l'onde au cours de sa propagation, il est possible de les considérer séparément. Il est alors indispensable de diviser l'espace sur lequel l'onde se propage en petits segments de longueur Δz . Le milieu continu est alors conceptuellement remplacé par une juxtaposition de lentilles séparées par des portions de

milieux homogènes, dont l'indice de réfraction n_i est une moyenne de la distribution $n(x, y, z)$ de la zone correspondante dans le guide initial (**figure II.66**).

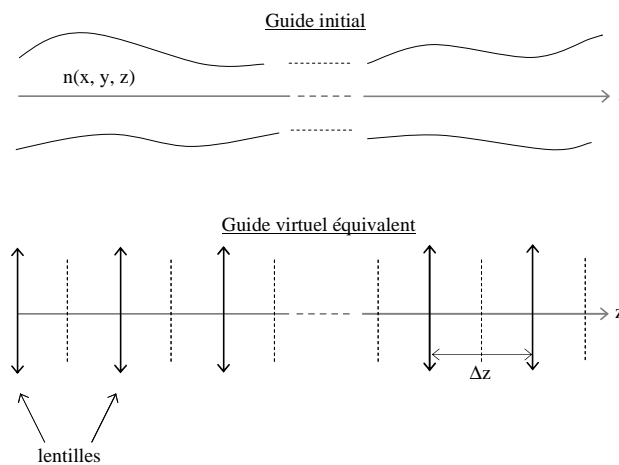


Figure II.66: Représentations schématiques du guide d'onde initial et son guide équivalent.

Bien entendu, les lentilles ne sont pas de simples lentilles sphériques, mais des composants plus complexes englobant l'ensemble des propriétés du milieu caractérisé par la distribution d'indice $n(x, y, z)$.

Avant de débuter une simulation, les paramètres suivants seront à définir :

- distribution transverse du champ d'excitation appliqué sur la face d'entrée du guide : $\psi(x, y, z=0)$,
- profil d'indice de réfraction du guide étudié,
- longueur d'onde de travail,
- longueur du guide considérée,
- pas de propagation Δz .

En ce qui concerne ce dernier point (pas de propagation), des études préalables menées au laboratoire ont démontré qu'un pas voisin de $0,3 \mu\text{m}$ garantissait la cohérence des résultats. Nous avons choisi cette valeur pour l'ensemble des calculs réalisés.

Enfin, la section transverse du guide simulé sera décomposée en secteurs élémentaires d'indice de réfraction constant. Il est important de veiller à ce que les plus fins détails de la microstructure (notamment les inclusions) soient suffisamment discrétisés. Cela étant, les inclusions présentant un profil d'indice parabolique, donc des lentes variations indicielles, la microstructure sera moins sensible à la discrétisation que dans le cas de profils à saut d'indice.

Ainsi, dans le but de limiter le temps et la mémoire alloués aux calculs nous avons choisi de décomposer la fenêtre d'étude en 256×256 pixels, ce qui garantit 13 pixels par inclusion. Notons, que lorsque la fenêtre est ainsi discrétisée et que le pas de calcul est fixé à $0,3 \mu\text{m}$, le temps de calcul pour une propagation des ondes sur 1 mètre de fibre est voisin de 48 heures.

III.2. Validation de la méthode : étude de la propagation des modes à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Nous avons modélisé grâce à la méthode du faisceau propagé, la propagation sur 1 mètre, de différents modes guidés dans la structure : les n°1, 3, 7, 11, 13 et 25.

Nous avons créé une fenêtre carrée de $130 \mu\text{m}$ de côté dont le profil indiciel et les paramètres opto-géométriques sont présentés sur la **figure II.66** et dans le **tableau II.13**. Cette fenêtre est décomposée en 256×256 pixels sur lesquels vont être évalués les champs. La structure étudiée jusqu'à présent (comportant 4 couronnes de plots) est entourée d'une zone absorbante dont l'indice de réfraction est celui de la matrice (silice).

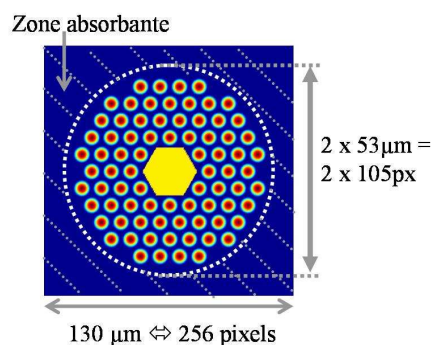


Figure II.67: Profil d'indice de la structure modélisée.

Les composantes E_x des 7 champs dont nous avons étudié la propagation à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$, sont présentées sur le **tableau II.14**. Elles ont été calculées par la méthode des éléments finis, avant de tenir lieu d'excitation pour les simulations BPM. Les résultats de cette étude sont résumés sur la **figure II.67** représentant les évolutions des puissances relevées sur l'intégralité de la fenêtre d'analyse.

Paramètres	Valeurs
Taille de la fenêtre (px)	256
Taille de la fenêtre (μm)	130
Longueur de la fibre (m)	1
Pas de calcul (μm)	0,3
Longueur d'onde de travail (nm)	1550

1 px \Leftrightarrow 0,51 μm

Caractéristiques de la zone absorbante

Coefficient d'absorption extérieur (dB/m)	$\sim 5,8 \cdot 10^6$
Rayon d'absorption extérieur (px)	105

Tableau II.14: Paramètres de la structure modélisée.

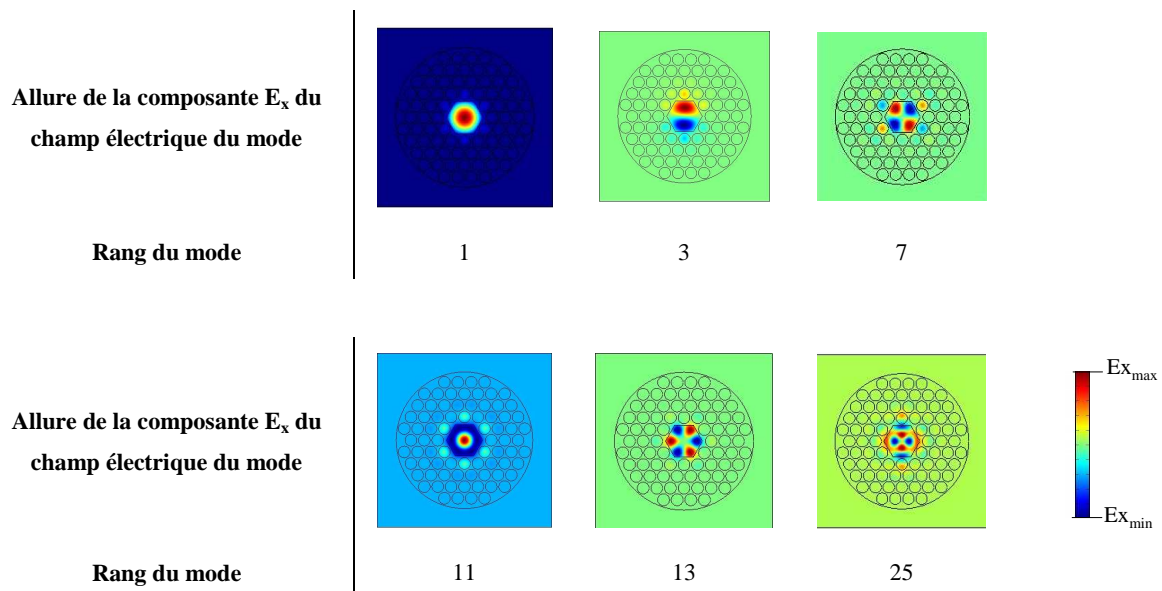


Tableau II.15: Allures des composantes E_x des modes dont la propagation est étudiée par la méthode BPM.

Afin de faciliter la comparaison des différents résultats, nous avons rappelé sur la **figure II.68** les valeurs moyennes des F^2 calculés pour chaque mode (cf. § II.3.1.2.b). On constate alors la très bonne concordance des résultats obtenus dans les deux études. En effet, l'atténuation des modes est pour cette étude, proportionnelle à la fraction d'énergie qui atteint la couche absorbante entourant la microstructure. On constate ainsi que les modes sont d'autant plus atténués au cours de leur propagation que le facteur F^2 qui leur est associé est important.

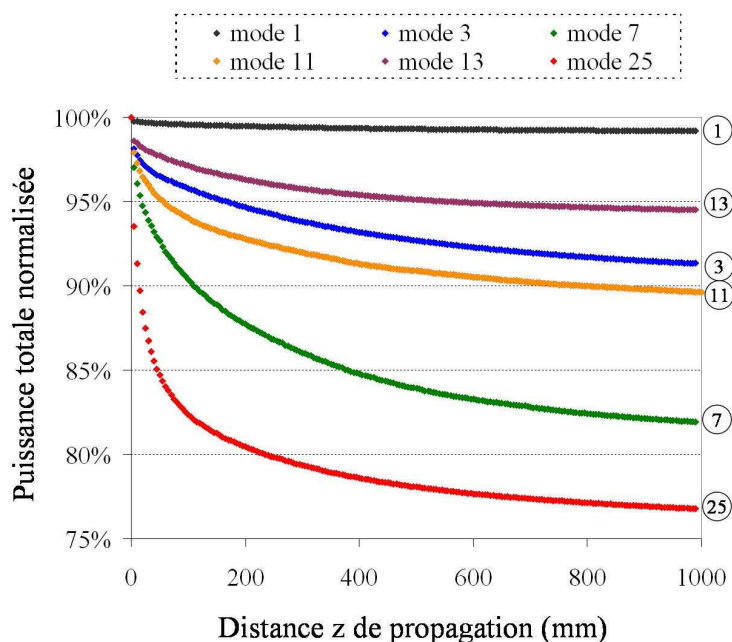


Figure II.68: Evolution de la puissance totale au cours de la propagation sur 1 mètre de chacun des modes du cœur injectés séparément.

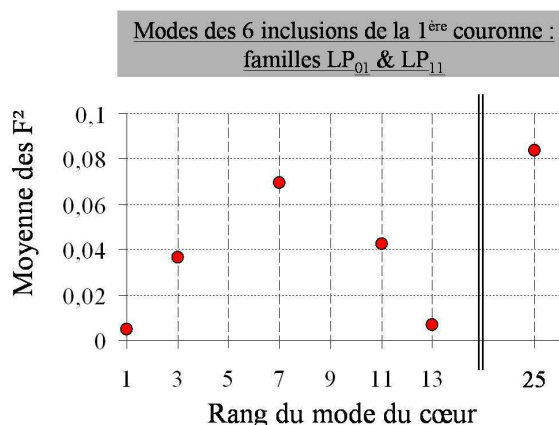


Figure II.69: Rappel de la moyenne de F^2 pour chacun des modes dont la propagation est étudiée.

Le **tableau II.15** répertorie quant à lui, quelques unes des figures de champs (normes de E) des modes 1 et 7, relevées après différentes distances de propagation. On constate alors que l'énergie initialement présente essentiellement sur les plots de la première couronne (et le cœur) se répartit rapidement (quelques centaines de microns) sur l'ensemble des inclusions de la gaine microstructurée. Bien entendu, parce que le mode 7 présente un fort facteur F, la fraction d'énergie présente dans la microstructure est nettement plus importante que dans le cas du mode fondamental. On constate de plus, que la répartition globale de l'énergie entre le cœur et la microstructure fluctue au cours de la propagation. Ce phénomène traduit la

présence de battements entre le mode guidé dans le cœur et les modes guidés dans les inclusions. Ces derniers peuvent être clairement mis en évidence en étudiant la puissance présente dans le cœur seul de la structure, à condition cependant de diminuer le pas d'analyse. Nous avons donc mené cette étude pour les modes 1 et 7, en relevant la puissance tous les 50 μm sur 50 mm de propagation totale.

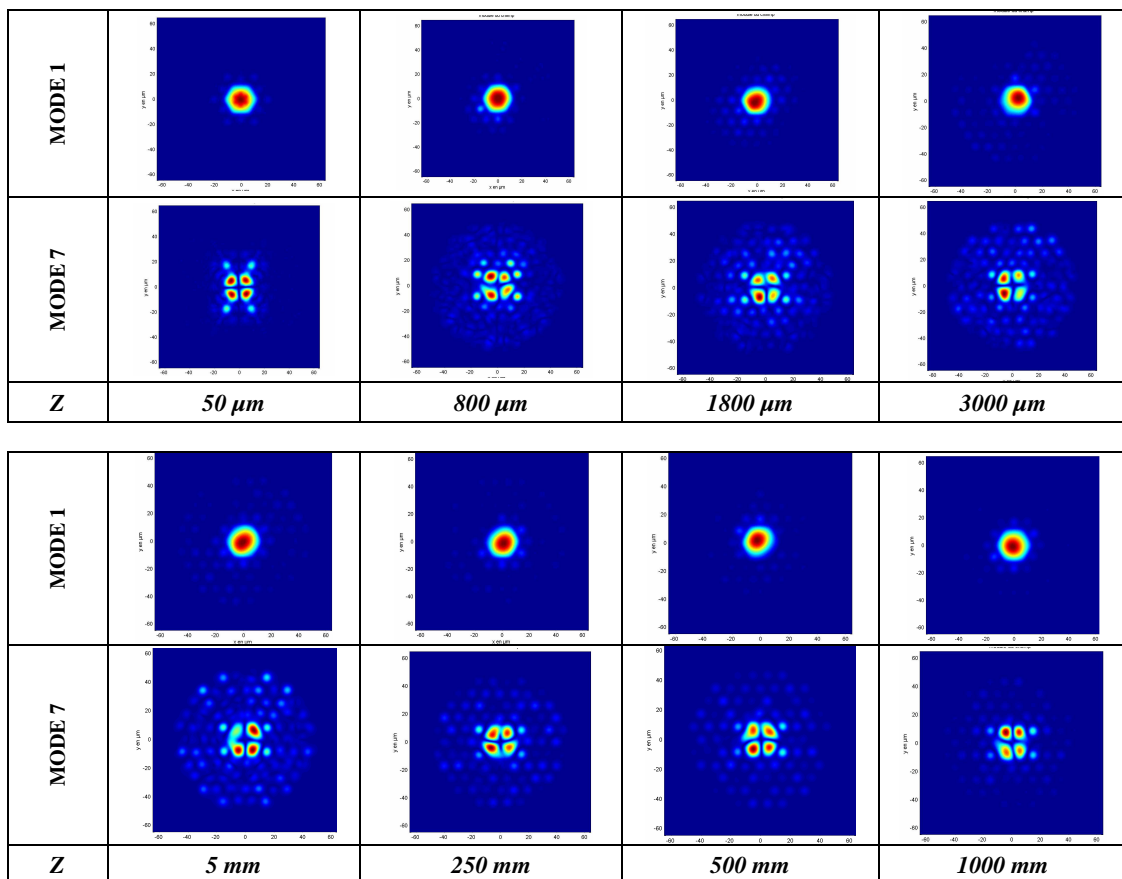


Tableau II.16: Evolutions des normes des champs électriques des modes 1 et 7 guidé dans la structure au cours de leur propagation.

Les longueurs de battement L_b (**relation AII.2.60**) ont été calculées pour les différents guides bi-cœurs que constituent le cœur associé à chacun des plots isolé de la première de la première couronne. En moyenne, elles valent 0,93 mm pour le mode 1 et 2,7 mm pour le mode 7, lorsque ceux-ci sont couplés avec les modes fondamentaux guidés dans les plots. Parce qu'elles sont millimétriques, quelques centimètres de propagation suffisent à observer la contribution des couplages cœur-plots. La **figure II.70** présente ce résultat sur 50 mm de propagation et démontre effectivement l'existence de battements. On constate que l'amplitude de ces derniers est nettement plus grande dans le cas du mode 7 qui présente rappelons-le, des conditions de couplage quasi-optimales à la longueur d'onde d'étude. Notons de plus que les

longueurs de battement moyennes calculées avec la **relation AII.2.60** sont en accord avec celles données par la BPM : $L_{b\text{-mode}1} \sim 1 \text{ mm}$ et $L_{b\text{-mode}7} \sim 2,5 \text{ mm}$ sur la **figure II.70**.

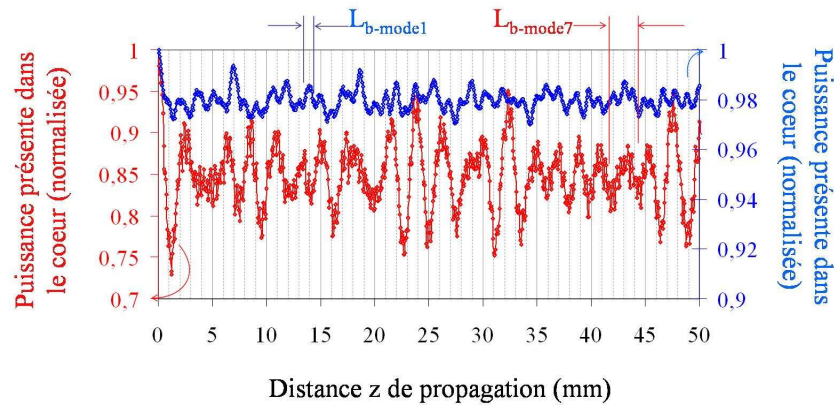


Figure II.70: Evolution sur 50 mm de propagation, des puissances présentes dans le cœur de la structure pour les modes 1(bleu) et 7(rouge).

L'étude de la propagation des différents modes supportés par le cœur à la longueur d'onde signal ($1,55 \mu\text{m}$) corrobore donc l'analyse précédemment menée. Elle nous permet ainsi de valider l'utilisation de la BPM pour caractériser la propagation des ondes dans la structure et en particulier, l'efficacité du pompage par la gaine.

III.3. Etude de la propagation de l'onde de pompage ($\lambda = 980 \text{ nm}$)

La **figure II.71** représentant les évolutions des parties réelles des indices effectifs des modes du cœur et des deux bandes révèle l'absence de couplages efficaces entre le cœur et les plots à $\lambda = 980 \text{ nm}$. Il s'avère en effet qu'à cette longueur d'onde, les modes du cœur étudiés jusqu'à présent ne présentent aucun accord de phase avec les supermodes de la microstructure. D'autre part, la faible largeur des bandes traduit un bon confinement des champs peu propice à l'établissement de forts recouvrements intermodaux. De fait, l'énergie couplée sur les modes des plots ne devrait pas participer au pompage du cœur actif. Il convient alors d'étudier en détail la propagation de l'onde de pompe afin de savoir si ce phénomène sera ou non limitant.

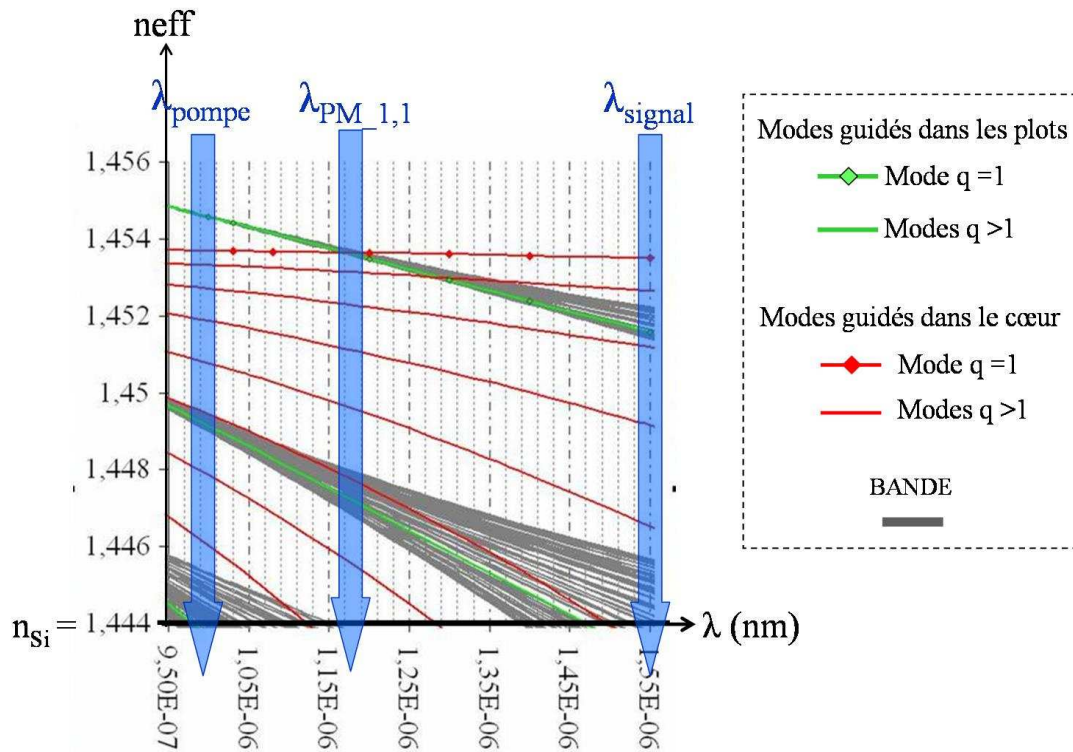


Figure II.71: Evolutions des indices effectifs (parties réelles) des modes guidés dans le cœur de la structure (en bleu) et dans la gaine microstructurée (bandes grises).

Nous avons modélisé la propagation de l'onde de pompe dans la structure complète entourée d'une gaine d'air, en distinguant 2 cas :

- Propagation du mode fondamental d'une inclusion,
- Propagation d'un speckle adapté à l'O.N. de la structure étudiée.

Dans ces deux cas, nous avons évalué la quantité d'énergie couplée sur le cœur en menant systématiquement deux séries de calculs. Pour la première, le cœur de la structure est considéré non absorbant et pour la seconde ce dernier présente un coefficient d'absorption non nul, pris égal à 533 dB/m. Le rapport des puissances obtenues en chaque pas de propagation donne accès au pourcentage de puissance absorbée par le cœur :

$$P_{\text{absorbée. par le coeur}} = 1 - \frac{P_{\text{TOTALE (coeur absorbant)}}}{P_{\text{TOTALE (coeur non absorbant)}} .$$

Il est à noter que la valeur du coefficient d'absorption du cœur est très élevée et n'est certes pas réaliste. Elle permet cependant d'effectuer l'étude sur une plus faible longueur de fibre, ce qui limite les temps de calcul.

Les caractéristiques opto-géométriques de la structure étudiée ainsi que les paramètres de modélisation sont présentés sur la **figure II.72** et dans le **tableau II.16**.

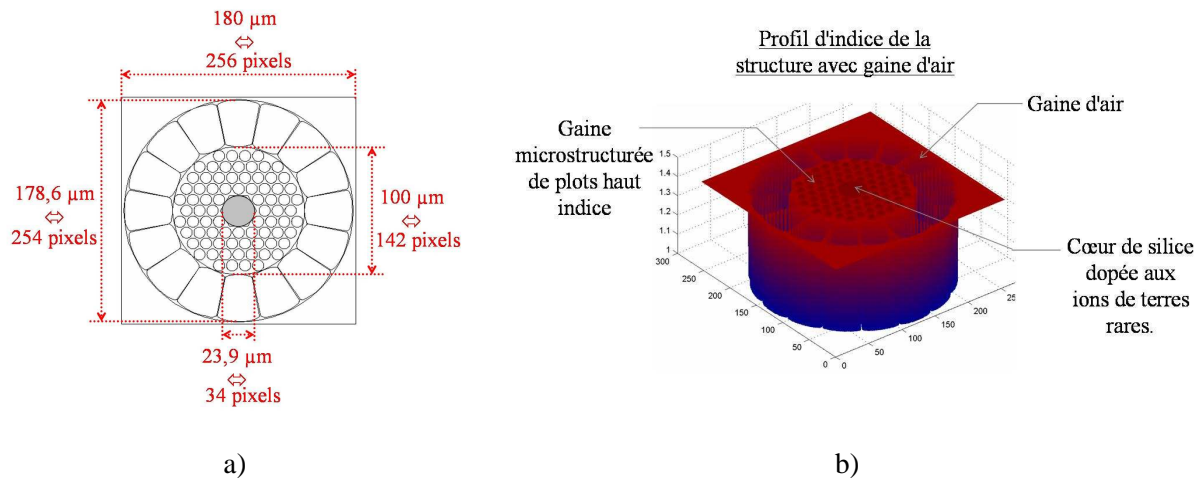


Figure II.72: Géométrie (a) et profil d'indice (b) de la structure modélisée pour l'étude de la propagation de la pompe.

Paramètres	Valeurs
Taille de la fenêtre (px)	256
Taille de la fenêtre (μm)	180
Longueur de la fibre (m)	1
Pas de calcul (μm)	0,3
Longueur d'onde de travail (nm)	980
Coefficient d'absorption du cœur (dB/m)	533
<u>Caractéristiques de la zone absorbante</u>	
Coefficient d'absorption extérieur (dB/m)	$\sim 5,8 \cdot 10^6$
Rayon d'absorption extérieur (px)	127

1 px \Leftrightarrow 0,7 μm

Tableau II.17: Paramètres de la structure modélisée à λ_{pompe} .

Nous avons dans un premier temps analysé la propagation du mode fondamental d'une inclusion, ce afin de vérifier quelle fraction d'énergie de l'onde de pompe couplée sur un plot participe au pompage du cœur actif. Dans un second temps nous avons étudié la propagation d'une excitation réaliste : un faisceau multimode adapté à l'ouverture numérique de la fibre.

III.3.1. Propagation du mode fondamental d'un plot

Pour observer la propagation du mode fondamental guidé dans une inclusion, nous avons en premier lieu créé ce champ excitateur. Pour ce faire, nous avons fait propager sur quelques dizaines de centimètres, une gaussienne de taille proche de celle du mode recherché, en la centrant sur le plot considéré. Nous avons ensuite « injecté » cette dernière dans la structure complète étudiée : cœur + microstructure + gaine d'air.

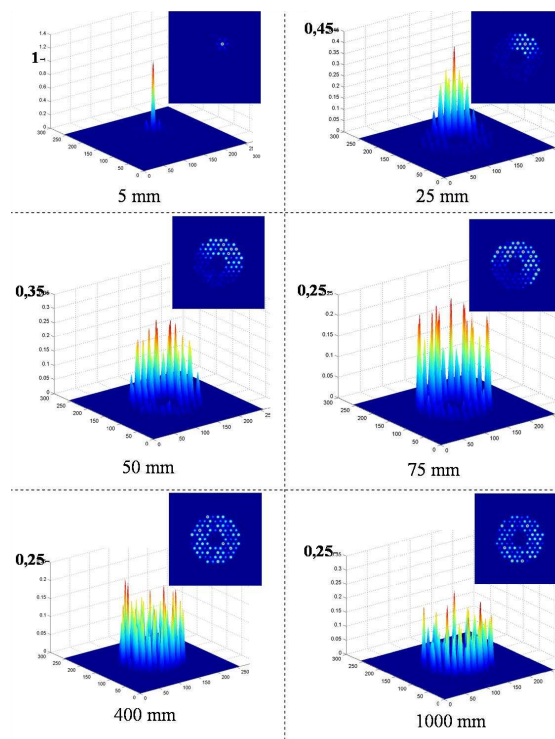


Figure II.73: Evolution à 980 nm des distributions des champs des modes guidés lorsque l'énergie du mode fondamental d'un plot se propage sur 1 mètre de fibre.

Ces premiers calculs confirment l'influence des couplages cœur plots sur l'efficacité du pompage par la gaine que nous souhaitons mettre en place. Il apparaît en effet, qu'à 980 nm, l'absence de couplage efficace entre le cœur et les plots implique une faible absorption de l'onde de pompe par le cœur actif. Seulement 3 % de l'énergie présente initialement sur le mode fondamental du plot sont effectivement absorbés par le cœur. De plus, les figures de champs présentés sur la **figure II.73** révèlent très clairement la répartition de cette énergie sur l'ensemble des inclusions couplées de la gaine microstructurée.

Cette même étude a été menée à 1180 nm, longueur d'onde d'accord de phase entre les modes fondamentaux guidés dans le cœur et les inclusions. Elle démontre que lorsque les conditions

de couplage entre le cœur et les inclusions sont optimisées (synchronisme entre l'un des modes du cœur et un des modes de plot) l'absorption de la puissance par le cœur est nettement améliorée, puisqu'elle atteint dans ce cas les 20 %.

Cette étude confirme donc que la puissance de pompage injectée dans les inclusions de la microstructure peut ne participer que faiblement à l'excitation du cœur. La qualité du pompage par la gaine peut donc être optimisée en jouant sur les conditions de couplage s'établissant entre les modes de plots et les modes du cœur. Il apparaît cependant délicat d'adapter les paramètres optogéométriques de la structure simultanément aux exigences de l'onde signal et de l'onde de pompe. Cela étant, nous allons démontrer dans ce qui suit, qu'en considérant une excitation réaliste de la structure, le pompage par la gaine s'avère relativement efficace dans la structure que nous avons optimisée.

III.3.2. Propagation d'un speckle adapté à l'O.N. de la structure étudiée

Afin de modéliser de façon optimale le pompage par la gaine que nous souhaitons mettre en place, nous avons étudié dans un second temps, la propagation d'un champ fortement multimode (speckle) sur 1 mètre de notre structure. Ce dernier a été créé en propageant une gaussienne très fine (de largeur 1 pixel) sur quelques centimètres dans un guide multimode présentant une section transverse et une ouverture numériques (0,6) identiques à celle de la structure LHDC étudiée (cf. **figure II.74**).

Les résultats de l'étude de la propagation de ce champ dans la structure LHDC sont présentés sur la **figure II.75**. Quelques unes des figures de champ obtenues sont quant à elles répertoriées dans le **tableau II.17**. L'analyse de ces dernières confirme les conclusions précédentes : l'énergie couplée sur les plots ne participe pas au processus de pompage du cœur actif. On constate, en effet, qu'après un mètre de propagation, l'absorption de l'énergie par le cœur n'évolue quasiment plus, la quasi-totalité de la puissance est alors répartie sur l'ensemble des plots de la microstructure. Il est intéressant de noter que le niveau d'énergie absorbée par le cœur est cependant tout à fait satisfaisant, puisqu'il atteint 90 %. Ainsi, dans le cas d'une excitation fortement multimode l'ensemble des modes d'ordre très élevé s'installant dans la gaine se couple de façon efficace sur le cœur actif de la structure.

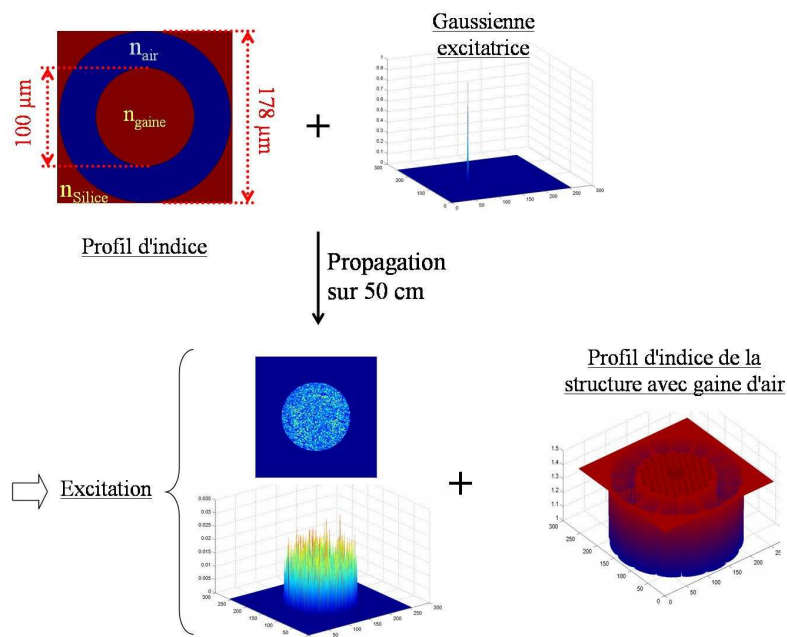


Figure II.74: Résumé des principales étapes de la modélisation de la propagation du champ multimode dans la structure.

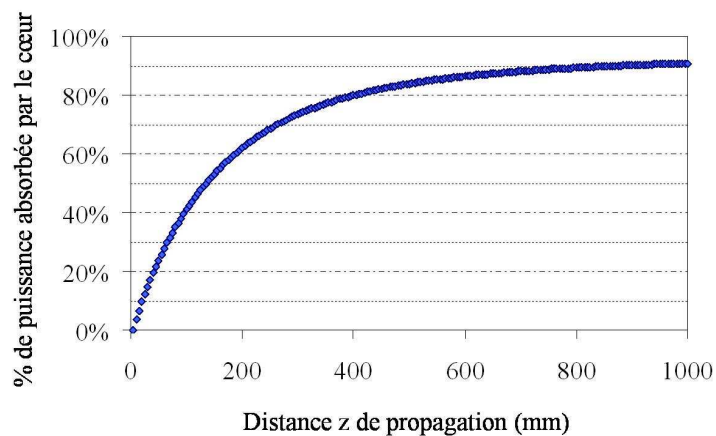


Figure II.75: Evolution de la puissance absorbée par le cœur de la structure à la longueur d'onde de pompe (980 nm).

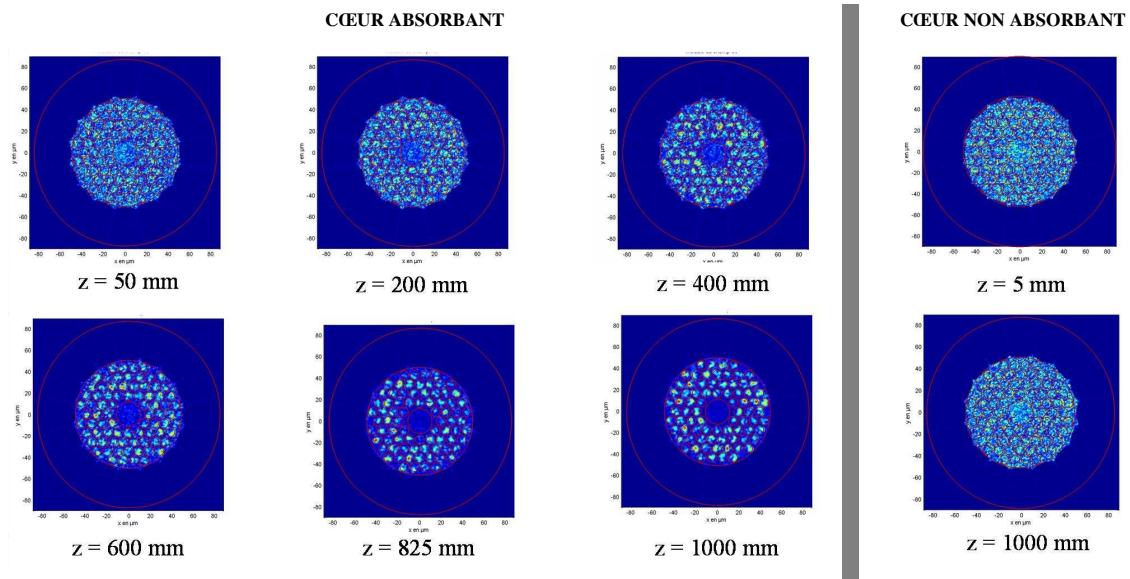


Tableau II.18: Evolution à 980 nm des distributions des champs des modes guidés lorsqu'un champ excitateur fortement multimode se propage sur 1 mètre de fibre.

En conclusion, l'ensemble des modélisations menées dans cette dernière partie démontre que l'énergie de l'onde de pompe doit être majoritairement absorbée par le cœur actif, malgré l'absence de couplages efficaces entre les modes guidés dans les inclusions et les modes guidés dans le cœur. Un pompage de la structure par la gaine est donc tout à fait envisageable.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce second chapitre, l'étude théorique des caractéristiques modales d'une structure LHDC dont le cœur combinant une large section transverse et un indice de réfraction élevé supporte nécessairement un grand nombre de modes. L'enjeu de cette étude était donc de concevoir une gaine originale permettant de garantir la qualité spatiale du faisceau émis. Nous avons démontré qu'il était pour cela, possible de profiter des actions combinées de l'amplification sélective du cœur actif et des résonances d'une microstructure de plots haut indice judicieusement dimensionnée. Sous couvert d'une optimisation des

paramètres opto-géométriques de la structure, le confinement du mode fondamental supporté par le cœur actif peut être préservé, tandis que les champs des modes d'ordre supérieur se délocalisent vers les inclusions de la gaine. L'amplitude de la délocalisation subie par les différents modes peut être évaluée en calculant la fraction de leur énergie qui demeure couplée sur le cœur de la fibre en présence de la microstructure.

Ainsi, après avoir étudié l'influence des divers paramètres opto-géométriques de la gaine sur les modes qu'elle supporte et les bandes qu'elle génère, deux régimes de fonctionnement ont été distingués. La structuration de la gaine n'est perçue par l'onde que si le pas est supérieur à la longueur d'onde. Dans le cas contraire, le matériau composite peut être assimilé à un milieu homogène. L'impact de cette gaine sur les caractéristiques modales du cœur a été analysé et quantifié. Nous avons pour ce faire proposé plusieurs méthodes numériques complémentaires et mis au point un protocole les combinant permettant une optimisation rapide et fiable d'une structure LHDC.

Ce protocole a ensuite été exploité en prenant en compte les caractéristiques opto-géométriques de préformes réelles disponibles. L'exemple de l'optimisation d'une structure réaliste a été détaillé pour une émission dans la bande de l'ion Er^{3+} . Son cœur actif exhibe une aire voisine de $200 \cdot \lambda^2$ ainsi qu'un indice de réfraction élevé ($n_{\text{cœur}} = n_{\text{Si}} + 0,01$) autorisant une forte concentration en ions terres rares. Il a, de plus, été démontré que cette structure présente une résistance aux courbures satisfaisante, puisque la qualité de l'émission ne devrait pas être affectée tant que le rayon de courbure appliqué reste supérieur à 4 cm. Il a enfin été démontré que le pompage par la gaine de la fibre était tout à fait envisageable, la présence de la microstructure ne devrait pas limiter l'efficacité de l'absorption de l'onde de pompe multimode par le cœur actif. Cette structure a été fabriquée et caractérisée au laboratoire. Le dernier chapitre de ce manuscrit traite de ces deux points, les réalisations et caractérisations de deux autres structures y sont de plus présentées.

Chapitre III

Caractérisations expérimentales

Introduction

Ce dernier chapitre rapporte les fabrications et caractérisations de plusieurs fibres actives de type LHDC. Nous avons discuté dans le chapitre I des avantages que présente l'emploi des ions ytterbium (efficacité quantique, limitation des agrégats, etc.), en comparaison des ions erbium. Toutefois, ne disposant initialement que d'une préforme de silice dopée aux ions erbium pour constituer le cœur actif de la structure, les caractéristiques opto-géométriques théoriques de la première fibre réalisée étaient celles de la structure LHDC optimisée pour une émission monomode à $\lambda = 1550$ nm (chapitre II). Nous verrons cependant que ces dernières ont dues être adaptées aux profils réels des préformes employées pour constituer la structure. En particulier, le barreau de silice dopée aux ions erbium (cœur de la fibre) dont nous disposions présentait un indice de réfraction sensiblement différent de celui escompté. Nous détaillerons l'optimisation théorique et la réalisation de cette première fibre, avant d'en rapporter le comportement modal. Nous analyserons alors les points forts et les faiblesses de ce premier essai.

Dans un second temps, nous développerons l'ensemble de ces mêmes points - optimisation, caractérisation et analyse critique des résultats – pour la seconde fibre LHDC réalisée au laboratoire, dopée aux ions ytterbium. Nous verrons notamment pourquoi nous avons choisi de ne pas fabriquer une structure homothétique de la première, et quelles adaptations ont dues être menées.

Enfin, nous présenterons l'optimisation d'une structure relativement différente des deux autres, en expliquant l'origine des modifications apportées. Cette dernière est actuellement en cours de réalisation au laboratoire IPHT, « Institute of PHotonic Technology », basé à Jena en Allemagne.

I. Première fabrication : fibre dopée aux ions erbium

I.1. Etude théorique

I.1.1. Rappels des caractéristiques de la fibre initialement optimisée

Les caractéristiques opto-géométriques de la structure théorique dont nous avons présenté l'optimisation dans le chapitre II sont rappelées sur la **figure III.1** et dans le **tableau III.1**.

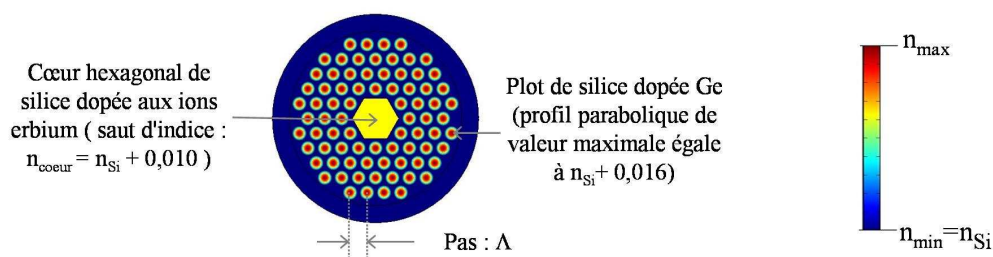


Figure III.1: Représentation schématique du profil d'indice de la section transverse de la structure à cœur hexagonal modélisée.

Paramètres	Notation	Valeur
Indice de réfraction de la silice	n_{Si}	1,4440225
Indice de réfraction maximum des inclusions	n_{max}	$n_{\text{Si}} + 0,016$
Indice de réfraction du cœur	$n_{\text{cœur}}$	$n_{\text{Si}} + 0,010$
Pas de la microstructure	Λ	10 μm
Rayon des inclusions	r_{plot}	4,348 μm
Cœur : distance entre plats	$d=2a$	25 μm

Tableau III.1: Caractéristiques opto-géométriques de la structure à cœur hexagonal optimisée à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Nous avons démontré qu'une telle structure devait présenter une émission de bonne qualité spatiale, puisque l'énergie des modes d'ordre supérieur initialement supportés par le cœur actif subie une délocalisation vers les plots de la microstructure. Les parties imaginaires de

l'ensemble des modes guidés dans la structure sont rappelées sur la **figure III.2**. Elles sont, comme nous l'avons vu proportionnelles aux fractions d'énergie présentes dans la gaine pour chaque mode considéré.

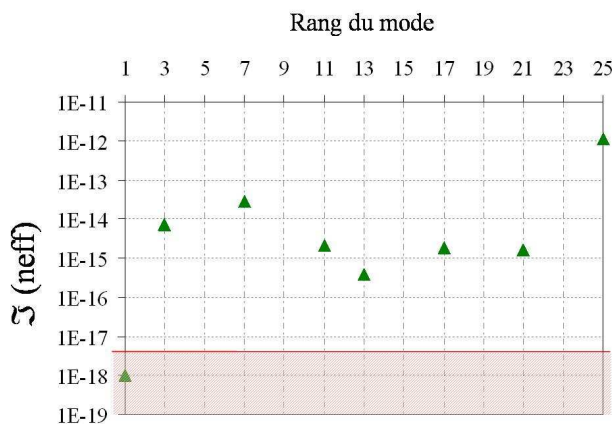


Figure III.2: Parties imaginaires des indices effectifs des modes supportées par la structure à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Cela étant, il s'est avéré que si les caractéristiques opto-géométriques des préformes qui nous ont été fournies pour constituer la microstructure étaient conformes à nos attentes, le profil de la préforme de silice dopée aux ions erbium était légèrement différent de celui attendu. Nous avons cependant amorcé une phase de fabrication en intégrant les nouvelles données afin de réajuster le profil théorique.

I.1.2. Prise en compte du profil réel du cœur dopé erbium

Sont présentés sur la **figure III.3** le profil d'indice du cœur prévu lors de l'étude théorique (« profil indice attendu » en pointillés gris), celui de la préforme qui nous a été fournie (« profil indice réel » en rouge) et le profil théorique approché du profil réel (« profil théorique approché » en bleu). Les profils indiciels réel et attendu sont relativement différents, et nous proposons d'évaluer théoriquement l'influence de ces divergences sur la qualité spatiale de l'émission.

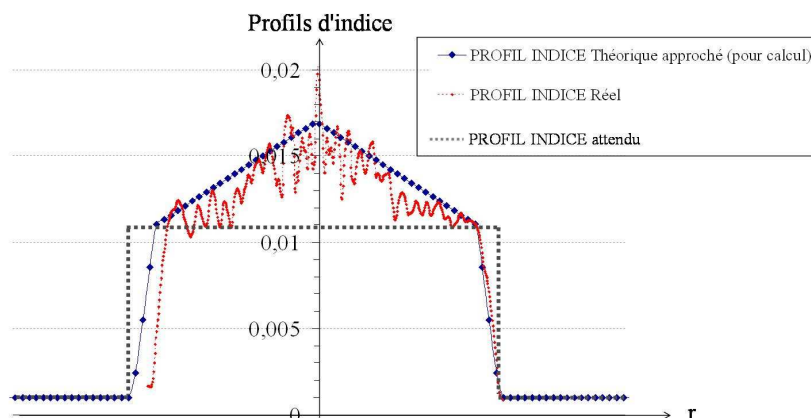


Figure III.3: Comparaison du profil d'indice attendu (pointillés gris), du profil d'indice réel (points rouges) et du profil théorique approché (points bleus).

Nous avons étudié les courbes de dispersion des modes guidés dans les cœurs « attendu » et « théorique approché », considérés isolés (c'est-à-dire entourés de silice). Les **figures III.4-a, -b et -c** révèlent leurs positions par rapport aux bandes des différentes microstructures dans lesquelles seront insérés les cœurs considérés. Les structures analysées sont les suivantes :

- « *structure attendue* » : cœur « attendu » + microstructure de pas égal à $10\ \mu\text{m}$ (caractéristiques répertoriées dans le **tableau II.1**) (cf. **figure III.4-a**),
- « *structure théorique 1* » : cœur « théorique approché » + microstructure de pas égal à $10\ \mu\text{m}$ (caractéristiques répertoriées dans le **tableau II.1**) (cf. **figure III.4-b**),
- « *structure théorique 2* » : cœur « théorique approché » + microstructure de pas égal à $8\ \mu\text{m}$ (structure homothétique de la « structure théorique 1 ») (cf. **figure III.4-c**).

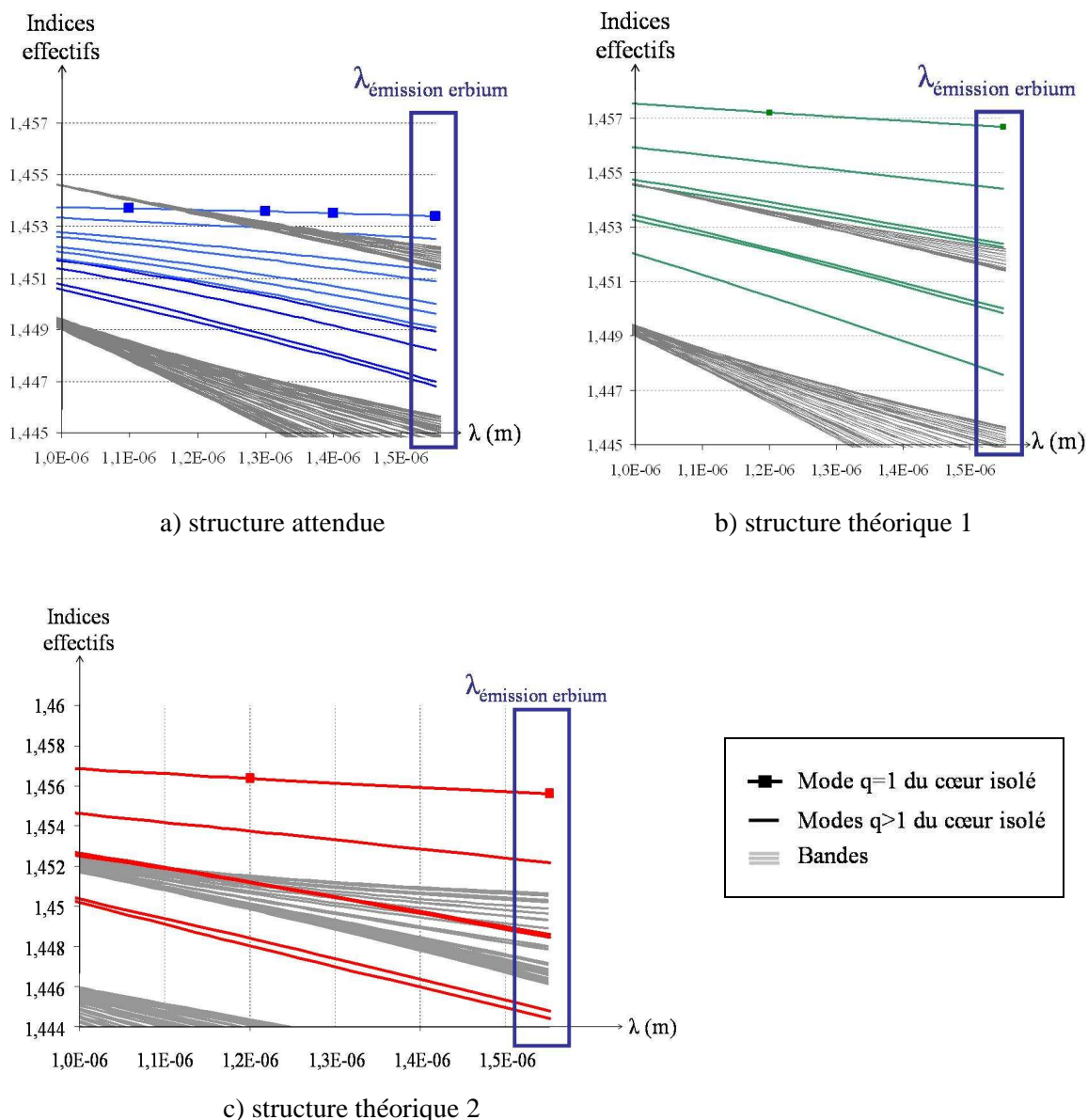


Figure III.4: Superpositions des bandes de la microstructure et des évolutions des indices effectifs des modes guidés dans le cœur isolé de la structure considérée :

- a) et b) microstructure de pas égal à $10\ \mu\text{m}$ (en gris) et respectivement « cœur attendu » (en bleu) ou cœur « théorique approché » (en vert),
- c) microstructure de pas égal à $8\ \mu\text{m}$ (en gris) et cœur « théorique approché ».

Les **figures III.4-a et -b** mettent en lumière un décalage des courbes de dispersion des modes propagés dans le cœur de la structure, lorsque l'on considère non plus le *profil attendu* mais le *profil théorique approché*. Ce décalage a pour principale conséquence de modifier l'ensemble des accords de phase intermodaux entre le cœur et la microstructure, et engendre ainsi, une modification de l'amplitude des délocalisations d'énergie indispensables au filtrage modal. Nous avons représenté sur la **figure III.5** les parties imaginaires des indices effectifs ($\Im(\text{neff})$)

des différents modes initialement guidés dans le cœur de la structure (pas = 10 μm). L'analyse de leurs valeurs, proportionnelles aux délocalisations d'énergie comme nous l'avons démontré dans le chapitre II, révèle un caractère au moins bi-modal du faisceau émis. En effet, l'énergie du mode de rang 3 dont l'indice effectif a nettement augmenté, n'est plus suffisamment délocalisée vers la microstructure pour présenter une partie imaginaire décelable par le logiciel de calcul FEMLAB (valeur inférieure à 1.10^{-18}).

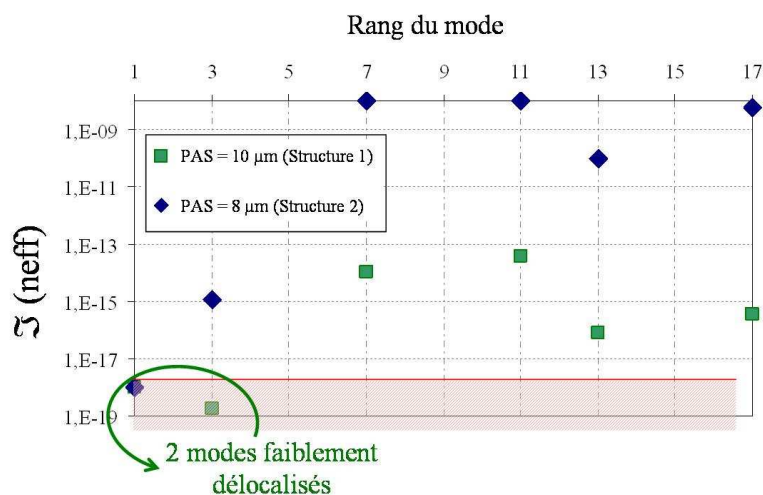


Figure III.5: Parties imaginaires des indices effectifs complexes des modes guidés : dans la structure 1 (carrés verts) et de la structure 2 (losanges bleus).

C'est pourquoi, nous proposons de réduire le pas de la structure à 8 μm . Cette transformation homothétique de la structure peut être facilement mise en œuvre lors du fibrage, il suffit pour cela d'ajuster les différents paramètres, vitesse de descente de la préforme et vitesse de fibrage notamment. Une telle opération a pour effet, comme le démontre la **figure III.4-c**, d'une part d'élargir les bandes autorisées et d'autre part de réduire les indices effectifs des modes guidés dans le cœur. Elle permet ainsi une amélioration des transferts d'énergie cœur - gaine autour de 1,55 μm , notamment pour le mode de rang 3, dont la partie imaginaire augmente (cf. **figure III.5**). Cette structure (*structure théorique 2*) devrait donc présenter une émission unimodale.

I.2. Réalisation et caractérisation de la fibre

I.2.1. Description des étapes de fabrication

La fabrication d'une fibre à gaine structurée comporte plusieurs étapes. Il s'agit en premier lieu de fabriquer les préformes de silice dopée aux ions de terres rares (cœur actif) et de silice dopée aux ions germanium (inclusions haut indice). On a pour cela, recours aux techniques présentées dans le **Chapitre I - § II.1**, en particulier la MCVD ou encore le procédé PCVD. C'est ce dernier, parce qu'il permet le dépôt de couches plus épaisses que la MCVD, qui est employé par notre fournisseur (DRAKA COMTEC) pour fabriquer les préformes de silice dopée au germanium présentant un cœur (zone dopée) de diamètre important (entre 15 et 20 mm).

Les préformes sont dans un deuxième temps usinées, de façon à ajuster l'épaisseur de la couronne de silice pure entourant la zone dopée. Cette opération détermine la quantité de silice pure présente dans la microstructure (choix du r_D). On procède pour ce faire, soit à une évaporation de la silice au chalumeau, soit à une attaque de la préforme par acide fluorhydrique (HF), soit enfin à une rectification mécanique. Lorsque l'attaque par HF est employée, les préformes sont rincées à l'eau ou à l'alcool, et les impuretés induites ne peuvent être totalement éliminées. Cependant, divers traitements thermiques (calcinations) appliqués avant le fibrage permettent de limiter les résidus organiques. Quelle que soit la méthode d'usinage retenue, elle s'accompagne d'un apport d'eau, qui pourrait s'avérer pénalisant dans le cadre d'applications requérant de faibles pertes de propagation. Cela étant, les fibres rapportées dans ce manuscrit sont conçues pour être efficaces sur quelques mètres de long seulement, et ne devraient donc pas souffrir des phénomènes d'absorption liés aux ions OH^- . Notons que la préforme de silice dopée aux ions de terres rares (erbium) fabriquée pour constituer le cœur de la structure, présente une zone dopée de diamètre supérieur à 3 mm. Elle a été extraite en combinant une rectification mécanique (donnant la forme hexagonale) et une attaque chimique. L'étape de rectification est illustrée sur la **figure III.6**.

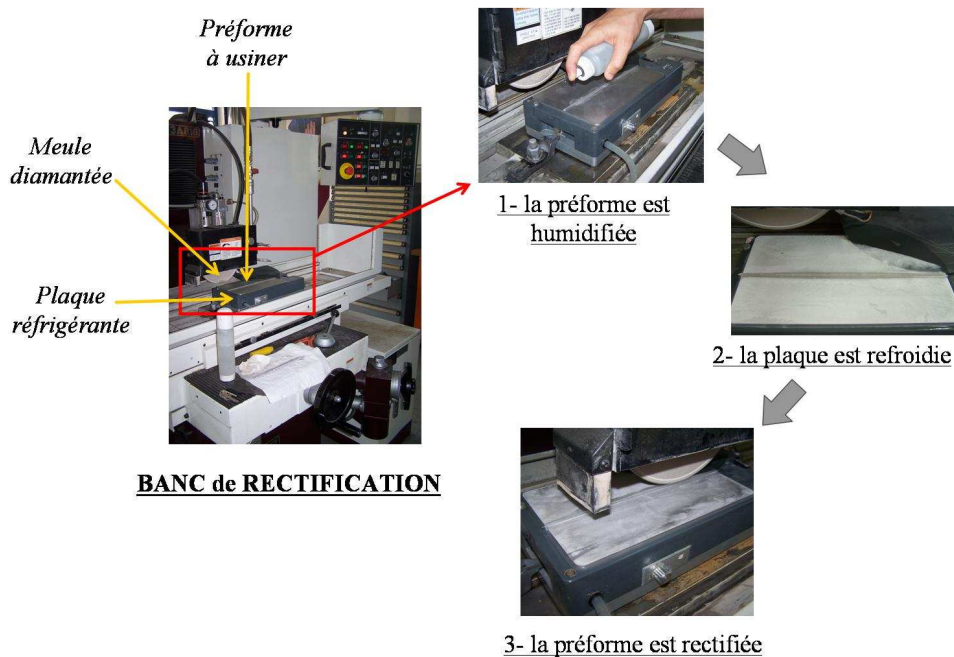


Figure III.6: Procédé de rectification d'une préforme de silice.

Les préformes de silice dopées aux ions germanium sont alors étirées pour constituer les cannes (diamètres de l'ordre du millimètre) qui sont ensuite assemblées dans un tube silice. A titre d'exemple, des cannes de 1,36 mm permettent d'assembler 7 couronnes dans un tube de 20 mm de diamètre interne (cf. **figure III.7-a**).

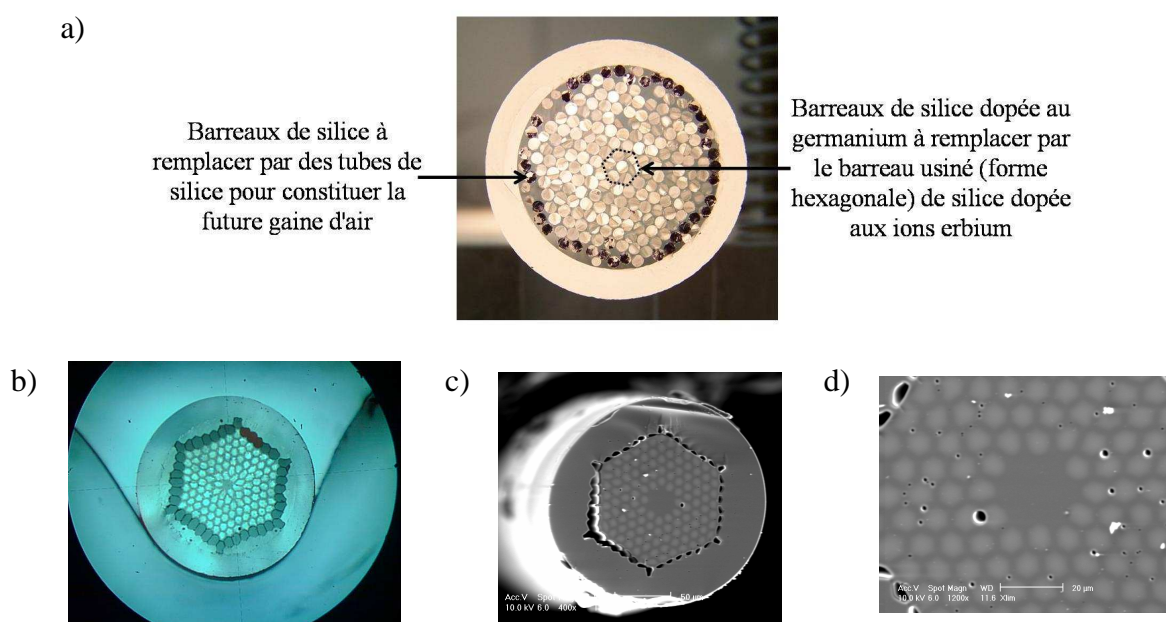


Figure III.7: Images de la préforme (a), d'une canne (b) et de la fibre (c) et (d).

Pour finir, les 7 cannes (dans notre cas) au centre de l'assemblage sont remplacées par la préforme de silice dopée aux ions erbium. Les cannes constituant la dernière couronne ont quant à elles, été remplacées par des tubes de silice pure, à bord très mince dans le but de former une gaine d'air dans la fibre finale.

L'étirage de cette fibre a nécessité deux étapes. La canne microstructurée obtenue lors du premier étirage de la préforme structurée est présentée sur la **figure III.7-b**, les **figures III.7-c & -d** sont quant elles des photographies (réalisées grâce au Microscope Electronique à Balayage : MEB) de la fibre finalement étirée.

Si les paramètres opto-géométriques de l'ensemble *gaine interne + cœur* sont globalement ceux que nous attendions, la couronne d'air présente en revanche, de nombreuses imperfections qui inhibent quasiment les propriétés recherchées pour un pompage par la gaine. On note en particulier une grande irrégularité de la taille et de la forme des trous, pouvant être liée à la nature de la silice employée, à l'emploi de capillaires trop fins ou encore à l'application d'une température trop élevée lors du fibrage. Pour palier ce problème et permettre un pompage efficace, nous avons donc enduit la fibre d'un polymère bas indice.

On remarque en outre, la présence de bulles sur l'ensemble de la structure, notamment aux interfaces, pouvant être imputée à la présence d'impuretés dans la préforme. Nous avons en effet, procédé à un nettoyage à l'alcool des barreaux de silice dopée avant leur assemblage, sans effectuer aucune calcination autre que celle réalisée pendant l'étirage.

Malgré de nombreuses imperfections, nous avons caractérisé cette fibre à plusieurs longueurs d'onde et dans plusieurs configurations, les résultats de ces diverses études sont résumés dans ce qui suit.

I.2.2. Caractérisation de la fibre

Nous avons en tout premier lieu observé le comportement de la structure dans le domaine du visible, en injectant par l'intermédiaire d'une fibre SMF 28, le faisceau issu d'un laser He-Ne ($\lambda = 632,8$ nm) (cf. schéma du montage dans le **tableau III.2**). L'objectif de cette expérience était de réaliser une excitation localisée bien que légèrement multimode.

Nous avons procédé à plusieurs types d'injection :

1. Eclairage de l'ensemble de la face d'entrée de la fibre,
2. Injection sélective dans un plot : le faisceau émergent de la SMF 28 possédant des caractéristiques modales proches de celles du mode fondamental guidé dans un plot.
3. Injection sélective dans le cœur de la structure.

Les figures de champs relevées en sortie de fibre sont répertoriées dans le **tableau III.2**.

Montage expérimental			
Figures de champ			
Caractéristiques de l'injection	SMF relativement éloignée : éclairage de toute la face d'entrée	Injection dans un plot	Injection dans le coeur
Longueur de la fibre sous test	Toute la bobine (plusieurs mètres)	1 mètre	Toute la bobine (plusieurs mètres)

Tableau III.2: Résumé de l'analyse expérimentale de la fibre menée à $\lambda \sim 633 \text{ nm}$.

Une première conclusion peut être tirée concernant la qualité des couplages intermodaux à cette longueur d'onde : les modes supportés par l'ensemble des guides constituant la structure (cœur et inclusions) ne sont que peu couplés. On constate en effet d'une part, que l'injection sélective du faisceau dans un plot ne permet la propagation de l'onde que dans l'unique inclusion concernée. Cette conclusion est confirmée par l'analyse de la figure de champ du mode qui se propagerait dans la gaine supposée infinie et sans défaut, calculée par la méthode du Space Filling Mode.

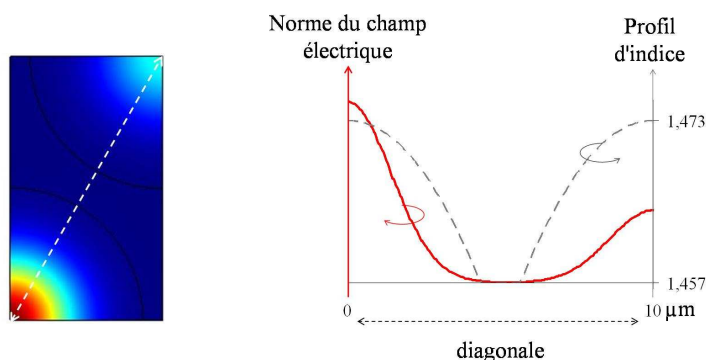


Figure III.8: Etude du SFM à $\lambda \sim 633$ nm.

La **figure III.8** qui présente la norme du champ électrique calculée, démontre effectivement une localisation relativement importante de l'énergie dans l'une des inclusions. Par conséquent, à cette courte longueur d'onde les transferts d'énergie intermodaux entre plots d'une part et entre les plots et le cœur d'autre part s'en trouvent nécessairement limités.

Cela étant, si l'énergie injectée dans le plot s'y propage convenablement sur 1 mètre et plus, des études similaires menées sur plusieurs tronçons de fibre, nous permettent d'affirmer que quelle que soit la longueur de fibre étudiée, le cœur ne propage pas l'onde émise par le laser He-Ne (**tableau III.2-c**). Nous pourrions envisager que l'énergie injectée dans le cœur se délocalise sur les plots de la microstructure, et soit ainsi évacuée. Toutefois, l'étude SFM semble démontrer de faibles couplages, et l'image du champ c) présentée dans le **tableau III.2** confirme que l'énergie injectée dans le cœur de la fibre n'est que très faiblement délocalisée vers la microstructure après propagation.

Nous avons alors tenté de propager les longueurs d'onde de pompe et d'émission de l'ion Erbium : $\lambda_p = 980$ nm et $\lambda_s = 1550$ nm respectivement. Nous avons en premier lieu injecté l'onde « *de pompe* » ($\lambda_p = 980$ nm) dans le cœur de la fibre, puis dans la gaine interne. Aucun signal laser n'a pu être relevé en sortie de la fibre, que la cavité soit surtendue (miroirs aux extrémités) ou qu'elle repose sur les réflexions de Fresnel liées aux faces clivées de la fibre. Nous avons cependant relevé le spectre de fluorescence présenté sur la **figure III.9** qui, d'une part, témoigne de la présence et de l'activité des ions erbium et d'autre part, valide le procédé de pompage. La très faible puissance portée par l'onde émise ne nous a cependant pas permis de relever de figure de champ. C'est pourquoi nous avons tenté d'injecter simultanément les ondes de pompe et « *signal* » ($\lambda_s = 1550$ nm) dans le cœur de la fibre, dans l'espoir d'opérer une amplification de l'onde. Cette expérience, à nouveau peu concluante, nous a enfin conduit

à observer la propagation de l'onde *signal* seule, en l'injectant par le biais d'une SMF 28 dans le cœur de la fibre. Nous avons alors pu constater, quelle que soit la longueur de propagation, l'absence constante d'énergie dans le cœur en sortie de la fibre.

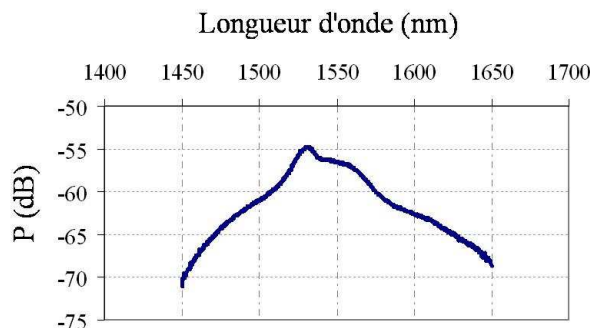


Figure III.9: Spectre de fluorescence de l'erbium relevé lors du pompage de la fibre avec ou sans contre-réaction optique.

Ainsi, le cœur ne propageant aucune des longueurs d'onde injectées, même dans le cas de faibles couplages avérés avec la microstructure, nous avons remis en question la qualité du matériau constituant le cœur. Cette hypothèse nous a été confirmée par le fabricant, lors d'une prise de contact spontanée signalant un problème lors de la synthèse d'un lot de préformes de silice dopée au ions erbium. Il semblerait que le procédé de fabrication n'ait pas été adapté à la hausse de la température de fusion du matériau provoquée par une trop grande concentration d'ions aluminium. Une mauvaise fusion de la silice peut rendre le matériau synthétisé suffisamment diffusant pour qu'il ne puisse propager les ondes lumineuses avec des pertes suffisamment faibles. Bien que l'aspect de la préforme n'ait rien révélé, les pertes occasionnées demeurent toujours supérieures au gain dans notre fibre.

Nous proposons en guise de conclusion de cette première étude, de dresser un bilan des points positifs et des problèmes auxquels nous nous sommes heurtés lors de ce premier essai.

Tout d'abord, bien que la fabrication d'une structure comportant autant de matériaux différents soit relativement complexe à mettre en œuvre, nous observons une régularité très encourageante de la microstructure, point clé supposé du bon fonctionnement d'une structure LHDC. Ainsi, les résultats obtenus à 633 nm notamment, corroborent tout à fait les prévisions théoriques.

Ce premier essai présente toutefois des imperfections plus ou moins conséquentes, qu'il est, pour certaines, indispensable de contrôler. En effet, nous avons notamment mis en évidence le

fait qu'il était délicat d'insérer une gaine d'air régulière et donc efficace en périphérie de la microstructure. Ainsi, par souci de simplifier le procédé, nous avons choisi, pour l'instant, de supprimer totalement la gaine d'air, et d'enduire la fibre avec un polymère bas indice afin de garantir l'efficacité d'un pompage par la gaine. Enfin, il est important de veiller à ce qu'une calcination des cannes (ou préformes) soit réalisée avant l'étirage. Cette étape permettra de limiter au maximum la présence d'impuretés et donc de bulles indésirables dans la fibre.

Quoi qu'il en soit, il est certain que le facteur le plus problématique de cette première réalisation concerne la qualité optique du cœur actif. En effet, la très forte diffusion des ondes qu'il engendre, ne peut permettre la propagation et la génération d'onde de puissance. Ce problème, confirmé par le fabricant, est indépendant du procédé de fabrication de la structure, et ne remet donc pas en cause les conclusions précédentes. La fluorescence observée sur la préforme laissait pourtant présager de la bonne qualité du cœur. Des caractérisations plus poussées devront être mises en œuvre, notamment en effectuant des étirages de la préforme de manière à mesurer les pertes de diffusion par exemple.

Pour des raisons évoquées dans le chapitre I d'efficacité quantique ou encore d'échauffement des matériaux, entre autres, il est recommandé de travailler avec l'ion ytterbium plutôt qu'avec l'ion erbium. C'est pourquoi, disposant pour ce second essai d'une préforme de silice dopée aux ions Yb^{3+} , nous avons conçu une structure optimisée pour une émission monomode dans la bande d'émission de cet ion : $\lambda \in [1030-1080]$ nm. Nous proposons de présenter dans ce qui suit, la réalisation et la caractérisation de cette seconde fibre.

II. Deuxième fabrication : fibre dopée aux ions ytterbium

II.1. Etude théorique

II.1.1. Structure homothétique

Nous avons dans un premier temps choisi de profiter des propriétés originales intrinsèques aux structures périodiques en fabriquant une structure homothétique de celle préalablement optimisée pour une émission dans la bande de l'ion erbium (cf. chapitre précédent). Le schéma de la section transverse ainsi que les caractéristiques opto-géométriques de cette nouvelle structure sont présentées sur la **figure III.10** et dans le **tableau III.3** respectivement.

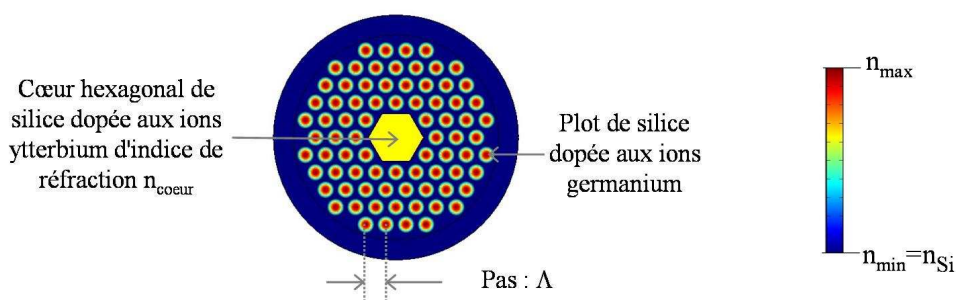


Figure III.10: Représentation schématique du profil d'indice de la section transverse de la structure à cœur hexagonal modélisée.

Paramètres	Notation	Valeur
Indice de réfraction de la silice	n_{Si}	1,4496775 (à $\lambda = 1060$ nm)
Indice de réfraction maximum des inclusions	n_{max}	$n_{Si} + 0,016$
Indice de réfraction du cœur	$n_{cœur}$	$n_{Si} + 0,010$
Pas de la microstructure	Λ	$(10 * h) \mu m$
Rayon des inclusions	r_{plot}	$(4,348 * h) \mu m$
Cœur : distance entre plats	$d=2a$	$(25 * h) \mu m$
Coefficient d'homothétie	h	$\lambda_{travail} (nm)/1550$

Tableau III.3: Caractéristiques opto-géométriques de la structure à cœur hexagonal optimisée à $\lambda = 1060$ nm.

Il s'agit pour concevoir cette structure d'appliquer un facteur d'homothétie h à l'ensemble des paramètres géométriques de la structure initiale, h étant égal au rapport des longueurs d'onde de travail des structures initiale et homothétique. Dans notre cas, il sera donc égal à : $1060 / 1550$. L'application d'un tel coefficient permet de conserver des fréquences V identiques d'une structure à l'autre, pour l'ensemble des guides (plots et cœur) les constituant. Par conséquent, les modes s'y établissant conservent leurs caractéristiques, les couplages intermodaux entre la gaine et le cœur restent inchangés. L'étude théorique du comportement modal de cette structure nommée dans ce qui suit « *structure H* » ou « *structure Homothétique* », est présentée ci-après. Nous l'avons comparé à celui de la structure initiale dite « *structure 0* » dont les caractéristiques sont répertoriées dans le **tableau III.1**.

La **figure III.11** représente les bandes (courbes de dispersion des supermodes guidés dans la microstructure) et les courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé de la structure 0 et de la structure H. La **figure III.12** illustre quant à elle, la fraction d'énergie couplée sur le cœur de ces structures en fonction de l'ordre q des modes étudiés (cf. **tableau I.6**).

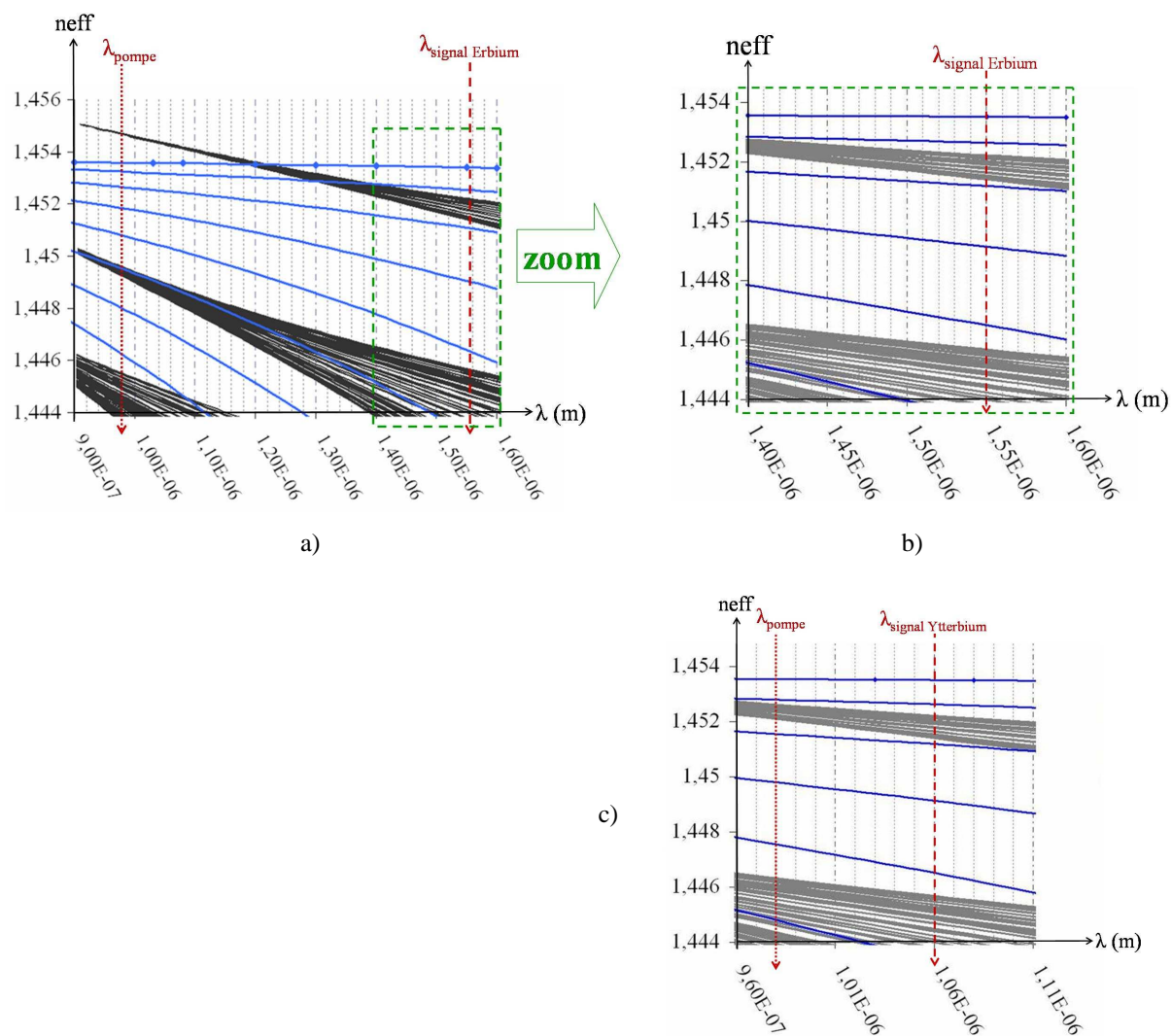
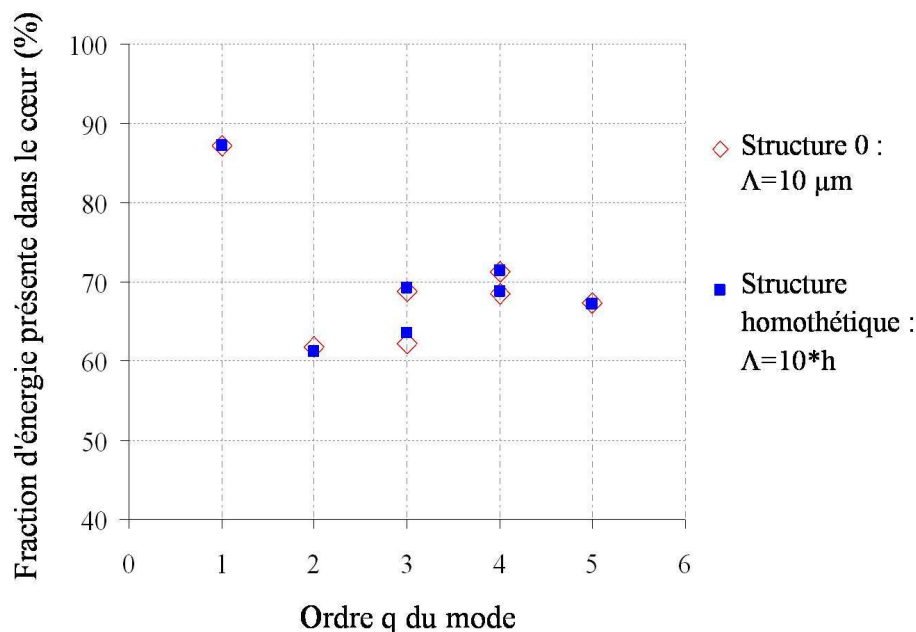


Figure III.11: Superposition des bandes (courbes de dispersion des supermodes guidés dans la microstructure) et des courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé :

- a) et b) de la « structure 0 » (cf. caractéristiques du **tableau III.1**) à $\lambda_{signal} = 1550$ nm,
 c) de la « structure homothétique » (cf. caractéristiques du **tableau III.3**) à $\lambda_{signal} = 1060$ nm.



*Figure III.12: Comparaison entre les fractions F_C portée par différents modes d'ordre q différents (cf. **tableau I.6**) établis dans la « structure 0 » à 1550 nm et dans la « structure homothétique » à 1060 nm.*

L'analyse de ces figures confirme la parfaite équivalence des ces deux structures du point de vue de leur comportement modal (délocalisation de l'énergie portée par les différents modes) à leur longueur d'onde de travail respective. La structure homothétique ainsi optimisée présente un cœur d'indice de réfraction $n_{\text{cœur}} = n_{\text{si}} + 0,01$ (saut d'indice). Le profil réel diffère légèrement de cette valeur, nous proposons d'étudier l'influence de cette modification.

II.1.2. Prise en compte du profil réel

Pour constituer le cœur actif, une préforme de silice dopée aux ions ytterbium nous a été fournie par le FORC (« Fiber Optic Research Center », laboratoire basé à Moscou), son profil indiciel est présenté sur la **figure III.13**. Pour obtenir un diamètre dopé aussi important (nécessaire à l'assemblage), la préforme initialement plus longue et moins large a été compressée pour que le cœur dopé atteigne un diamètre de 3,2 mm.

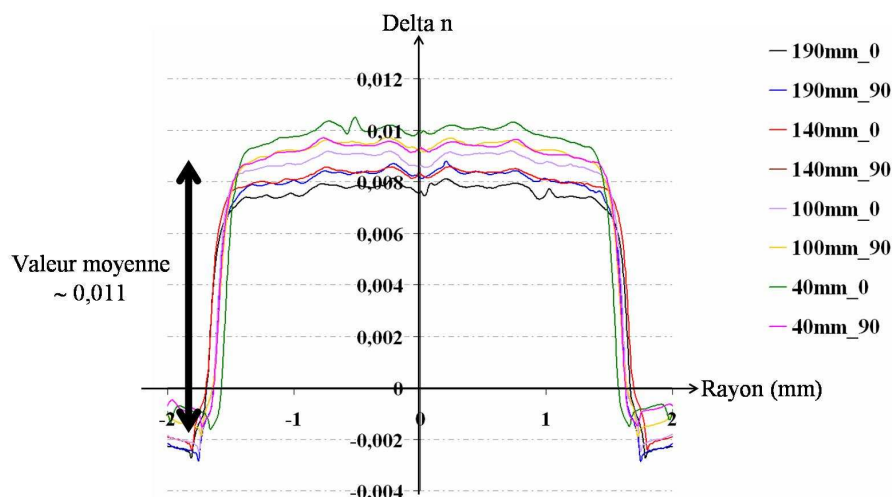


Figure III.13: Profil d'indice de la préforme de silice dopée aux ions ytterbium fournie par le FORC.

On constate que le saut d'indice de cette préforme est très légèrement supérieur à celui que nous recherchions. Les courbes de dispersion des modes guidés dans la structure sont donc nécessairement légèrement modifiées. Nous avons analysé l'influence de ces perturbations en calculant les bandes (microstructure) et courbes de dispersion (cœur isolé), ainsi que les fractions d'énergie présentes dans le cœur pour les différents modes susceptibles de s'établir dans la structure, nommée « *Structure HA* » ou « *structure Homothétique Approchée* » dont les caractéristiques sont les suivantes :

- microstructure : identique à celle de la structure homothétique,
- cœur : $a_{HA} = 12 \cdot h \text{ } \mu\text{m}$ et $n_{\text{cœur HA}} = n_{\text{si}} + 0,011$.

La **figure III.14** qui résume les résultats de cette étude, prévoit une faible délocalisation de l'énergie du second mode. On peut donc s'attendre à ce que le gain de ce mode soit suffisant pour lui permettre d'être présent en sortie de fibre. Ainsi, si le pas est maintenu égal à $10 \cdot h$, h étant le rapport des longueurs d'onde de travail respectives des structures 0 et HA, d'après nos calculs, la qualité de l'émission s'en trouvera légèrement détériorée. Nous avons donc mené une nouvelle optimisation de la structure, en faisant varier uniquement le pas dans un premier temps.

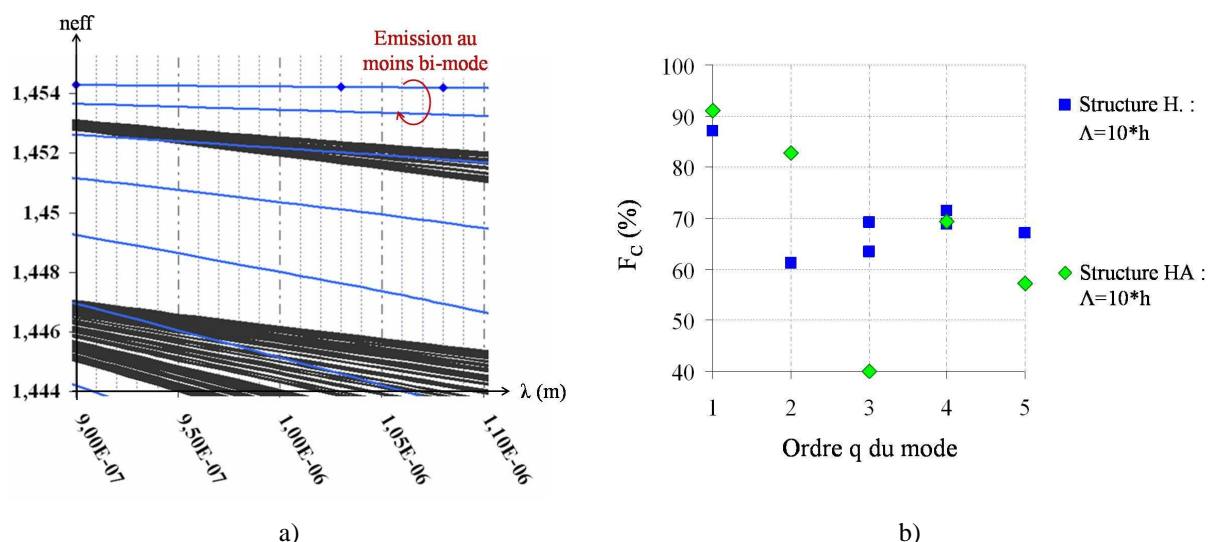


Figure III.14: Etude de la structure HA (homothétique approchée) :

- a) bandes (courbes de dispersion des supermodes guidés dans la microstructure) et courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé,
 b) comparaison des fractions d'énergie (des modes d'ordre q) couplée sur le cœur de la structure 0, de la structure homothétique et de la structure HA.

II.1.3. Optimisation de la structure HA.

II.1.3.1. Transformation homothétique de la structure possédant un rapport r_D fixé à r_{23}

Nous avons étudié l'évolution du comportement modal de la structure HA avec le pas de la microstructure la constituant, le rapport r_D caractérisant la quantité de silice présente dans la gaine étant maintenu ici égal à r_{23} (transformation homothétique). Les fractions d'énergie F_c couplées sur le cœur pour les différents modes établis dans chaque structure étudiée, sont répertoriées sur la **figure III.15** et sont comparées avec celles des modes guidés dans la structure H. Les bandes et courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé ont été calculées, les résultats obtenus pour les structures présentant les pas compris entre $\Lambda_{max} = 8 \mu\text{m}$ et $\Lambda_{min} = 5 \mu\text{m}$ sont présentées sur la **figure III.16**.

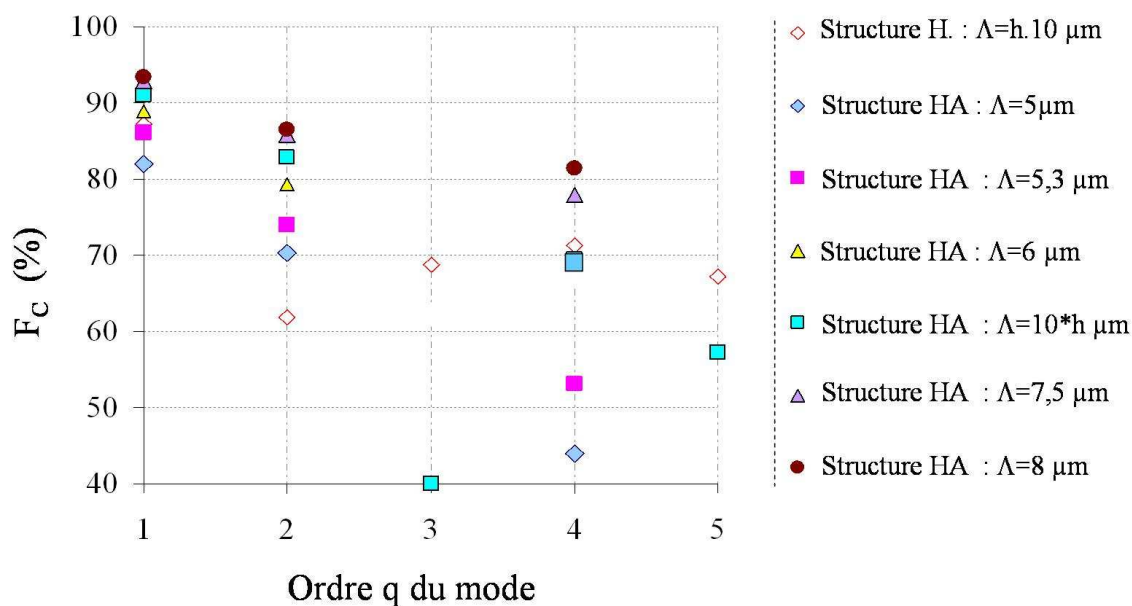


Figure III.15: Comparaison des fractions d'énergie F_c (des modes d'ordre q) couplée sur le cœur de la structure H et de plusieurs structures H. A. de pas différents (transformation homothétique).

L'analyse de la **figure III.15** démontre qu'il est possible d'accroître la délocalisation de l'énergie pour les modes d'ordre supérieur, en particulier pour les modes d'ordre 2 en diminuant le pas. Toutefois, les pas correspondants sont relativement faibles, puisque de l'ordre de 5 à 6 μm . Par conséquent, l'élargissement important des bandes d'une part et la diminution du diamètre du cœur et donc du confinement de l'ensemble des modes qu'il supporte d'autre part, entraînent une délocalisation progressive de l'énergie du mode fondamental. Ainsi, l'écart entre les valeurs de F_c pour ce mode et le second reste quasiment constant. Il apparaît donc dans ce cas délicat de conclure quant à l'amélioration de la qualité spatiale du faisceau émis.

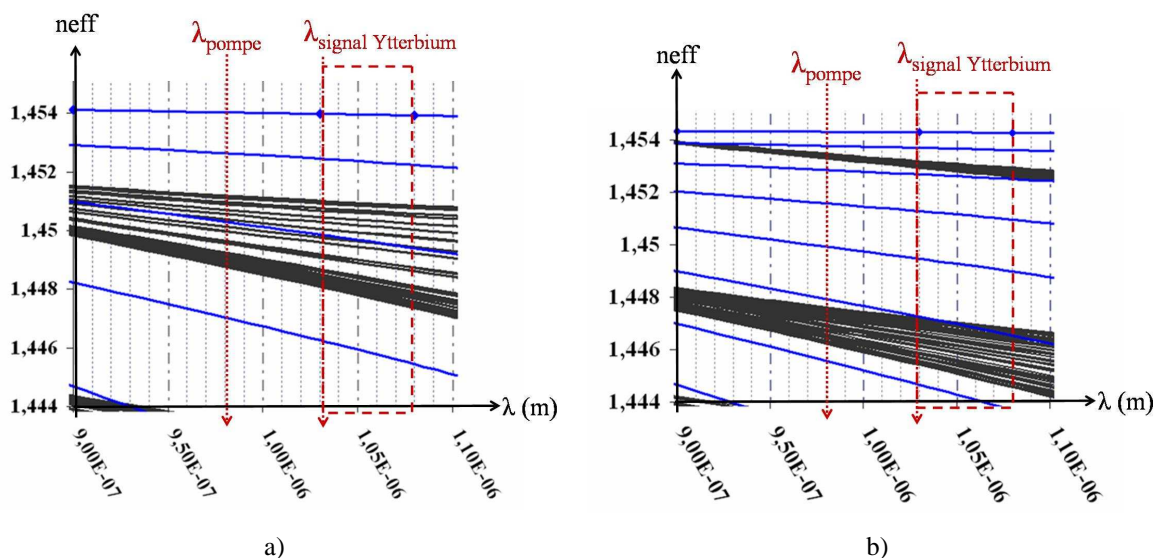


Figure III.16: Bandes (courbes de dispersion des supermodes guidés dans la microstructure) et courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé de la structure H. A. lorsque le pas vaut : $5 \mu\text{m}$ (a) et $8 \mu\text{m}$ (b).

Notons enfin que les aires dopées correspondant respectivement à des pas de 5 et 6 μm valent approximativement $110 \mu\text{m}^2$ et $160 \mu\text{m}^2$ et demeurent nettement inférieures à celle atteinte avec la structure homothétique (S. H. dans le **tableau III. 4**) de l'ordre de $200 \mu\text{m}^2$.

Pas (μm)	$a_{\text{cœur}}$ (μm)	Aire dopée (μm^2)	Aire dopée / $\lambda_{\text{travail}}^2$
5	6	113,1	106,6
5,3	6,36	127,1	119,8
6	7,2	162,9	153,5
6,5	7,8	191,1	180,2
(S. H.) $10 \cdot h \sim 6,65$	7,98	200,1	188,6
7	8,4	221,7	208,95
7,5	9	254,5	239,9
8	9,6	289,5	272,9

Tableau III.4: Evolution, avec le pas, des aires dopées normalisées à $\lambda_{\text{travail}} = 1030 \text{ nm}$.

Afin de garantir une émission sur un mode unique de grande aire effective, il est donc indispensable d'assurer conjointement :

- le décalage la première bande vers les hauts indices, de sorte à délocaliser par couplage les modes d'ordre 2,
- un pas suffisamment grand pour conserver un large cœur.

Le premier point implique d'accroître les rayons des inclusions, les indices de réfraction étant fixés par les préformes disponibles (identiques à celles employées pour la fabrication de la fibre dopée aux ions erbium). C'est pourquoi nous avons choisi de supprimer la couronne de silice entourant les plots de silice dopée au germanium (rapport $r_D = r_{20}$).

II.1.3.2. Transformation homothétique de la structure possédant un rapport r_D tel que : $r_D = r_{20}$

Les courbes de dispersion (bandes de la microstructure et modes du cœur isolé) de telles structures, nommées « structure - r_{20} », présentant des pas de $6,5 \mu\text{m}$ (a) et $8 \mu\text{m}$ (b) sont présentées sur la **figure III.17**. L'analyse de cette figure confirme le bien fondé de la démarche, les 2 structures étudiées exhibent un quasi accord de phase entre la première bande et les modes du second ordre guidé dans le cœur.

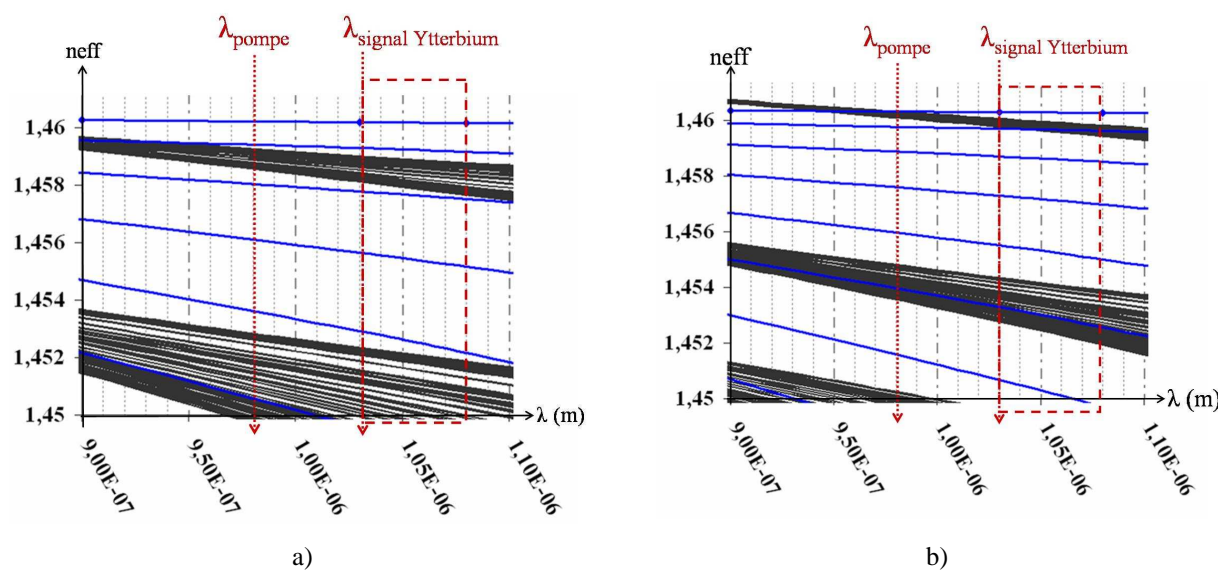


Figure III.17: Bandes (courbes de dispersion des supermodes guidés dans la microstructure) et courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé de la structure - r_{20} . lors que le pas vaut : $6,5 \mu\text{m}$ (a) et $8 \mu\text{m}$ (b).

L'évolution de F_c avec l'ordre des modes et le pas de la structure a de plus été calculée et confirme, comme le démontre la **figure III.18**, qu'il devrait être possible de quasiment doubler l'aire dopée compatible avec un filtrage convenable de l'ensemble des modes d'ordre supérieur. En effet, si le cas d'un pas voisin de $8 \mu\text{m}$ (soit une aire dopée de l'ordre de $290 \mu\text{m}^2$) reste délicat à traiter puisque les modes d'ordres 3 demeurent peu délocalisés vers la

gaine, un pas de $7,5 \mu\text{m}$ présente en revanche un comportement modal s'approchant théoriquement de celui de la structure H initialement optimisée. On atteint dans ce cas une aire dopée normalisée à 1030 nm , voisine de $250 \mu\text{m}^2$, valeur tout à fait convenable.

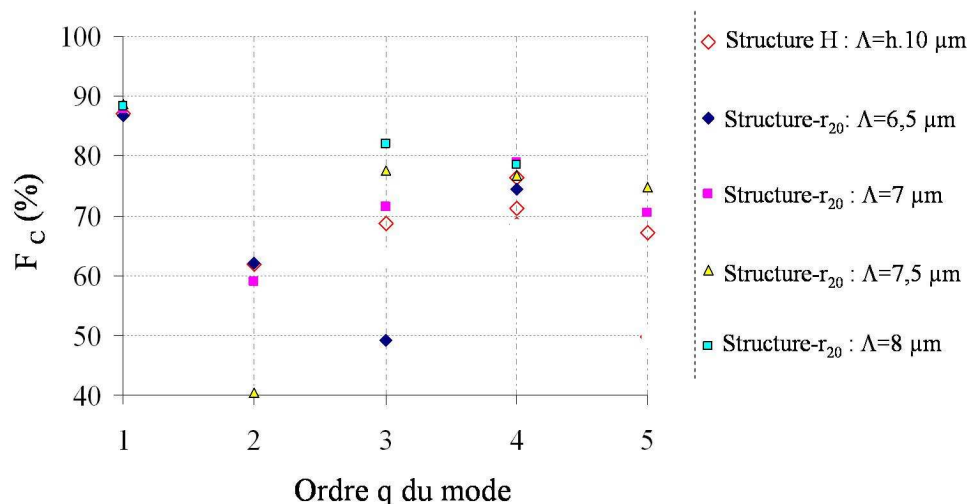


Figure III.18: Comparaison des fractions d'énergie (des modes d'ordre q) couplée sur le cœur de la structure H et de plusieurs structures - r_{20} de pas différents.

C'est donc cette dernière structure - r_{20} ($\Lambda = 7,5 \mu\text{m}$) que nous avons finalement choisi de fabriquer. Nous présentons et commentons, dans ce qui suit, les résultats obtenus.

II.2. Réalisation et caractérisation de la fibre (structure - r_{20})

II.2.1. Fabrication de la fibre

Afin de supprimer la couronne de silice entourant les plots de silice dopée au germanium, nous avons pratiqué une attaque par l'acide fluorhydrique (HF) de la préforme. Les informations à notre disposition indiquaient un rayon dopé de 15 mm , les profils d'indice exacts n'ayant pas été fournis par DRAKA COMTEC. Une analyse du profil indiciel des fibres obtenues a révélé que la majorité des préformes a subi une attaque plus profonde que prévue, c'est à dire que la zone de silice dopée a été en partie attaquée. Le profil d'indice des

préformes constituant la microstructure de la gaine a donc été légèrement modifié comme le montrent les **figures III.19** et **III.20-b**.

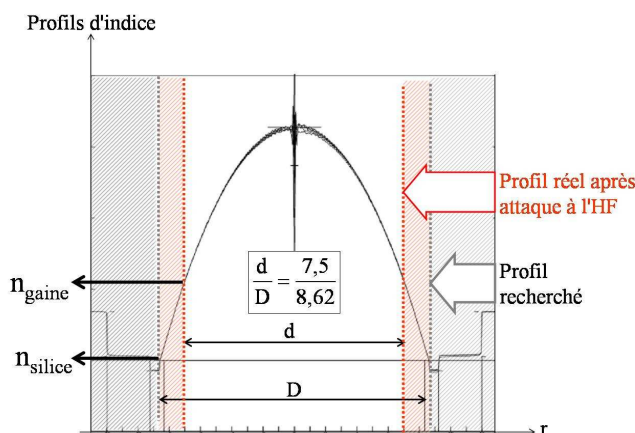


Figure III.19: Profil d'indice de la préforme de silice dopée germanium après attaque acide.

On note, de plus, la présence sur l'ensemble de la microstructure de bulles de tailles relativement importantes (**figure III.20 - a**), et ce malgré le fait que les cannes aient été calcinées avant l'étirage. L'ensemble du procédé, excepté l'étape de calcination, étant en tout point identique à celui employé pour l'étirage de la fibre dopée aux ions erbium, nous pensons que la présence des bulles peut dans ce cas, être imputée essentiellement aux deux phénomènes suivants :

- évaporation de l'oxyde de germanium GeO quand la silice dopée aux ions germanium est chauffée à très haute température selon l'équation suivante [NAG82]:



- dégradation de la qualité de l'état de surface de la préforme lors de l'attaque à l'HF, favorisant l'emprisonnement de bulles.

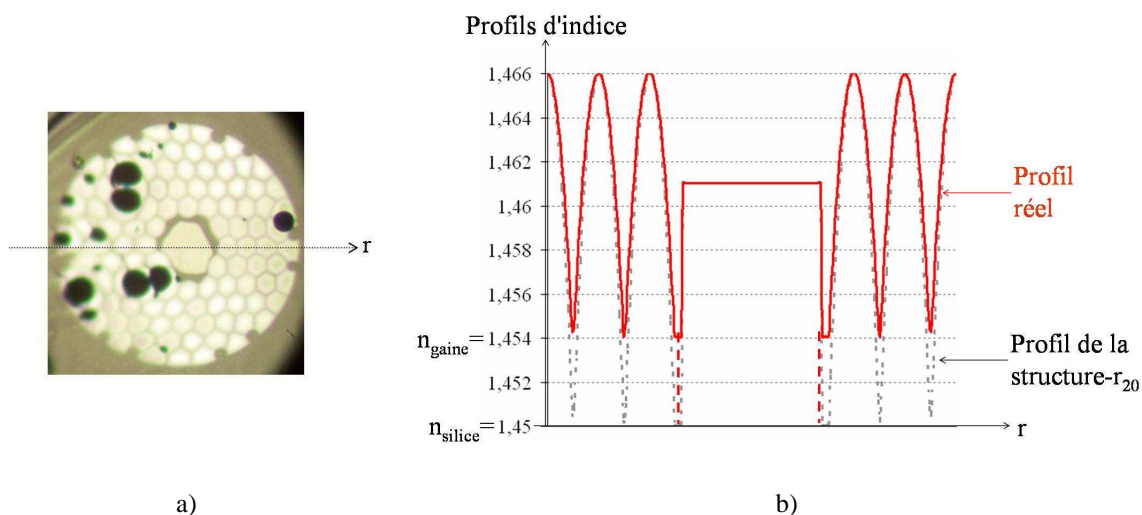


Figure III.20: Image de la section transverse de la fibre fabriquée (a) et son profil d'indice (calculé) (b).

En nous appuyant sur l'expérience de confrères spécialistes en MCVD, il semble que la première hypothèse (évaporation de l'oxyde germanium) soit la plus plausible.

II.2.2. Caractérisation du comportement modal de la fibre – comparaison avec la théorie

II.2.2.1. Analyse théorique

Comme nous l'avons fait pour la fibre active précédemment présentée, nous avons testé le comportement modal de cette structure à plusieurs longueurs d'onde, afin de confirmer les résultats prévus par la théorie. Nous avons calculé les bandes associées à la microstructure réelle. La **figure III.20** présente ces bandes auxquelles sont superposées les courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé. On constate notamment que la modification du profil d'indice des inclusions a provoqué un élargissement des bandes (recouvrements favorisés) ainsi qu'un décalage vers les hautes valeurs de n_{eff} . Ce dernier a pour principale conséquence de permettre un couplage du mode fondamental avec les supermodes constituant la première bande, et ce, sur la totalité de la bande d'émission de l'ion ytterbium. De fait, les modes d'ordre supérieur ($q = 3$ et $q = 4$ notamment) devraient profiter d'un maximum de gain, engendrant une émission multimode.

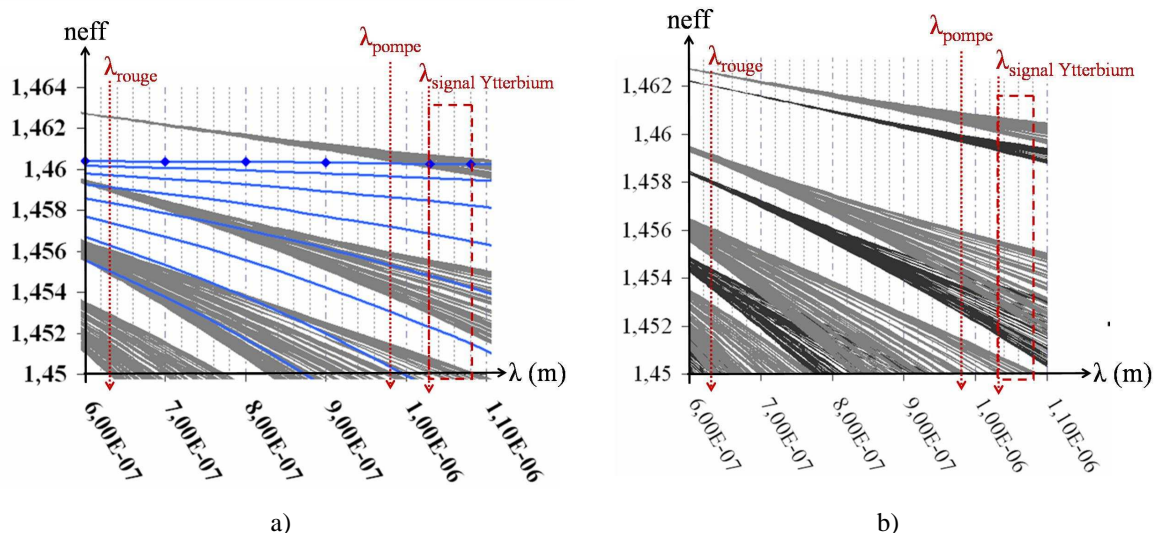


Figure III.21: Bandes (courbes de dispersion des supermodes guidés dans la microstructure) et courbes de dispersion des modes guidés dans le cœur isolé de la structure réelle (a) et comparaison de ces bandes (en gris) avec celles de la structure - r_{20} (en noir) (b) (pas = $7,5 \mu\text{m}$).

II.2.2.2. Caractérisation expérimentale

Nous avons couplé l'onde issue d'une diode de pompe fibrée émettant à $\lambda = 978 \text{ nm}$ sur l'ensemble cœur + gaine microstructurée de la fibre sous test de longueur 2,5 m, placée au sein d'une cavité. Les allers retours de la lumière y sont assurés d'une part par la réflexion de Fresnel sur la face d'entrée clivée de la fibre et d'autre part par la présence d'un miroir totalement réfléchissant à la longueur d'onde signal accolé à l'autre extrémité de la fibre (cf. **figure III.22**).

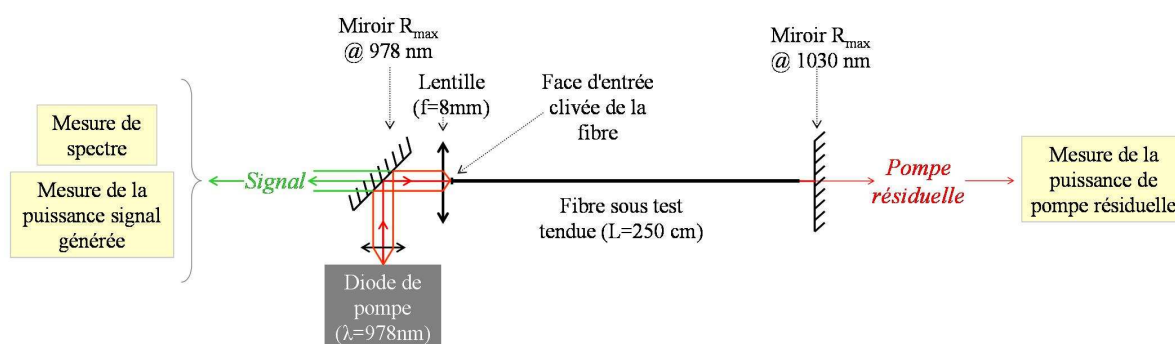


Figure III.22: Montage expérimental.

Nous avons relevé les puissances portées par l'onde signal générée (P_{signal}) d'une part, et par l'onde de pompe résiduelle en sortie de fibre (P_{pompe}) d'autre part, ainsi que les spectres de transmission de la fibre lorsque la puissance de pompe délivrée par la diode augmente. Pour l'ensemble de ces mesures, la fibre de longueur égale à 2,5 mètres est maintenue tendue et les conditions d'injection restent inchangées. Puis, nous avons calculé la puissance absorbée ($P_{\text{absorbée}}$) par la fibre donnée par la relation suivante :

$$P_{\text{absorbée}} = P_{\text{injectée}} - P_{\text{pompe résiduelle}} \quad (\text{III.2})$$

La puissance de pompe injectée ($P_{\text{injectée}}$) est mesurée en sortie de la fibre (conditions d'injection inchangées, puissance maximale) après réduction de sa longueur à seulement quelques centimètres.

La concentration en ions de terre rare du cœur de la fibre est relativement élevée puisque de l'ordre de 10000 ppm poids. On note par conséquent, une très bonne absorption de l'onde de pompe voisine de 90% sur 2,5 mètres de fibre (**figure III.24-a et b**).

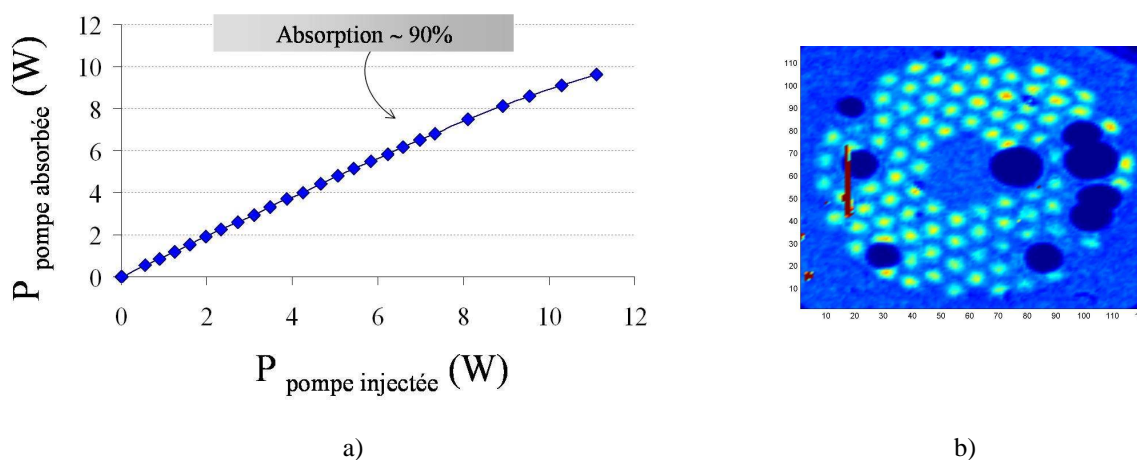


Figure III.23: Evaluation de la qualité de l'absorption de l'onde de pompe ($L = 2,5 \text{ m}$):

a) évolution avec la puissance injectée, de la puissance absorbée par le cœur,

b) image de la section transverse de la fibre à $\lambda = 978 \text{ nm}$.

Cela étant, la pente d'efficacité du laser ainsi formé demeure nettement inférieure à celles généralement atteintes avec les lasers à fibre dopées aux ions ytterbium, voisines de 80 %. En effet, la **figure III.24** représentant l'évolution de la puissance portée par l'onde signal avec la puissance de pompe injectée dans la fibre, démontre une pente d'efficacité d'à peine 32 %.

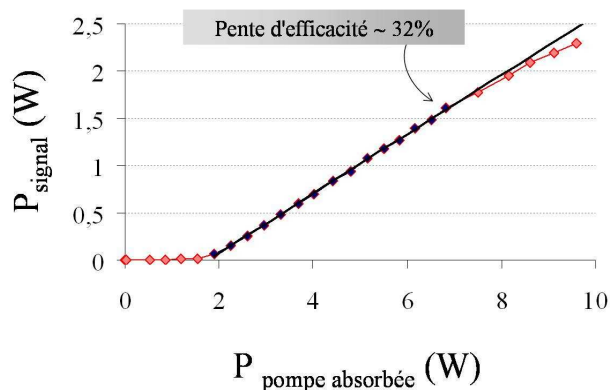


Figure III.24: Evolution de la puissance de l'onde signal avec la puissance de pompe absorbée dans la fibre (pente d'efficacité du laser).

Le spectre de transmission présenté sur la **figure III.25** démontre que l'émission laser s'organise au voisinage de 1030 nm. Or, d'après la **figure III.21-a**, il existe à cette longueur d'onde de nombreux modes couplés sur les supermodes établis dans la microstructure. De fait, l'énergie initialement générée dans le cœur de la structure se délocalise aisément vers la gaine.

En outre, la présence de larges bulles sur l'ensemble de la microstructure génère certainement des pertes sur les supermodes guidés dans la gaine. En effet, ces phénomènes ponctuels impliquent des modifications de la section transverse du guide nécessitant une adaptation modale de l'onde au cours de sa propagation dans la fibre.

L'association de ces deux phénomènes peut donc expliquer la faible efficacité du laser ainsi fabriqué.

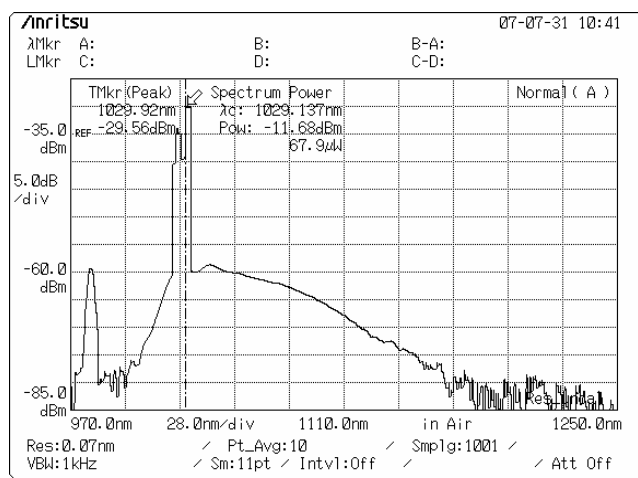


Figure III.25: Spectre relevé en sortie de fibre pour $P_{pompe} = 23,2$ W, puissance maximale délivrée par la diode.

Une observation à l'aide d'une caméra FJW a confirmé le caractère fortement multimodal du faisceau émis à 1030 nm ainsi que la répartition de l'énergie sur la globalité de la structure.

Nous avons, dans un second temps, relevé les figures de champ en sortie de fibre lorsque l'on injecte le faisceau issu d'un laser He-Ne dans le cœur de la structure. Cette injection sélective est réalisée à l'aide d'une SMF 28 d'environ 50 cm de long. Une représentation schématique du montage expérimental ainsi que l'une des figures de champ obtenues sont présentés sur le **tableau III.5**.

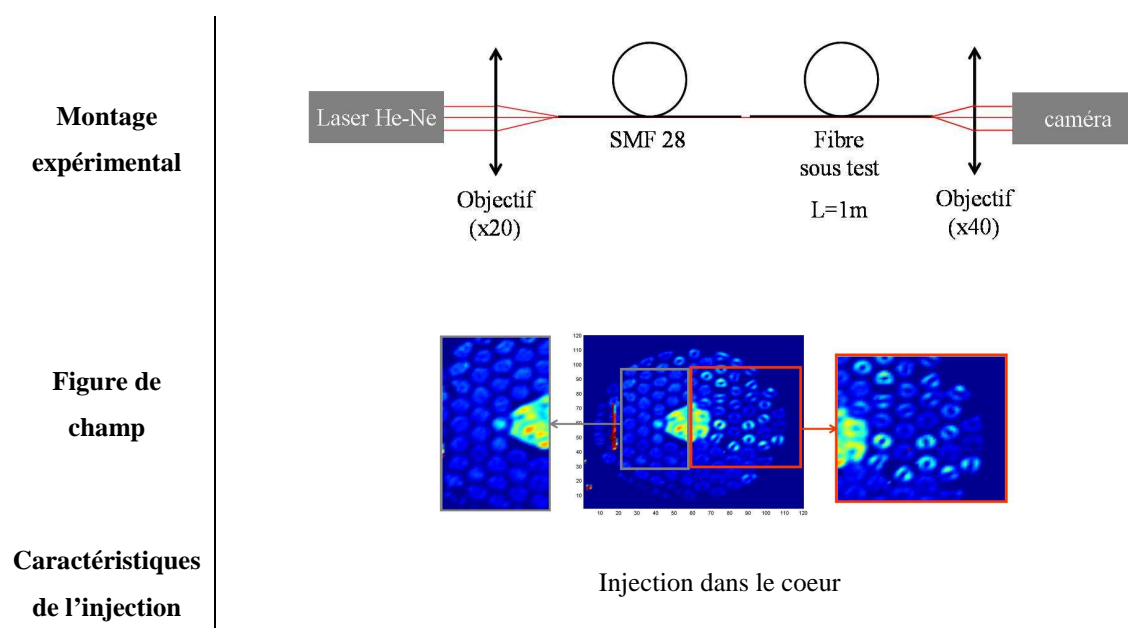


Tableau III.5: Résumé de l'analyse expérimentale de la fibre à $\lambda = 632,8$ nm.

L'analyse de cette figure de champ est tout à fait en accord avec les prévisions théoriques. En effet, à $\lambda = 633$ nm, la **figure III.21-a** prévoit un accord de phase entre certains modes du cœur et les supermodes d'ordre 2 de la microstructure (2^{ème} bande). On note alors sur la figure de champ que l'excitation des modes guidés dans le cœur, induit la propagation des modes appartenant à la famille LP_{11} dans les inclusions de la gaine. Notons en outre, que la portion d'énergie couplée sur la microstructure reste faible, traduisant le fait que ces accords de phase ne sont strictement vérifiés que pour un nombre restreint de modes. Cette figure met de plus en évidence une certaine dissymétrie du cœur. Une quantité de silice non négligeable est encore présente autour du cœur, à gauche sur la figure de champ (encadrée en gris) ce qui n'est pas le cas à droite. De fait, elle « isole » davantage les modes guidés dans le cœur de ceux susceptibles de s'établir dans les plots. Ainsi, la quantité d'énergie couplée sur les

inclusions de la gaine est moindre à gauche du cœur. Cette figure révèle donc une fois de plus toute la complexité de la fabrication d'une telle structure. L'ensemble des paramètres opto-géométriques des divers guides la constituant doit être maîtrisé avec une grande précision.

Notons enfin qu'une troisième fibre (paramétrée pour une émission autour de 1060 nm) a été fabriquée. Son cœur est constitué de 7 barreaux de silice dopée aux ions ytterbium, assemblés au centre de la préforme. Le profil d'indice des barreaux utilisés, fournis par INO est présenté ci-dessous :

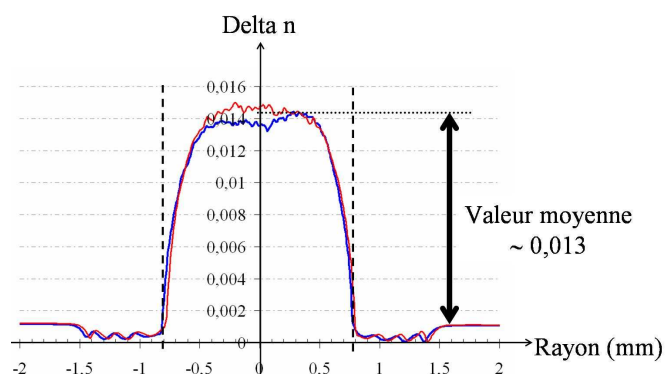


Figure III.26: Profil d'indice des préformes de silice dopée aux ions ytterbium fournies par INO).

La valeur maximale de ce profil est supérieure à celle du profil précédemment optimisé ($n_{Si} + 0,011$) puisque voisine de $n_{Si} + 0,013$. Le comportement modal de la fibre fabriquée à partir des caractéristiques théoriques imposées par la structure HA s'en trouve nécessairement modifié. De plus, étant donné que ces barreaux ne présentent pas un saut d'indice franc (profil légèrement incliné), l'attaque par acide HF s'est avérée délicate. Nous n'avons pas pu obtenir dans la structure fibrée un cœur d'indice homogène comme le montre l'image présentée sur la **figure III.28**. on y distingue nettement des nuances de teintes dans le cœur traduisant l'inhomogénéité de l'indice.

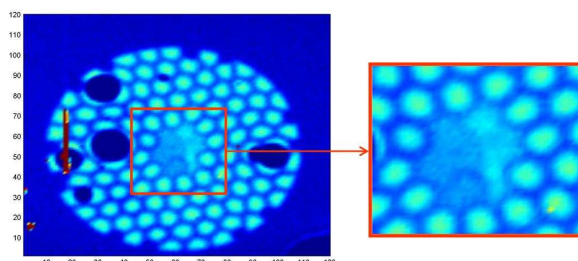


Figure III.27: Figure de champ relevée en sortie de fibre (montage identique à celui du tableau III.5).

Les modes propagés dans un tel guide sont nécessairement très différents des modes propagés dans un guide à saut d'indice uniforme. N'ayant en outre pas accès au profil d'indice précis du cœur, nous n'avons pas pu procéder à une analyse théorique de ses propriétés modales. Les paramètres opto-géométriques de cette structure n'ont pu être optimisés. Aucun signal n'a, en conséquence, été observé.

Pour conclure, notons que ces nouvelles fibres dopées aux ions ytterbium ont été réalisées en tenant compte de l'ensemble des conclusions établies à l'issue de la caractérisation de la première fibre (dopée aux ions erbium). Ainsi, nous avons préféré enduire la fibre d'un polymère bas indice plutôt que d'ajouter une gaine d'air et nous avons veillé à calciner les cannes après leur usinage. Le point crucial de ces nouvelles réalisations a été l'usinage des préformes, en particulier celles utilisées pour constituer la microstructure. Cette seconde fabrication a notamment révélé la nécessité de conserver une couche de silice autour de la région dopée (silice dopée aux ions germanium) pour éviter le dégazage de l'oxyde de germanium. Ce dernier est en effet responsable de la présence de bulles de tailles conséquentes dans la microstructure qui dégradent fortement l'efficacité du laser. Il s'avère en outre, indispensable de mesurer les profils d'indice de chaque préforme de silice dopée, avant de procéder à leur usinage, ce afin d'éviter des disparités au sein de la microstructure et/ ou des divergences trop importantes entre le profil attendu et le profil réel de la gaine. Ces dernières caractérisations démontrent en effet, un impact non négligeable sur les positions, largeurs et formes des bandes entraînant une modification dramatique des propriétés de la structure et dégradant fortement la qualité spatiale de l'émission.

Il semble en outre que l'on doive privilégier, lors de la constitution du large cœur, l'insertion d'un unique barreau de silice dopée aux ions de terre rare, plutôt que de l'assemblage de préformes. En effet, dans ce dernier cas, la qualité modale du faisceau émis est sensible aux imprécisions liées d'une part à la synthèse de plusieurs préformes de profils identiques, et d'autre part aux différents usinages de chacune de ces préformes.

Ainsi, les divergences trop importantes entre la fibre réelle et le profil théorique ne permettent pas de valider le principe général de fonctionnement de la structure. Le filtrage modal n'a pu être étudié. Toutefois, celui-ci n'est pas mis en défaut puisque les résultats obtenus semblent encore une fois, s'accorder avec les prévisions théoriques issues des calculs menés à partir des caractéristiques de la fibre réelle.

L'analyse de ces caractérisations a mis en évidence un ensemble de difficultés techniques que nous devons contourner lors des fabrications à venir. Toutefois, dans l'objectif de valider

rapidement le principe de filtrage modal présenté dans ce manuscrit, nous avons récemment entamé une collaboration avec un laboratoire engagé sur des sujets connexes, l'IPHT (« Institute of Photonic Technology ») basé à Jena en Allemagne. Pour accroître les chances de succès, nous avons choisi de simplifier la structure en supprimant la gaine d'air et en diminuant le nombre de couronnes. Les caractéristiques opto-géométriques des plots et du cœur ont été imposées par celles des préformes disponibles à l'IPHT. Nous proposons de présenter dans une dernière partie l'optimisation de cette structure.

III. Optimisation et fabrication d'une nouvelle structure

Pour réaliser cette dernière fibre, nous avons dû concevoir et optimiser une structure prenant en compte les caractéristiques optiques et géométriques de préformes disponibles à l'IPHT. Les inclusions de la gaine proviennent de préformes de silice dopée aux ions germanium dont le profil d'indice de réfraction parabolique ($n_{\max} \sim n_{\text{Si}} + 0,0175$) est présenté sur la

figure III.28. Le rapport r_D est alors fixé à : $r_D = \frac{916}{1000}$.

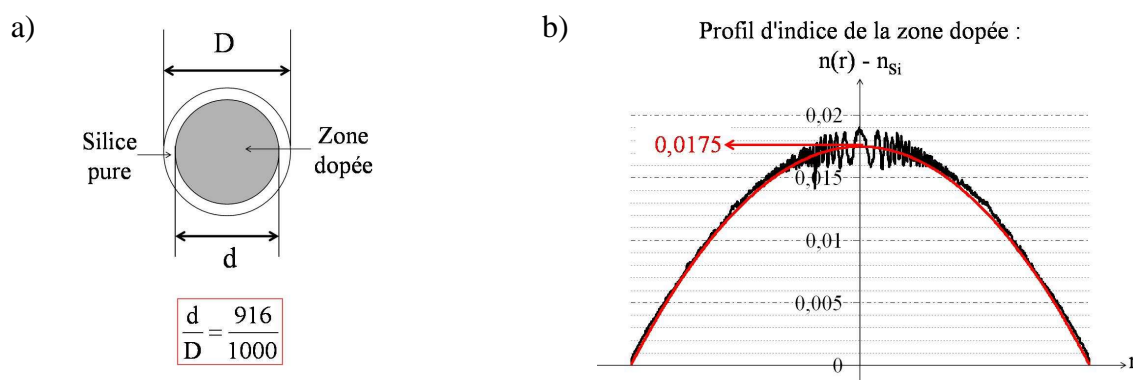


Figure III.28: Représentation schématique (a) et profils d'indice (b) réel (en noir) et théorique (en rouge) des préformes disponibles pour constituer la microstructure.

Le cœur de la fibre provient quant à lui, d'une préforme de silice dopée aux ions ytterbium. Elle présente une concentration en ions actifs de dix à vingt fois inférieure à la valeur escomptée, puisque égale à 2500 ppm % wt. Son indice de réfraction : $n_{\text{cœur}} = n_{\text{Si}} + 0,004$ est

nettement plus faible que celui que nous avons considéré jusqu'à présent ($n_{\text{cœur}} = n_{\text{Si}} + 0,01$). Nous avons par conséquent dû adapter l'ensemble de la structure à ces nouvelles données. Une microstructure de pas proche de $10 \mu\text{m}$, dans laquelle 7 inclusions centrales seraient remplacées pour former le cœur (cas analogue à ceux précédemment détaillés) doit générer des bandes similaires à celles occasionnées par les microstructures étudiées jusqu'à présent. Cependant, le cœur possédant un indice de réfraction beaucoup plus faible, il supporte des modes d'indices effectifs eux-mêmes nettement abaissés, favorisant les couplages avec les supermodes correspondant à la seconde bande. Nous avons vu que ces supermodes occasionnent des transferts d'énergie plus importants, via des recouvrements accrus, il semble délicat dans ce cas de discriminer correctement l'unique mode fondamental. Nous avons donc choisi d'optimiser une structure de géométrie très différente de celles proposées jusqu'ici, en considérant un diamètre de cœur égal au pas de la microstructure. Étant donné qu'un tel arrangement permet d'accéder à un nombre restreint de guides, cette structure tend de plus à simplifier encore l'étape de fabrication. La section transverse et le profil d'indice de la structure proposée sont schématisés sur la **figure III.29**.

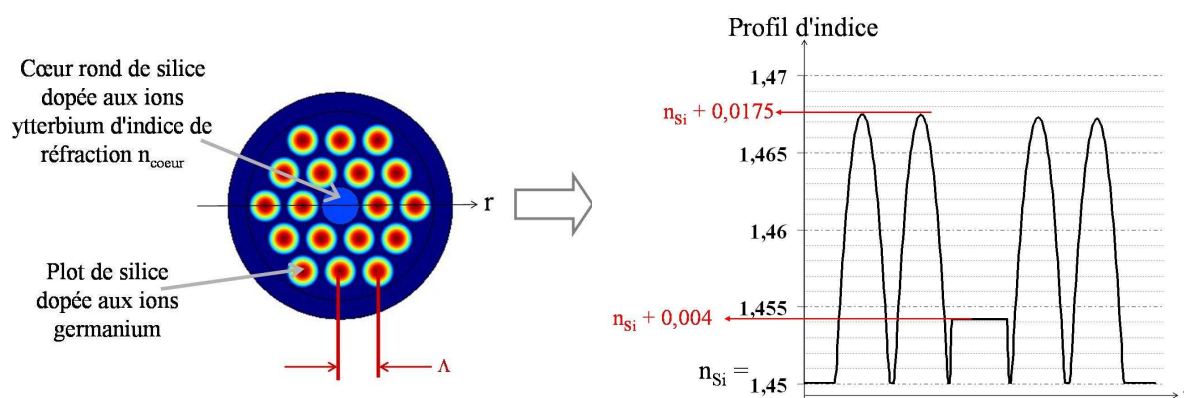


Figure III.29: Représentation schématique de la section transverse de la fibre (a) et de son profil d'indice (b).

Les inclusions présentent un fort rapport r_D (peu de silice en périphérie de la zone dopée), leur diamètre est donc proche de celui du cœur, qui doit être voisin de $20 \mu\text{m}$ pour garantir une large aire modale. Celles-ci présentent nécessairement un caractère fortement multimode en comparaison des inclusions constituant la gaine des structures précédentes. De plus l'indice du cœur est ici nettement inférieur à celui des inclusions. Par conséquent, des modes établis dans le cœur de la structure seront couplés sur des bandes d'ordre plus élevé, ce que confirme la **figure III.30** présentant les courbes de dispersion des guides unitaires (cœur et inclusions

supposés isolés) composant la structure. On peut supposer que de telles bandes favoriseront les couplages avec le cœur, les recouvrements augmentant avec l'ordre des modes.

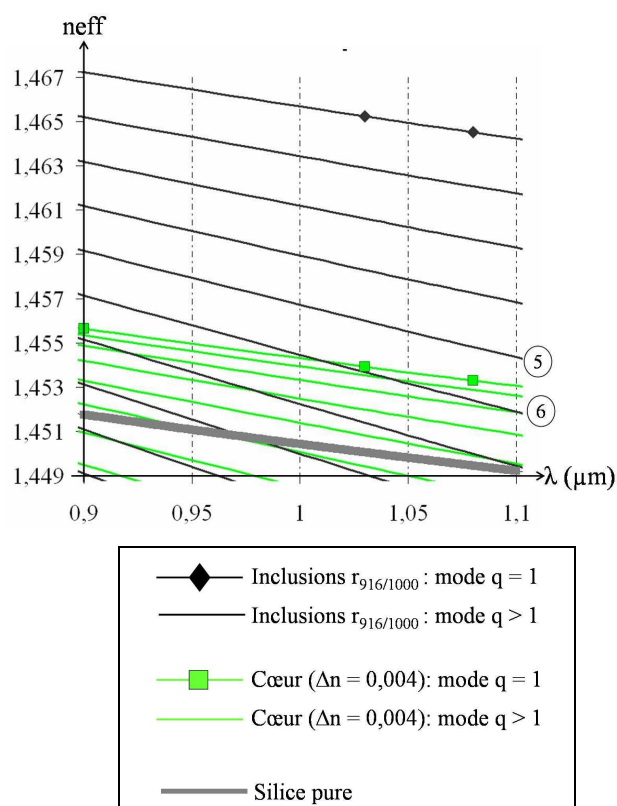


Figure III.30: Courbes de dispersion du cœur ($\Delta n = 0,004$) (en vert) et d'une inclusion $r_{916/1000}$ isolés (en noir).

Nous avons évalué les caractéristiques modales de l'onde s'installant théoriquement dans cette structure lorsque le pas varie, pour les longueurs d'onde extrêmes de la bande d'émission de l'ion ytterbium ($\lambda = 1030 \text{ nm}$ & $\lambda = 1080 \text{ nm}$). Le diamètre du cœur étant égal au pas, nous avons choisi d'étudier des structures de pas supérieur ou égal à $19 \mu\text{m}$ pour obtenir une grande surface dopée.

Contrairement aux fibres précédentes, la délocalisation des modes d'ordre élevé supportés par le cœur ne se fera pas via des couplages avec les supermodes des deux premières bandes de la microstructure. Les couplages mis en jeu concerneront des modes de gaine d'ordre plus élevé, fixés par le choix du pas de la structure. Plusieurs fibres de dimensions homothétiques devraient alors permettre de satisfaire nos exigences.

Nous avons calculé les parties imaginaires $\Im(\text{neff})$ des indices effectifs des modes guidés dans la structure, puis nous avons calculé les fractions F_C correspondant aux valeurs minimales de $\Im(\text{neff})$ dans chacun des cas (celles des modes les moins délocalisés). Nous avons en effet

démontré que les parties imaginaires $\Im(\text{neff})$ étaient proportionnelles aux valeurs des fractions F_g d'énergie couplée sur la gaine, mais qu'il était cependant recommandé de confirmer les tendances révélées par leur analyse. Ces résultats sont répertoriés dans le **tableau III.6**.

Dans certains cas, parce que l'indice effectif du mode fondamental présente une partie imaginaire $\Im(\text{neff})$ supérieure à celles du ou des autre(s) mode(s) étudié(s), les fractions F_C n'ont pas été calculées. Nous avons choisi d'optimiser la structure pour une émission de l'unique mode fondamental.

Comme pour l'ensemble des études théoriques rapportées dans ce manuscrit, nous considérerons que des fractions F_C séparées de 10 à 15 % pour le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur le moins délocalisé, permettent d'attendre une émission sur l'unique mode fondamental.

Λ (μm)	Rang du mode	$\lambda = 1030$ nm		$\lambda = 1080$ nm	
		\Im (neff)	F_C (%)	\Im (neff)	F_C (%)
19	1	4,34 e-13	70	-	-
	3	1 e-10	-	-	-
	7	1,98 e-11	-	-	-
	11	3,94 e-11	-	-	-
	13	8,76 e-12	41	-	-
<i>CONCLUSIONS</i>		MONOMODE			
24	1	2,77 e-11	-	1,7 e-14	82
	3	5,18 e-13	-	7,49 e-12	51
	11	-	-	6,54 e-12	58
	13	-	-	8,09 e-12	57
	<i>CONCLUSIONS</i>		<i>Mode n°1 délocalisé</i>		MONOMODE
25	1	3,89 e-14	82	1,52 e-12	-
	3	2,92 e-14	79	1 e-9	-
	7	2,04 e-13	-	5,3 e-13	-
	<i>CONCLUSIONS</i>		<i>Au moins bi-mode</i>		<i>Mode n°1 délocalisé</i>
26	1	1,66 e-13	72	6,44 e-15	84
	3	1 e-10	-	7,7 e-13	64
	7	2,83 e-13	70	1,92 e-11	50
	11	5,5 e-13	67	1,61 e-11	53
	13	-	-	1,53 e-13	64
	17	-	-	2,6 e-11	50
	21	-	-	3,11 e-10	35
<i>CONCLUSIONS</i>		<i>Au moins bi-mode</i>		MONOMODE	
27	1	1,29 e-15	87	-	-
	3	1,31 e-13	-	-	-
	7 & 11	1 e-10	-	-	-
	13	2,12 e-14	72	-	-
<i>CONCLUSIONS</i>		MONOMODE			
28	1	5,5 e-18	81	-	-
	3	2,52 e-16	73	-	-
	7 & 11	1 e-10	-	-	-
	13	1,18 e-16	71	-	-
<i>CONCLUSIONS</i>		<i>Caractère monomode à confirmer</i>			

Tableau III.6: Résumé des caractéristiques modales des structures modélisées.

Les résultats présentés dans le **tableau III.6** démontrent qu'étant donné la largeur de la bande d'émission, plusieurs pas garantissent théoriquement la qualité spatiale du faisceau émis. Nous avons par conséquent, envisagé l'étirage de plusieurs tronçons de fibres (une dizaine) de pas compris entre 19 et 30 μm . Leur caractérisation devrait permettre de valider différents comportements mis en évidence par la théorie (comportement multimode, monomode sur le mode fondamental, etc.). Cette dernière étude confirme en effet, une fois de plus, la grande sensibilité des caractéristiques modales de l'émission aux variations des divers paramètres de la structure. Cependant la variété des échantillons à caractériser doit permettre de compenser certaines de ces fluctuations.

Cette dernière fibre est été fabriquée à l'IPHT, quelques unes des sections transverses des échantillons étirés sont présentés sur la **figure III.31**.

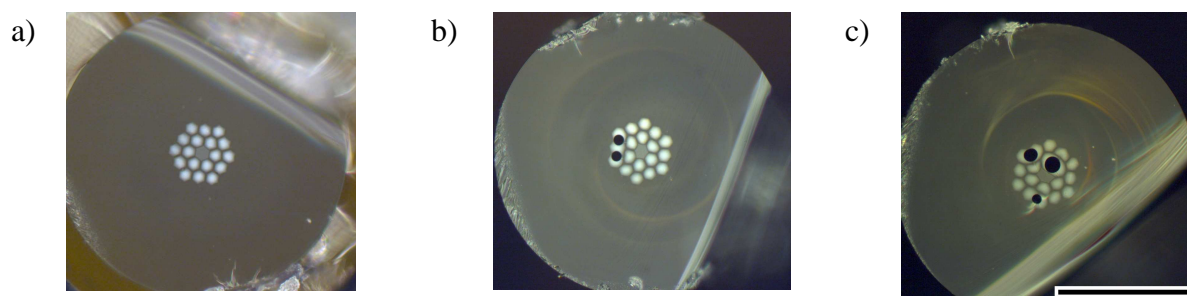


Figure III.31: photo des sections transverses de quelques uns des échantillons de fibres étirées.

Les caractérisations de ces fibres sont en cours, et ne seront donc pas présentées dans ce manuscrit. On peut cependant, d'ores et déjà noter la présence sur la plupart des échantillons, de bulles de tailles tout aussi conséquentes que celles observées dans les fibres précédemment rapportées. Cette fois-ci encore, la faible épaisseur de la couronne de silice entourant le cœur dopé des inclusions semble avoir favorisé le dégazage de l'oxyde de germanium. D'après Kay Schuster et Jens Kobelke qui ont fabriqué ces fibres, une épaisseur d'au moins 2 μm de silice pure autour des plots est nécessaire pour limiter ce dégazage. Il semblerait enfin, que ces bulles soient une fois de plus, des phénomènes aléatoires et relativement ponctuels. Nous allons tenter de limiter la longueur de fibre employée pour les caractérisations, afin de réduire au maximum leur impact (désadaptation modale entre autres). Ces observations confirment les conclusions établies lors des précédentes caractérisations. Les futures fabrications devront impérativement présenter des fractions de silice plus importantes.

Conclusion

Ce dernier chapitre consacré aux réalisations des structures préalablement optimisées ainsi qu'à leur caractérisation a permis de valider pour une part, la théorie développée dans le second chapitre et de mettre en lumière un certain nombre de contraintes qu'il est important de prendre en considération lors du design de la structure.

Les caractérisations menées, notamment à la longueur d'onde de 633 nm ont systématiquement confirmé les prévisions théoriques. Des analyses numériques complémentaires ont été réalisées pour chaque fibre, prenant en compte les variations induites par les profils réels sur le comportement modal de la structure. On constate alors la validité des études théoriques (analyses des conditions de couplages cœur-gaine notamment) et ce, quelle que soit la méthode utilisée (SFM, comparaisons des courbes de dispersion et des bandes notamment). Ainsi, le filtrage modal n'a certes pas pu être mis en évidence, du fait des divergences trop importantes entre profils réels et théoriques, mais il n'a cependant pas été mis en défaut. Nous avons en effet, rencontré de multiples problèmes lors des différentes fabrications qui ont systématiquement compromis l'efficacité de l'amplification et par voie de conséquence, du filtrage par le gain. Dans le cas de la fibre dopée aux ions erbium, le cœur fortement diffusant ne pouvait permettre l'installation du phénomène d'amplification, les pertes engendrées sur l'onde étant trop importantes. En ce qui concerne les secondes réalisations, l'usinage des préformes de silice dopée aux ions germanium s'est révélé dramatique pour deux raisons principales. D'une part, l'attaque a été trop importante pour la majorité des préformes, générant ainsi une modification conséquente des bandes et dégradant nécessairement la qualité spatiale de l'émission. D'autre part, l'absence de silice autour de la zone centrale dopée a très certainement favorisé le dégazage de l'oxyde germanium. L'apparition de bulles de taille importante dans la microstructure est comme nous l'avons évoqué sans nul doute, à l'origine de désadaptations modales de l'onde au cours de sa propagation. Les pertes occasionnées remettent en cause l'efficacité même du laser.

Forts de l'ensemble de ces constatations, nous avons optimisé une dernière structure. Celle-ci dopée aux ions ytterbium, présente une géométrie différente de celle des fibres précédemment caractérisées. Nous avons, en effet, dû adapter l'arrangement du cœur et des inclusions aux caractéristiques opto-géométriques des préformes disponibles à l'IPHT pour fabriquer la fibre. Celles-ci diffèrent de celles escomptées et si cette fibre ne répond pas à l'ensemble des critères définis dans le chapitre II (quantité d'ions actifs plus faible que prévue, notamment), elle devrait cependant permettre de valider le principe du filtrage modal mis en évidence. Cette structure a été fabriquée, elle est en cours de caractérisation.

Conclusion générale

Depuis une vingtaine d'années maintenant, les lasers à fibre font l'objet d'intenses recherches et connaissent en conséquence un développement considérable. Les publications les plus récentes font état de puissances dépassant le kilowatt en régime d'émission continue alors qu'elles ne dépassaient pas le watt au début des années 90. Ce formidable essor les place aujourd'hui en sérieux concurrents des lasers massifs, qu'ils supplantent dans de nombreux secteurs requérant des faisceaux puissants et de bonne qualité spatiale.

Les efforts se concentrent ces dernières années, sur la conception et la fabrication de structures et / ou d'architectures toujours plus originales permettant de contrecarrer les effets néfastes d'une hausse trop importante de la densité de puissance (non linéarité, claquage optique). L'extension de la surface active et la répartition de la puissance sur de multiples guides sont les deux voies majoritairement explorées. Lorsque la seconde souffre en général de l'augmentation du nombre de guides mis en jeu, la première implique une restriction de l'indice de réfraction. Il est donc envisageable que, dans les deux cas, les performances soient à terme, freinées par un volume actif nécessairement limité. Il apparaît donc primordial de développer dès aujourd'hui des structures exotiques visant à favoriser un accroissement du volume actif.

Une nouvelle génération de structures, dite LHDC, combinant large cœur et fort niveau de dopage actif est développée depuis 3 ans au laboratoire. L'enjeu principal de ce concept réside dans le choix judicieux des caractéristiques opto-géométriques de la gaine. Nous avons expliqué en préambule qu'il était souhaitable de profiter d'un cœur d'indice de réfraction supérieur ou égal à : $n_{Si} + 0,01$ (n_{Si} étant l'indice de réfraction de la silice) afin de s'affranchir des contraintes inhérentes aux procédés de synthèse des matériaux actifs (silice dopée aux ions de terres rares), la taille du cœur devant bien entendu, être suffisante pour limiter la densité de puissance. De fait, si la conception d'une telle structure ne présente que peu de latitude du point de vue des caractéristiques du cœur (quoique toujours plus importante que

celles permises par les structures standard), nous avons démontré que la microstructuration de la gaine élargissait considérablement le champ des possibles. Deux types de structures reposant sur des principes de guidage relativement différents peuvent ainsi être conçus.

Lorsque le pas de la microstructuration est inférieur à la longueur d'onde de travail, la gaine se comporte, à l'instar des microstructures air-silice, comme un milieu quasi-homogène d'indice de réfraction moyen, compris entre l'indice de la matrice (silice) et l'indice maximum des inclusions. Il sera fixé par la quantité de silice entourant les plots et bien entendu, par leur profil d'indice de réfraction. Nous avons démontré que dans ce cas de très grandes aires dopées pouvaient être atteintes (plusieurs centaines de μm^2), tout en garantissant la qualité spatiale du faisceau émis. Bien entendu la sensibilité aux courbures de ce type de structure pourrait être un point critique. Toutefois, la forte concentration en ions actifs devrait en garantir l'efficacité sur des très faibles longueurs limitant le recours aux courbures, mais impliquant une perte de compacité du système. Cette première voie n'a pas été explorée expérimentalement, les techniques de fabrication d'une telle fibre étant en cours d'étude.

La majeure partie de l'étude théorique rapportée dans ce manuscrit concerne donc le cas d'une microstructuration largement supérieure à la longueur d'onde (de l'ordre d'une dizaine de microns). L'onde, percevant chaque guide unitaire de la gaine est donc susceptible de s'installer dans chacun d'eux. Nous avons vu qu'il s'agissait alors d'optimiser les conditions de couplage entre les modes établis dans le cœur et ceux guidés dans les inclusions de la microstructure. L'objectif est alors de favoriser la sélection par le gain de l'unique mode fondamental, dont on préserve le confinement dans le cœur actif, tout en délocalisant vers la gaine les champs des modes d'ordre supérieur. Les inclusions génèrent la formation de bandes, dont les largeurs et positions peuvent être ajustées et adaptées aux courbes de dispersion du cœur. Nous avons mis au point un protocole permettant d'optimiser théoriquement les paramètres opto-géométriques de la structure (cœur et gaine). Diverses méthodes numériques, notamment la FEM, sont exploitées. Une structure réaliste, basée sur les caractéristiques de préformes dont nous pouvions disposer (silice dopée aux ions germanium pour la microstructure d'une part et aux ions erbium pour le cœur actif d'autre part) a ainsi pu être conçue. Elle exhibe une aire dopée voisine de $200 \mu\text{m}^2$ dans la bande d'émission des ions erbium ($\lambda \sim 1,55 \mu\text{m}$), et son indice de réfraction, égal à $n_{\text{Si}} + 0,01$, autorise un fort niveau de dopage actif. L'étude théorique de l'influence des courbures occasionnées sur la fibre démontre une relative insensibilité des caractéristiques modales du faisceau tant que le rayon de courbure reste supérieur à 4 cm. Au-delà de cette valeur limite, l'énergie du mode fondamental se délocalise sur les inclusions de la microstructure au profit

de modes d'ordre supérieur. Enfin l'efficacité du pompage par la gaine d'une telle structure a été théoriquement validée par une étude de la propagation de l'onde de pompage.

Cette structure a été fabriquée et caractérisée au laboratoire. Les résultats obtenus sont encourageants même s'ils n'ont pas permis de valider le principe général de filtrage des modes. En effet, malgré la régularité de la fibre réalisée, la mauvaise qualité optique du cœur due à une erreur dans le procédé de synthèse (confirmée par le fabricant) n'a pas permis de profiter d'un phénomène d'amplification, élément clé du filtrage modal. Deux autres structures ont cependant été optimisées pour un fonctionnement dans la bande d'émission des ions ytterbium. La première réalisée au laboratoire a permis une émission laser mais la piètre qualité de la microstructure a fortement dégradé la qualité optique de l'émission et l'efficacité de l'amplification. Nous avons en effet observé un important dégazage d'oxyde de germanium lors de la dernière étape d'étirage pouvant être imputé à l'absence de capsule de silice autour des inclusions constituant la microstructure. Une dernière fibre au design relativement différent de celui des deux précédentes (2 couronnes d'inclusions au lieu de 4 notamment) a été optimisée. Elle vient d'être fabriquée au laboratoire IPHT (à Jena, en Allemagne) et sa caractérisation est en cours. Son cœur présente une concentration en ions de terres rares bien moindre que celle escomptée. Elle devrait cependant permettre de valider le principe général du filtrage modal prévu par la théorie développée dans ce manuscrit.

Références bibliographiques

A

- [ALV99] J. A. Alvarez-Chavez *et al.*, "Mode selection in high power cladding pumped fiber lasers with tapered section", *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US **CWE7**, Baltimore (Etats-Unis), 1999
- [ANT06] G. Antonopoulos *et al.*, "Experimental demonstration of the frequency shift of bandgaps in photonic crystal fibers due to refractive index scaling", *Optics Express*, vol.**14**, n°7, p.3000, 2006
- [ARG05-a] A. Argyros *et al.*, "Photonic bandgap with an index step of one percent", *Optics Express*, vol.**13**, n°1, p.309, 2005
- [ARG05-b] A. Argyros *et al.*, "Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres", *Optics Express*, vol.**13**, n°7, p.2503, 2005
- [ARN00] P. Arnaud, "Chimie physique cours", *Dunod éditions*, Paris, quatrième édition, 1998

B

- [BAR99] S. E. Barkou *et al.*, "Silica air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect", *Optics letters*, vol.**24**, n°1, p.46, 1999
- [BEN02] F. Benabid *et al.*, " Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber ", *Science*, vol.**298**, p.399, 2002
- [BEN05] F. Benabid *et al.*, "Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres", *Nature*, vol.**434**, p.488, 2005

- [BHU02] T. Bhutta *et al.*, "Spatial dopant profiles for transverse-mode selection in multimode waveguides", *Journal of Optical Society of America B*, vol.**19**, n°7, p.1539, 2002
- [BIR04] T. A. Birks *et al.*, "Scaling laws and vector effects in bandgapguiding fibres", *Optics Express*, vol.**12**, n°1, p.69, 2004
- [BIR97] T. A. Birks *et al.*, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", *Optics Letters*, vol.**22**, n°13, p. 961, 1997
- [BIR06] T. A. Birks *et al.*, "Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres", *Optics Express*, vol. **14**, n°20, p.9483, 2006
- [BOC03] E. J. Bochove *et al.*, "Self-organization in a multicore fiber laser array", *Optics Letters*, vol.**28**, n°14, p.1200, 2003
- [BON05] G. Bonati *et al.*, "1.53kW from a single Yb-doped photonic crystal fiber", *Proceedings of Photonics West*, SPIE (Etats-Unis), 2005
- [BOU05] J. Bouillet *et al.*, "Coherent combining in an Yb-doped double-core fiber laser", *Optics Letters*, vol.**30**, n°15, p.1962, 2005
- [BOUW03] G. Bouwmans *et al.*, "Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength", *Optics Express*, vol.**11**, n°14, p.1613, 2003
- [BOUW05] G. Bouwmans *et al.*, "Fabrication and characterization of an all solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm ", *Optics Express*, vol.**13**, n°21, p.8452, 2005
- [BREC00-a] F. Bréchet, "Analysis of bandpass filtering behaviour of singlemode depressed-core-index photonic bandgap fibre", *Electronics Letters*, vol.**36**, n°10, p.870, 2000

-
- [BRE00-b] F. Bréchet *et al.*, "Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths", *Electronics Letters*, vol.**36**, n°6, p.514, 2000

C

- [CHE01] P. K. Cheo *et al.*, "A High-Brightness Laser Beam From a Phase-Locked Multicore Yb-Doped Fiber Laser Array", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.**13**, n°5, p.439, 2001
- [CHO77] A. Y. Cho *et al.*, "Observation of confined propagation in Bragg waveguides", *Applied Physics Letters*, vol.**30**, n°9, p.471, 1977
- [CRE99] R. F. Cregan *et al.*, "Single-mode photonic bandgap guidance of light in air", *Science*, vol.**285**, p.1537, 1999
- [COM] <http://www.comsol.com/>
- [COU07] F. Couny *et al.*, "Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding", *Optics Express*, vol.**15**, n°2, p.325, 2007

D

- [DON06] L. Dong *et al.*, "Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to $3160 \mu\text{m}^2$ ", *Optics Express*, vol.**14**, n°24, p.11512, 2006
- [DOR83] N. J. Doran *et al.*, "Cylindrical Bragg fibers: A design and feasibility study for optical communications", *Journal of Lightwave Technology*, vol.**1**, p.588, 1983

- [DUG86] M. A. Duguay *et al.*, "Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO₂-Si multilayer structures", *Applied Physics Letters*, vol.**49**, n°1, p.13, 1986

F

- [FEV03] S. Février *et al.*, "Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre", *Electronics Letters*, vol.**39**, n°17, p.1240, 2003
- [FEV06] S. Février *et al.*, "Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber", *Optics Express*, vol.**14**, n°2, p.562, 2006
- [FIN06] J. M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area", *Optics Express*, vol.**14**, n°1, p.69, 2006
- [FUR01] K. Furusawa *et al.*, "Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding", *Optics Express*, vol.**9**, n°13, p.714, 2001

G

- [GAL07] A. Galvanauskas, "Advances in fiber lasers, novel fibers, systems and applications", *Conférence invitée à l'Institut d'Optique*, Orsay (France), 7 juillet 2007
- [GRI05] B. W. Grime *et al.*, "Phasing of a two-channel continuous-wave master oscillator–power amplifier by use of a fiber phase-conjugate mirror ", *Optics Letters*, vol.**30**, n°18, p.2415, 2005

H

- [HE06] B. He *et al.*, "High power coherent beam combination from two fiber lasers", *Optics Express*, vol.**14**, n°7, p.2721, 2006
- [HEI75] M. Heiblum *et al.*, "Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.**QE-11**, n°2, p.75, 1975
- [HUM04] G. Humbert *et al.*, "Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery", *Optics Express*, vol.**12**, n°8, p.1477, 2004
- [HUO04] Y. Huo *et al.*, "Fundamental mode operation of a 19-core phase-locked Yb-doped fiber amplifier", *Optics Express*, vol.**12**, n°25, p.6230, 2004

I

- [ISS04-a] N. D. Issa *et al.*, "Light acceptance properties of multimode microstructured optical fibers: Impact of multiple layers", *Optics Letters*, vol.**12**, p.3224, 2004
- [ISS04-b] N. D. Issa *et al.*, "High numerical aperture in multimode microstructure optical fibers", *Applied Optics*, vol.**43**, n°33, p.6191, 2004
- [IPG] <http://www.ipgphotonics.com/>

J

- [JÄC95] J. Jäckle *et al.*, "Intrinsic roughness of glass surfaces", *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol.**7**, p.4351, 1995

- [JAS03] J. Jasapara *et al.*, "Group-velocity dispersion measurements in a photonic bandgap fiber", *Journal of Optical Society of America B*, vol. **20**, p.1611, 2003
- [JEO03] Y. Jeong *et al.*, "Ytterbium-doped large-core fibre laser with 272W output power", *Electronics Letters*, vol.**39**, n°13, p.977, 2003
- [JEO04-a] Y. Jeong *et al.*, "Cladding-pumped ytterbium-doped large-core fiber laser with 610 W of output power", *Optics Communications*, vol.**234**, p.315, 2004
- [JEO04-b] Y. Jeong *et al.*, "Ytterbium-doped large-core fibre laser with 610 W of near diffraction-limited output power", *Electronics Letters*, vol.**40**, n°24, p.1527, 2004
- [JEO04-c] Y. Jeong *et al.*, "Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power", *Electronics Letters*, vol.**40**, n°8, p.470, 2004
- [JEO04-d] Y. Jeong *et al.*, "Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1,36 kW continuous-wave output power", *Optics Express*, vol.**12**, n°25, p.6088, 2004
- [JIA06] Z. Jiang *et al.*, "Mode-area scaling of helical-core, dual-clad fiber lasers and amplifiers using an improved bend-loss model", *Journal of Optical Society of America B*, vol.**23**, n°10, p.2051, 2006
- [JOH01] S. G. Johnson *et al.*, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis", *Optics Express*, vol.**8**, n°3, p.173, 2001

K

- [KAI74] P. V. Kaiser *et al.*, "Low-loss single-material fibers made from pure fused silica", *The Bell System Technical Journal*, vol.**53**, p.1021, 1974

-
- [KNI96] J. C. Knight *et al.*, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Optics Letters*, vol.**21**, n°19, p.1547, 1996
- [KNI97] J. C. Knight *et al.*, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata", *Optics Letters*, vol.**22**, n°7, p.484, 1997
- [KNI98] J. C. Knight *et al.*, "Large mode area photonic crystal fibre ", *Electronics Letters*, vol.**34**, n°13, p.1347, 1998
- [KNI00] J. C. Knight *et al.*, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.**12**, n°7, p.807, 2000
- [KOE64] C. J. Koestler *et al.*, "Amplification in a Fiber Laser", *Applied Optics*, vol.**3**, p.1182, 1964
- [KOP00] J. P. Koplow *et al.*, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier", *Optics Letters*, vol.**25**, n°7, p.442, 2000
- [KUH02] B. T. Kuhlmeiy *et al.*, "Modal cutoff in microstructured optical fibers", *Optics Letters*, vol.**27**, n°19, p.1685, 2002

L

- [LAE04] J. Lægsgaard *et al.*, "Gap formation and guided modes in photonic bandgap fibres with high-index rods", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol.**6**, p.798, 2004
- [LAP07] P. Laperle *et al.*, "Yb-Doped LMA Triple-Clad Fiber for Power Amplifiers", *Proceedings of Photonics West*, SPIE **6453-08**, San Jose (Etats-Unis), 2007
- [LAR03] T. T. Larsen *et al.*, "Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres", *Optics Express*, vol.**11**, n°20, p.2589, 2003

- [LEC92] P. Lecoy, "Télécommunications optiques", *Hermès édition*, Paris, 1992
- [LEE97] G. P. Lees *et al.*, "Q-switched erbium doped fibre laser utilising a novel large mode area fibre", *Electronics Letters*, vol.**33**, n°5, p.393, 1997
- [LEP01] P. Leproux, "Conception et optimisation d'amplificateurs optiques de puissance à fibres double gaine dopées erbium", *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2001
- [LIM02] J. Limpert *et al.*, "100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier", *Applied Physics B*, vol.**75**, p.477, 2002
- [LIM03-a] J. Limpert *et al.*, "High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser", *Optics Express*, vol.**11**, n°7, p.818, 2003
- [LIM03-b] J. Limpert *et al.*, "500W continuous-wave fibre laser with excellent beam quality", *Electronics Letters*, vol.**39**, n°8, p.645, 2003
- [LIM03-c] J. Limpert *et al.*, "Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation", *Optics Express*, vol.**11**, n°22, p.2982, 2003
- [LIM05] J. Limpert *et al.*, "High-power rod-type photonic crystal fiber laser", *Optics Express*, vol.**13**, n°4, p.1055, 2005
- [LIM06] J. Limpert *et al.*, "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers", *Optics Express*, vol.**14**, n°7, p.2715, 2006
- [LIT02] N. M. Litchinitser *et al.*, "Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides", *Optics Letters*, vol.**27**, n°18, p.1592, 2002
- [LIT03] N. M. Litchinitser *et al.*, "Resonances in microstructured optical waveguides", *Optics Express*, vol.**11**, n°10, p.1243, 2003

- [LIU07] C. H. Liu *et al.*, "Chirally Coupled Core Fibers at 1550-nm and 1064-nm for Effectively Single-Mode Core Size Scaling", *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics*, CLEO US **CTuBB3**, Baltimore (Etats-Unis), 2007
- [LUA04] F. Luan *et al.*, "All-solid photonic bandgap fiber", *Optics Letters*, vol.**29**, n°20, p.2369, 2004
- [LUK77] T. I. Lukowski *et al.*, "Parabolic fiber cutoff: A comparison of theories", *Journal of Optical Society of America*, vol.**27**, n°9, p.1185, 1977

M

- [MAI60] T. H. Maiman *et al.*, "Stimulated optical radiation in ruby", *Nature*, vol.**187**, p.493, 1960
- [MAR76] D. Marcuse, "Curvature loss formula for optical fibers", *Journal of Optical Society of America*, vol.**66**, n°3, p.216, 1976
- [MAR82] D. Marcuse, "Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers", *Applied Optics*, vol.**21**, n°23, p.4208, 1982
- [MEA85] R. J. Mears *et al.*, "Neodymium-doped silica single-mode fiber lasers", *Electronics Letters*, vol.**21**, p.737, 1985
- [MEA86] R. J. Mears *et al.*, "Low-threshold tunable cw and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm ", *Electronics Letters*, vol.**22**, p.159, 1986
- [MEL04] M. A. Melkoumov *et al.*, "Ytterbium Lasers Based on P_2O_5 - and Al_2O_3 - doped Fibers", *Proceedings of European Conference on Optical Communication*, ECOC **Th1.3.2**, Stockholm (Suède), 2004

- [MIC05] L. Michaille *et al.*, "Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area", *Optics Letters*, vol.**30**, n°13, p.1668, 2005
- [MOR03] N. A. Mortensen *et al.*, "Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers", *Optics Letters*, vol.**28**, n°20, p.1880, 2003

N

- [NAG82] S. R. Nagel *et al.*, "An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performances", *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol.**MTT-30**, n°4, p.305, 1982
- [NIE03] M. D. Nielsen *et al.*, "Singlemode photonic crystal fibre with effective area of 600 μm^2 and low bending loss", *Electronics Letters*, vol.**39**, n°25, p.1802, 2003
- [NIL97] J. Nilsson *et al.*, "Yb³⁺-ring-doped fiber for high-energy pulse amplification", *Optics Letters*, vol.**22**, n°14, p.1092, 1997
- [NOR04] S. Norman *et al.*, *Proceedings of Photonics West*, San Jose (Etats-Unis), 2004

O

- [OFF98] H. L. Offerhaus *et al.*, "High-energy single-transverse-mode Q-switched fiber laser based on a multimode large-mode-area erbium-doped fiber", *Optics Letters*, vol.**23**, n°21, p.1683, 1998
- [OUZ03] D. G. Ouzounov *et al.*, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers", *Science*, vol.**301**, p.1702, 2003

P

- [PEY03] A. Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques", *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003
- [POO85] S. B. Poole *et al.*, "Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions", *Electronics Letters*, vol.**21**, p.738, 1985

R

- [RIP95] D. J. Ripin *et al.*, "High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded V-grooves", *Electronics Letters*, vol.**31**, n°25, p.2204, 1995
- [ROB05-a] P. J. Roberts *et al.*, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres", *Optics Express*, vol.**13**, n°1, p.236, 2005
- [ROB05-b] P. J. Roberts *et al.*, "Realizing low loss air core photonic crystal fibers by exploiting an antiresonant core surround", *Optics Express*, vol.**13**, n°20, p.8277, 2005

S

- [SAB03] D. Sabourdy *et al.*, "Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers", *Optics Express*, vol.**11**, n°2, p.87, 2003
- [SAI04] K. Saitoh *et al.*, "Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes", *Optics Express*, vol.**12**, n°3, p.394, 2004

-
- [SHE84] Y. R. Shen, "The principles of nonlinear optics", *John Wiley and Sons*, New York, 1984
- [SHE04] D. Shephard *et al.*, "High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers", *Optics Express*, vol.**12**, p.717, 2004
- [SNI61] E. Snitzer, "Optical Maser Action of Nd³⁺ in a Barium Crown Glass", *Physical Review*, vol.**7**, p.444, 1961
- [SNI88] E. Snitzer *et al.*, "Double-clad offset core Nd fiber laser", *Proceedings of Optical Fiber Sensors '88*, **PD5**, 1988
- [SOU99] J. M. Sousa *et al.*, "Multimode Er-doped fiber for single-transverse-mode amplification", *Applied Physics Letters*, vol.**74**, n°11, p.1528, 1999
- [STE04] P. Steinvurzel *et al.*, "Long wavelength anti-resonant guidance in high index inclusion microstructured fibers", *Optics Express*, vol.**12**, n°22, p.5424, 2004
- [STO73] J. M. Stone *et al.*, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry", *Applied Physics Letters*, vol.**23**, p.388, 1973
- [STO06] J. M. Stone *et al.*, "An improved photonic bandgap fiber based on an array of rings", *Optics Express*, vol.**14**, n°13, p.6291, 2006

T

- [TAY84] H. F. Taylor, "Bending effects in optical fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol.**2**, p.617, 1984
- [TER97] A. Tervonen, "Software tools for integrated optics design", *Proceedings of SPIE*, p.202, 1997

W

- [WAD03] W. J. Wadsworth *et al.*, "High power air-clad photonic crystal fibre laser", *Optics Express*, vol.**11**, n°1, p.48, 2003
- [WES04] J. A. West *et al.*, "Surface modes in air-core photonic band-gap fibers", *Optics Express*, vol.**12**, n°8, p.1485, 2004
- [WHI02] T. P. White *et al.*, "Resonance and scattering in microstructured optical fibers", *Optics Letters*, vol.**27**, n°22, p.1977, 2002
- [WRA00] M. Wragge *et al.*, "Phase locking in a multicore fiber laser by means of a Talbot resonator", *Optics Letters*, vol.**25**, n°19, p.1436, 2000
- [WRA01] M. Wragge *et al.*, "Combined phase locking and beam shaping of a multicore fiber laser by structured mirrors", *Optics Letters*, vol.**26**, n°13, p.980, 2001

X

- [XU02] Y. Xu *et al.*, "Asymptotic matrix theory of Bragg fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol.**20**, p.428, 2002

Y

- [YEH78] P. Yeh *et al.*, "Theory of Bragg fiber", *Journal of Optical Society of America*, vol.**68**, n°9, p.1196, 1978

Annexes

Annexe I 1 :

Présentation des principaux effets non linéaires

L'application sur une molécule d'un champ électrique \vec{E} implique nécessairement une séparation des charges positives et négatives, provoquant l'apparition d'un moment dipolaire induit \vec{P} . La molécule ainsi déformée est dite polarisée. Il est alors possible de déterminer l'amplitude de la déformation engendrée grâce au facteur de polarisabilité α de la molécule concernée, par la **relation AI-1.1**.

$$\vec{P} = \alpha \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \chi^1 \cdot \vec{E} \quad (\text{AI-1.1})$$

ϵ_0 représente la permittivité du vide et χ^1 , la susceptibilité moléculaire de premier ordre. Cette grandeur dépendante de la longueur d'onde est caractéristique du matériau et permet d'en définir l'indice de réfraction. Il s'écrit, en régime linéaire (soit tant que le champ reste faible) :

$$n_L(\lambda) = \sqrt{1 + \chi^1(\lambda)} \quad (\text{AI-1.2})$$

Cependant, dès lors que le champ devient trop intense, la susceptibilité χ ne peut plus être approximée par son seul premier terme χ^1 . La polarisation moléculaire devient alors non linéaire et présente une expression beaucoup plus complexe, dépendante des susceptibilités χ^n d'ordres supérieurs n:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \left(\chi^1 \cdot \vec{E} + \chi^2 \cdot \vec{E}^2 + \chi^3 \cdot \vec{E}^3 + \dots \right) \quad (\text{AI-1.3})$$

L'introduction du terme χ^2 engendre l'apparition d'effets non linéaires de second ordre qui consistent essentiellement en des phénomènes de mélanges d'ondes, impliquant une onde (doublage de fréquence par exemple) ou plusieurs ondes (mélange paramétrique par exemple). Cependant, parce que la silice possède une symétrie d'inversion (matériau centrosymétrique), sa polarisation souffre peu de ce terme de second ordre. Les non linéarités d'ordre 2 n'influencent par conséquent quasiment pas la propagation guidée dans les fibres optiques en silice en l'absence de contraintes.

1. Effet Kerr

Dans les structures centro-symétriques (comme la silice), la susceptibilité d'ordre 3 est donc la première à être observée lorsque l'amplitude du champ augmente. Elle peut modifier grandement le comportement propagatif de l'onde. S'il est peu influant en régime d'émission continu (les puissances atteintes n'étant pas suffisantes), ce terme est en revanche extrêmement pénalisant pour la génération d'impulsions de forte puissance. En effet, la dépendance de \vec{P} à χ^3 implique une variation de l'indice de réfraction du matériau avec l'intensité du champ électrique, selon la relation :

$$n(\lambda) = n_L(\lambda) + n_2 \cdot E^2(\lambda) = n_L(\lambda) + n_2' \cdot I(\lambda) \quad (\text{AI-1.4})$$

$$\text{avec : } n_2' = n_2 \frac{2}{\epsilon_0 \cdot c \cdot n_L} \quad (\text{AI-1.5})$$

n_2 étant l'indice non linéaire, dont la valeur est comprise entre 2,2 et $3,4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ dans la silice.

1.1. Auto-modulation de phase

Parce que le champ électrique d'une impulsion est constitué d'une série d'oscillations dont l'amplitude évolue au cours du temps, son passage provoque une variation continue au cours du temps de l'indice de réfraction du milieu traversé. Cette dernière engendre à son tour une modification de la phase non linéaire φ_{nl} de l'onde, dont l'expression est donnée par la **relation (AI-1.6)** :

$$\varphi_{nl}(\lambda) = n_2' \cdot k_o \cdot L \cdot I(\lambda) , \quad (\text{AI-1.6})$$

avec L longueur de la fibre.

Cette variation temporelle de la phase implique une variation de la fréquence instantanée de l'impulsion au cours de sa progression (**relation AI-1.7**). Elle se traduit donc physiquement par un élargissement spectral.

$$\delta\omega(t) = - \frac{\delta \varphi_{nl}(\lambda)}{\delta t} \quad (\text{AI-1.7})$$

Ainsi, le front avant de l'impulsion présentant une intensité croissante, induit une hausse de la phase non linéaire et donc une décroissance de la fréquence. Le flanc arrière subit quant à lui l'effet contraire. Ce phénomène d'élargissement spectral, représenté sur la **figure AI-1.1** ci-dessous, est qualifié d'auto-modulation de phase (SPM pour « Self Phase Modulation »).

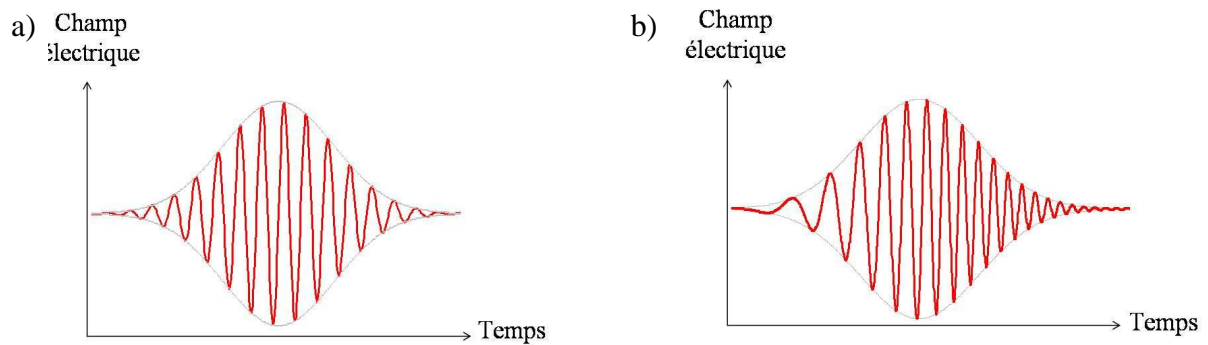


Figure AI-1.1: Modification du profil spectral de l'impulsion par effet Kerr :

a) impulsion initiale,

b) impulsion modifiée.

On définit alors L_{NL} , la longueur « non linéaire » au-delà de laquelle les non linéarités induites par des champs électriques intenses deviennent néfastes à la progression de l'impulsion :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma \cdot P_0}, \quad (\text{AI-1.8})$$

On constate que cette longueur critique est inversement proportionnelle au produit de la puissance P_0 portée par l'impulsion et du coefficient γ de non linéarité, défini comme suit :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda \cdot A_{eff}} n_2, \quad (\text{AI-1.9})$$

où A_{eff} représente l'aire effective du mode propagé (de distribution $E(x,y)$), soit :

$$A_{eff} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^4 dx dy}. \quad (\text{AI-1.10})$$

De fait, pour limiter l'impact de l'auto-modulation de phase sur l'impulsion propagée, il est indispensable de minimiser les longueurs d'interaction d'une part et d'accroître la longueur

critique L_{NL} d'autre part. L'aire modale doit par conséquent être augmentée de sorte à limiter le coefficient non linéaire γ .

1.2. Auto-focalisation

L'autre conséquence des variations de l'indice de réfraction induites par l'effet Kerr lorsque l'intensité augmente est l'auto-focalisation. Supposons qu'une onde de distribution transverse d'intensité non uniforme, profil gaussien par exemple, se propage dans un matériau non linéaire, avec n_2' positif. La partie centrale du faisceau présentant une intensité plus importante, subira un indice de réfraction plus élevé, sa vitesse de propagation sera donc plus faible [SHE84]. La distorsion que subit de front d'onde est dans ce cas analogue à celle occasionnée par une lentille convergente. Le faisceau est focalisé en un point dit d'effondrement, source de dommages irréversibles (cf. **figure AI-I.2**).

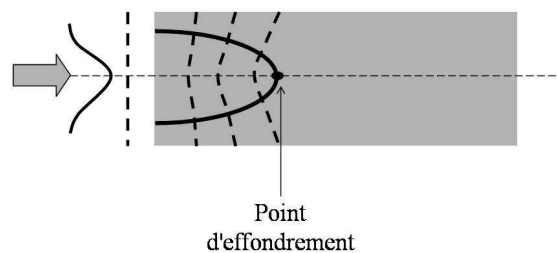


Figure AI-1.2: Principe d'auto-focalisation par effet Kerr.

Cet effet est en permanente compétition avec la diffraction du faisceau. Or, étant donnée la diffraction est un phénomène inversement proportionnel au carré du rayon du faisceau, elle sera exacerbée par son effondrement. Il a été démontré que seules des intensités laser de l'ordre du mégawatt permettaient à l'auto-focalisation de l'emporter sur la diffraction du faisceau.

Rappelons que si cet effet est particulièrement redouté en régime impulsionnel, les plus faibles puissances atteintes en régime continu, ne lui permettent pas, en général, de s'établir dans le guide. Les conséquences de l'effet Kerr sont donc souvent négligeables dans ce cas. Il existe en revanche, d'autres effets non linéaires liés aux diffusions Raman et Brillouin des ondes lumineuses par la matière, qui peuvent être extrêmement handicapants en régime continu particulièrement.

2. La diffusion Raman

Il s'agit d'une interaction entre un photon de l'onde de pompe et un phonon issu des vibrations moléculaires. Afin de comprendre le phénomène, il est nécessaire de distinguer les différents niveaux d'énergie d'une molécule. En effet, de la même façon qu'un atome émet ou absorbe de l'énergie par saut d'un de ses électrons d'une orbite stationnaire à une autre, une molécule peut, elle aussi, émettre ou absorber de l'énergie au cours des transitions d'un de ses électrons entre les divers niveaux d'énergie qu'il est autorisé à occuper. Toutefois, la nature plus complexe de la molécule, lui confère, en plus des variations d'énergie électronique (liées aux mouvements des électrons), des variations liées aux vibrations des atomes au sein de la molécule pour une part et aux phénomènes de rotation de la molécule autour de certains axes, d'autre part. Ces énergies sont quantifiées, si bien qu'un nombre limité de niveaux d'énergie électronique, de vibration et de rotation sont possibles.

Les rayonnements de pompe utilisés en général pour l'amplification optique, présentent une énergie insuffisante pour permettre une transition vers un état électronique excité au sein de la molécule. De fait, leur absorption ne peut qu'induire une oscillation forcée de la molécule prise dans son état fondamental (faibles niveaux vibrationnel et rotationnel), portant cette dernière à des états vibrationnels et rotationnels excités, d'énergies plus importantes et fortement instables (**figure AI-1.3**). Le retour de la molécule à l'état fondamental, s'accompagne alors de l'émission de radiations diffusées, de fréquences différentes de celle du photon incident, la perte (ou le gain) fréquentiel ν_R étant par conséquent intrinsèquement liée aux caractéristiques de vibration et de rotation du matériau diffusant. Parce que Emile Raman fût le premier en 1928 à mettre en évidence l'effet des molécules sur la diffusion de la lumière, ce phénomène porte le nom d'« effet de diffusion Raman ».

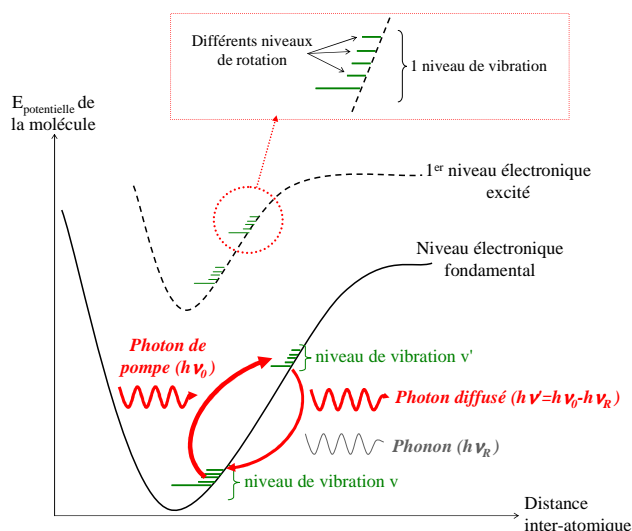


Figure AI-1.3: Présentation des différents niveaux d'énergie d'une molécule et de leur implication dans le processus de diffusion Raman.

Ce processus de diffusion permet donc de générer plusieurs raies de fréquences différentes. Les fréquences inférieures à la fréquence de pompe ν_0 sont liées aux transitions mettant en jeu des niveaux tels que le niveau d'énergie final de la molécule présente une énergie supérieure au niveau de départ. Il existe cependant toujours des électrons présents sur des états excités avant absorption de l'onde de pompe, ceux là donneront lieu à la diffusion de photons de fréquences supérieures à ν_0 .

L'analyse expérimentale des raies Raman diffusées démontre que la raie de fréquence $\nu_0 - \nu_R$, voisine de la raie centrale (raie « Rayleigh » de fréquence ν_0) et couramment appelée « raie Stokes », présente une intensité toujours supérieure à la raie qui lui est symétrique dite anti-Stokes (de fréquence : $\nu_0 + \nu_R$) (**figure AI-1.4**).

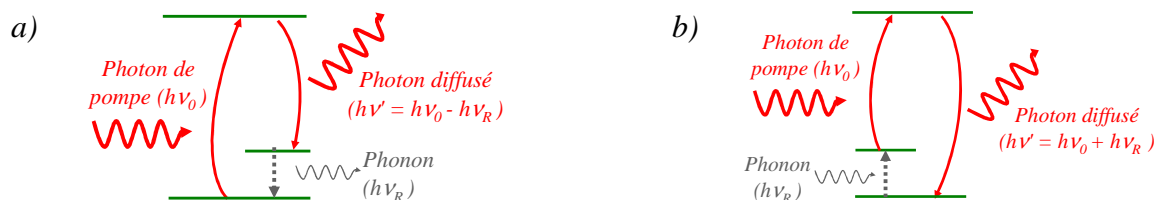


Figure AI-1.4: Principes d'émission d'une raie Stokes (a) et d'une raie anti-Stokes (b).

Au cours de sa propagation, l'onde de pompe alimente constamment l'onde Stokes qui est alors amplifiée suivant la loi :

$$P_s(L) = P_s(o).e^{G_R \cdot I_0 \cdot L}, \quad (\text{AI-1.11})$$

avec :

- I_0 : la densité de puissance de l'onde de pompe $\left(I_0 = \frac{P_{\text{pompe}}}{A_{\text{eff}}} \right)$
- L : la longueur d'interaction des deux ondes dans un milieu sans pertes,
- G_R : le gain Raman qui est estimé dans la silice, voisin de 10^{-13} m/W (à 1 μm).

Lorsque la puissance de l'onde Stokes devient équivalente à la puissance de pompe, un processus d'amplification stimulée s'installe, provoquant une atténuation de l'onde de pompe. Si la puissance de l'onde Stokes générée est suffisamment importante, cette dernière peut engendrer la création de nouvelles raies, dites « raies de Stokes d'ordre supérieur ». On considère qu'un tel phénomène de diffusion stimulée s'installe dès que la puissance de pompe dépasse une valeur seuil P_R définie par la **relation AI-1.12**.

$$P_R = \frac{16 \cdot A_{\text{eff}}}{G_R \cdot L}, \quad (\text{AI-1.12})$$

3. La diffusion Brillouin

Le phénomène de diffusion Brillouin s'apparente à celui de diffusion Raman que nous venons de détailler, à ceci près que l'échange énergétique avec le photon de pompe concerne, non plus un phonon optique mais un phonon acoustique. Autrement dit, le photon diffusé provient de l'interaction entre l'onde incidente et une onde acoustique (vibrations de l'ensemble de l'édifice moléculaire) se propageant dans le matériau.

Dans un diélectrique comme la silice constituant les fibres optiques, la matière tend à se comprimer dans les zones de fort champ électrique, provoquant une hausse de l'indice de réfraction. C'est le phénomène d'« électrostriction » (une des composantes de l'effet Kerr cité plus haut).

Supposons que l'agitation thermique suffise à engendrer la propagation d'une onde acoustique dans le milieu. Cette dernière va générer sur son passage une modification périodique de l'indice de réfraction du matériau, pouvant s'apparenter à la formation d'un réseau de Bragg. Par conséquent, lorsqu'une onde de pompe pénétrera le milieu, elle sera diffractée, donnant

naissance à une nouvelle onde de fréquence différente (« onde de Stokes »). En effet, parce que cette dernière subit l'effet Doppler lié au déplacement du réseau à la vitesse acoustique v_a , sa fréquence sera inférieure à celle de l'onde incidente (onde de pompe). C'est le processus de « diffusion Brillouin spontanée » (**figure AI-1.5**).

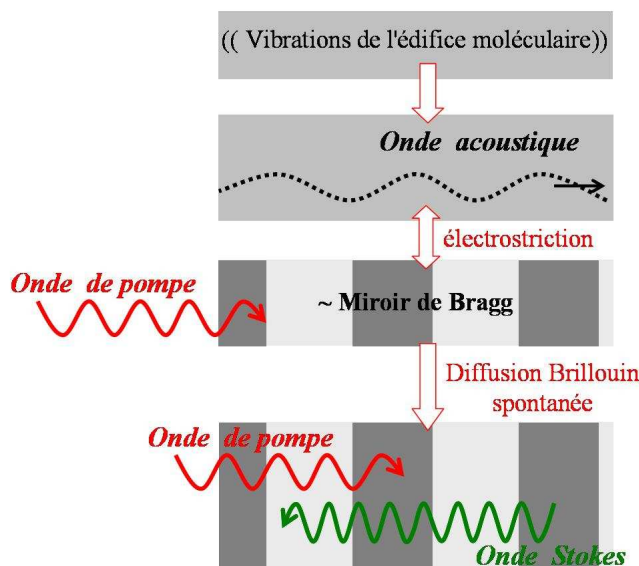


Figure AI-1.5: Représentation schématique de l'effet de diffusion Brillouin spontanée.

Du point de vue de la mécanique quantique, un photon de pompe est absorbé, donnant naissance simultanément à un photon Stokes et un phonon acoustique. Etant donné que le phénomène de diffraction conserve l'énergie et le moment du système, on peut écrire :

$$\omega_a = \omega_p - \omega_s \quad , \quad (\text{AI-1.13})$$

$$\text{et } \vec{k}_a = \vec{k}_p - \vec{k}_s \quad , \quad (\text{AI-1.14})$$

ω_a , ω_p , ω_s , et $\vec{k}_a, \vec{k}_p, \vec{k}_s$ étant respectivement les pulsations et les vecteurs d'onde des ondes acoustique, de pompe et Stokes.

De fait, en considérant θ , l'angle entre l'onde de pompe et l'onde diffractée, on peut écrire :

$$\omega_a = v_a \cdot |k_a| \approx 2 \cdot v_a \cdot |k_p| \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad , \quad \text{en supposant : } |k_p| \approx |k_s| \quad , \quad (\text{AI-1.15})$$

Cette expression révèle la dépendance à l'angle θ du décalage fréquentiel de la raie Stokes. Or dans une fibre optique, l'onde diffractée et l'onde incidence ne peuvent être que co-propagatives ($\theta = 0$) ou contra-propagatives ($\theta = \pi$). Etant donné que seul le deuxième cas est

compatible avec un décalage non nul, l'onde Stokes générée est nécessairement contre-propagative de l'onde de pompe. Par conséquent, la fréquence de l'onde Stokes est la suivante :

$$\nu_S = \nu_P - \nu_a = \nu_P - 2.n.\frac{v_a}{\lambda_P} \quad (\text{AI-1.16})$$

Ainsi, contrairement au cas de la diffusion Raman, le décalage fréquentiel généré par la diffusion Brillouin n'est plus caractéristique du seul matériau mais dépend de l'onde de pompe.

En outre, lorsque deux ondes de fréquences différentes se propagent dans un même milieu, leur superposition génère des franges d'interférences. Le champ résultant étant alternativement intense et faible provoque le défilement de zones de compression périodiques, équivalentes à des variations de l'indice de réfraction (**figure AI-1.6**). Si la vitesse de défilement avoisine la vitesse du son dans le milieu, une onde acoustique est générée. Cette dernière va alors stimuler un nouveau processus de diffusion Brillouin spontanée, qui va lui-même permettre de renforcer cette onde acoustique, et ainsi de suite. Ce phénomène en boucle qui génère du gain sur l'onde Stokes, porte le nom de : « diffusion Brillouin stimulée ».

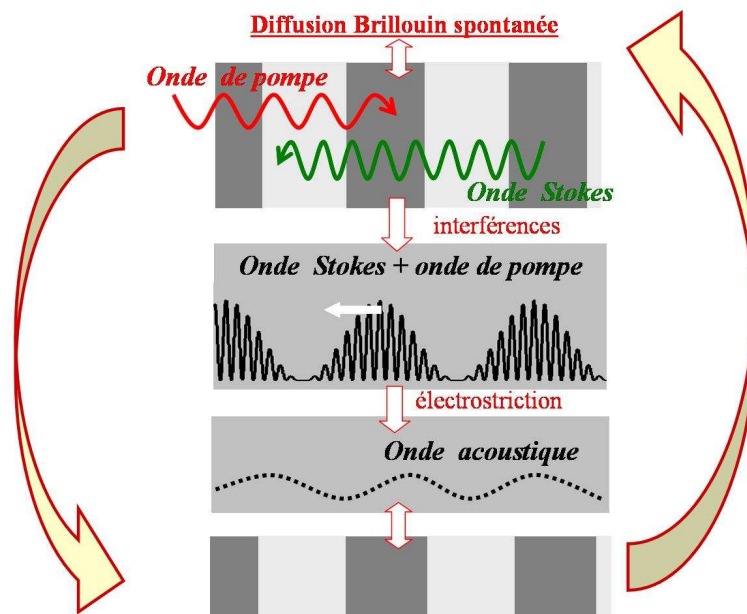


Figure AI-1.6: Schéma de principe du phénomène de diffusion Brillouin stimulée.

Il est à noter que le gain G_B estimé à quelques 5.10^{-11} m/W est de deux ordres de grandeur supérieur au gain Raman précédemment évoqué. Cet effet apparaît par conséquent, comme étant le plus handicapant pour la montée en puissance des lasers à fibre en régime d'émission continu. La puissance seuil de cette diffusion Brillouin peut être estimée grâce à la relation suivante :

$$P_B = \frac{21.A_{eff}}{G_B.L} \quad (AI-1.17)$$

Ce seuil est beaucoup plus faible que celui de la diffusion Raman stimulée (pour une fibre monomode standard, le seuil Brillouin avoisine la dizaine de milliwatt contre quelques watt pour le seuil Raman). Cependant, le gain Brillouin n'est observable que si la largeur fréquentielle de l'onde de pompe est inférieure à la largeur de la raie Stokes (environ 100 MHz). En effet, dès lors que la largeur temporelle de l'impulsion est inférieure à la durée de vie d'un phonon acoustique, l'effet Brillouin ne peut avoir lieu.

En conclusion, on constate que quel que soit l'effet considéré, son influence sur la radiation propagée s'accroît à mesure qu'augmentent d'une part la densité de puissance au sein du guide et d'autre part la longueur d'interaction. Par conséquent, si l'on souhaite s'affranchir au maximum des limitations imposées par les effets non linéaires sur la montée en puissance des lasers à fibre, il est indispensable de réduire autant que possible, ces deux paramètres.

Annexe I.2:

Théorie des modes guidés dans un guide à saut d'indice standard – critère d'unimodalité

Les équations de Maxwell en milieu diélectrique données ci-dessous (**relations AI-2.1** et **AI-2.1**), permettent d'établir l'équation de propagation du champ électrique (appelée encore équation d'onde) (**AI-2.3**) :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (\text{AI-2.1})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = -\varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{AI-2.2})$$

(ε et μ étant respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu considéré)

$$\Delta \vec{E} - \mu \varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}, \quad (\text{AI-2.3})$$

Cette dernière s'écrit en coordonnées cylindriques pour la composante en z du champ, sous la forme :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}. \quad (\text{AI-2.4})$$

La solution de l'équation **AI-2.4** doit correspondre à une onde harmonique, progressive suivant Oz et constante sur une section transverse du guide circulaire. En coordonnées cylindriques, E_z doit donc être de la forme :

$$E_z = E(r, \Psi) \cdot \exp j(\alpha t - \beta z). \quad (\text{AI-2.5})$$

Dans cette équation, β et $E(r, \Psi)$ représentent respectivement la composante longitudinale du vecteur d'onde et la répartition transverse du champ correspondant à un mode de propagation. Parce que le guide est à symétrie de révolution par rapport à z, les variables r et Ψ sont indépendantes, E_z peut donc s'écrire comme suit :

$$E_z = E_1(r) \cdot E_2(\Psi) \cdot \exp j(\alpha t - \beta z). \quad (\text{AI-2.6})$$

L'équation de propagation de cette onde, s'écrit alors comme la somme d'une fonction f de Ψ et d'une fonction g de r , telles que :

$$f(\Psi) + g(r) = 0. \quad (\text{AI-2.7})$$

Les deux variables étant indépendantes, on pose :

$$f(\Psi) = -g(r) = -\nu^2, \text{ avec } \nu \text{ entier.} \quad (\text{AI-2.8})$$

On obtient ainsi deux équations indépendantes pour les composantes $E_1(r)$ et $E_2(\Psi)$ du champ électrique.

L'équation vérifiée par $E_2(\Psi)$ est la suivante :

$$\frac{\partial^2 E_2}{\partial \Psi^2} + \nu^2 E_2 = 0. \quad (\text{AI-2.9})$$

Les solutions de cette équation sont:

- $E_2(\Psi) = \cos(\nu\Psi + \phi_0)$ (ou $E_2(\Psi) = \sin(\nu\Psi + \phi_0)$), si $\nu \neq 0$
- $E_2(\Psi) = \text{constante}$, si $\nu = 0$

La résolution de l'équation **AI-2.10** vérifiée par $E_1(r)$ est en revanche un peu plus complexe.

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_1}{\partial r} + \left(k_o^2 n(r)^2 - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) E_1 = 0. \quad (\text{AI-2.10})$$

Considérons dans un premier temps, le cas d'un guide de rayon a et dont le profil d'indice est un saut défini par des indices de réfraction constants n_1 et n_2 , respectivement dans le cœur et dans la gaine. Dans une fibre comme dans un guide plan, un ensemble de rayons ne forme un mode que s'il constitue une onde stationnaire sur une section droite, cette onde devant être résonante dans le cœur et évanescence dans la gaine. Ceci signifie que les composantes transverses du vecteur d'onde ($\beta_t = k_o^2 n(r)^2 - \beta^2$) doivent être des constantes positives dans le cœur et négatives dans la gaine. Les solutions mathématiques de l'équation de propagation dans de telles conditions correspondent alors aux fonctions de Bessel $J_\nu(x)$ dans le cœur et de Bessel modifiées $K_\nu(x)$ dans la gaine. Les champs dans les deux milieux s'écrivent donc :

$$E_{z\text{-cœur}}(r) = A.J_\nu\left(u\frac{r}{a}\right).\cos(\nu\Psi + \phi_0).\exp j(\omega t - \beta z), \quad (\text{AI-2.11})$$

$$E_{z\text{-gaine}}(r) = C.K_\nu\left(w\frac{r}{a}\right).\cos(\nu\Psi + \phi_0).\exp j(\omega t - \beta z), \quad (\text{AI-2.12})$$

avec u et w telles que :

$$u^2 = a^2(k_o^2 n_1^2 - \beta^2), \quad (\text{AI-2.13})$$

$$\text{et } w^2 = a^2(\beta^2 - k_o^2 n_2^2). \quad (\text{AI-2.14})$$

On définit alors la fréquence réduite V du guide comme étant :

$$V^2 = u^2 + w^2 = a^2.k_o^2.(n_1^2 - n_2^2), \quad (\text{AI-2.15})$$

$$\text{soit : } V = a.k_o.ON. \quad (\text{AI-2.16})$$

Le développement des équations de maxwell donnent accès aux composantes transverse des champs E_r, E_ϕ, H_r, H_ϕ en fonction de E_z et H_z . En les associant aux conditions de continuité des champs à l'interface cœur-gaine, on constitue un système à quatre équations qui admet pour solution une équation en β , dite « équation de dispersion » (dont le calcul ne sera pas détaillé ici), de la forme :

$$\left(\frac{J'_\nu(u)}{u.J_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{w.K_\nu(w)}\right)\left(\frac{k_o^2 n_1^2 . J'_\nu(u)}{u.J_\nu(u)} + \frac{k_o^2 n_2^2 . K'_\nu(w)}{w.K_\nu(w)}\right) = \beta^2 \nu^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right)^2. \quad (\text{AI-2.17})$$

Pour chaque valeur de ν , il existe un nombre fini de valeurs de β solutions de l'équation de dispersion, correspondant donc à un ensemble de modes discrets. Ces derniers peuvent être classés en deux grandes catégories :

- les modes transverses à symétrie de révolution, notés TE et TM, pour lesquels $\nu = 0$,
- les modes dits « hybrides » ($\nu \neq 0$), notés EH et HE dont les répartitions de champ sont beaucoup plus complexes.

Les différents modes et leurs caractéristiques sont présentés dans le **tableau AI-2.1**.

Modes	Caractéristiques	Equation de dispersion (dont β est la $m^{\text{ième}}$ solution)
$TE_{0,m}$	$E_z=0$	$\frac{J_1(u)}{u.J_0(u)} + \frac{K_1(w)}{w.K_0(w)} = 0$
$TM_{0,m}$	$H_z=0$	$\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J_1(u)}{u.J_0(u)} + \frac{K_1(w)}{w.K_0(w)} = 0$
$EH_{\nu,m}$	E_z et H_z non nuls	$\frac{J_{\nu+1}(u)}{u.J_\nu(u)} + \frac{K_{\nu+1}(w)}{w.K_\nu(w)} = 0$ (*)
$HE_{\nu,m}$	E_z et H_z non nuls	$\frac{J_{\nu-1}(u)}{u.J_\nu(u)} - \frac{K_{\nu-1}(w)}{w.K_\nu(w)} = 0$ (*)

(*) ces équations sont établies dans le cas d'un guidage faible, soit pour : $n_1^2 - n_2^2 \ll n_1^2$ (notons que dans ces mêmes conditions, les équations de dispersion des modes TE et TM sont identiques)

Tableau AI-2.1: Modes du guide à saut d'indice.

Ces modes seront guidés dans le cœur de la structure tant que les conditions de réflexion interne totale seront remplies. C'est-à-dire, d'après la **figure AI-2.1**, tant que :

$$\beta = k_0 \cdot n_1 \cdot \cos(\alpha) = k_0 \cdot n_1 \cdot \sin(\theta_1) \geq k_0 \cdot n_2. \quad (\text{AI-2.18})$$

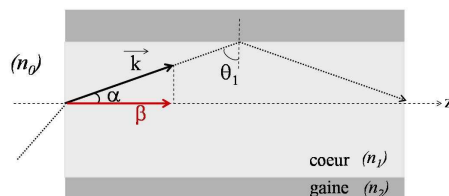


Figure AI-2.1: schéma de la propagation d'un rayon dans le guide cylindrique

Au-delà de cette valeur limite de β , nommée « coupure », il existe une onde réfractée se propageant dans la gaine. Le mode n'est alors plus guidé dans la structure, on dit qu'il est coupé. Quand celui-ci atteint sa coupure : $w \rightarrow 0$ et $V \rightarrow u$.

Les fréquences V de coupure peuvent ainsi être déterminées et sont répertoriées dans le **tableau AI-2.2**.

MODES	V coupure
TE _{0,m} et TM _{0,m}	m ^{ième} racine de J ₀ (V)
HE _{1,m}	m ^{ième} racine de J ₁ (V)
EH _{v,m}	m ^{ième} racine non nulle de J _v (V) (*)
HE _{v,m} (v>1)	m ^{ième} racine. non nulle de J _{v-2} (V) (*)

(*) ces fréquences sont établies dans le cas d'un guidage faible

Tableau AI-2.2: Fréquences coupure des modes du guide à saut d'indice.

L'analyse de ce tableau indique que le mode HE₁₁, présentant une fréquence de coupure nulle sera toujours guidé. La seconde coupure correspondra à la première racine de J₀(v), qui vaut 2,405 et définit les conditions de guidage des modes TE₀₁, TM₀₁ et HE_{2,1}. Ces derniers ne seront de fait, guidés que si : V > 2,405. Dans le cas contraire, la structure ne présentant qu'un seul et unique mode guidé, sera dite « monomode ». Ainsi, le critère d'unimodalité d'un guide à saut d'indice correspond à la condition :

$$V = a.k_0.\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \leq 2,405 \quad (\text{AI-2.19})$$

Il impose donc un compromis entre indice de réfraction élevé et dimension importante du cœur.

Il apparaît de plus, que des modes différents peuvent présenter des fréquences de coupure V_c et des constantes de propagation β voisines. Ces modes restent par conséquent en phase entre eux au cours de la propagation. Le champ résultant de leur superposition présente quasiment une polarisation linéaire, et on a coutume de considérer, non pas les modes uniques, dits « modes vrais », mais ces groupes de modes que l'on baptise « pseudo-modes LP_{v,m} » (LP pour « Linear Polarisation »). C'est le paramètre q = 2m + v - 1 qui permet de définir l'ordre d'apparition de ces familles de modes quand V augmente. Ces modes LP sont alors définis comme suit :

MODES LP	Groupes de modes vrais
Modes LP _{0,m}	HE _{1,m}
Modes LP _{1,m}	TE _{0,m} + TM _{0,m} + HE _{2,m}
Modes LP _{v,m}	HE _{v+1,m} + EH _{v-1,m}

Tableau AI-2.3: Correspondance modes LP - modes vrais.

La composante longitudinale β du vecteur d'onde pour chaque mode $LP_{v,m}$ s'approxime par la $m^{\text{ième}}$ solution de l'équation de dispersion **AI-2.20**.

$$u \frac{J_{v-1}(u)}{J_v(u)} = -w \frac{K_{v-1}(w)}{K_v(w)} \quad (\text{AI-2.20})$$

Les composantes E_r, E_φ , en coordonnées cylindriques (ou E_x, E_y , en coordonnées cartésiennes) du champ électrique du mode $LP_{v,m}$ s'obtiennent, comme pour les modes vrais, en combinant les équations de Maxwell et les conditions de continuité. On obtient alors pour un mode LP polarisé en y (par exemple):

- Dans le cœur :

$$E_y(r, \Psi) = E_0 \cdot J_v \left(u \frac{r}{a} \right) \cdot \cos(v\Psi) \quad (\text{AI-2.21})$$

$$\text{et } E_x(r, \Psi) = 0 \quad (\text{AI-2.22})$$

- Dans la gaine :

$$E_y(r, \Psi) = E_0 \cdot J_v(u) \cdot \frac{K_v \left(w \frac{r}{a} \right)}{K_v(w)} \cdot \cos(v\Psi) \quad (\text{AI-2.23})$$

$$\text{et } E_x(r, \Psi) = 0 \quad (\text{AI-2.24})$$

Ainsi l'amplitude du champ électrique du mode fondamental LP_{01} ne dépend que de r et a pour expression :

- Dans le cœur :

$$E_y(r, \Psi) = E_0 \cdot J_0 \left(u \frac{r}{a} \right) \quad (\text{AI-2.25})$$

- Dans la gaine :

$$E_y(r, \Psi) = E_0 \cdot J_0(u) \cdot \frac{K_0 \left(w \frac{r}{a} \right)}{K_0(w)} \quad (\text{AI-2.26})$$

La comparaison de l'allure du champ tracé à partir de l'expression ci-dessus et d'une gaussienne (d'équation : $E(r) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right)$) démontre que le profil du mode fondamental peut être considéré comme étant gaussien [LEC92]. Il est à noter que le diamètre du mode (ou diamètre du champ de mode) peut alors être approximé par la valeur de $2w_0$.

Annexe II 1

Les BIP du point de vue de la physique du solide

Nous proposons de présenter dans un premier temps, l'analogie qu'il existe entre la propagation d'un électron dans un cristal semi-conducteur et celle d'un photon dans un diélectrique périodique, appelé encore cristal photonique.

1. Cas des cristaux unidimensionnels : analogie électron-photon

La physique du solide et la mécanique quantique prévoient la quantification de l'énergie de l'électron au sein de l'atome et plus généralement du réseau cristallin. Autrement dit, pour l'électron se propageant dans un cristal, seules certaines énergies sont permises. Après avoir démontré l'existence de ces valeurs interdites, nous proposons de présenter l'analogie qu'il existe entre la propagation d'un électron dans un cristal semi-conducteur et celle d'un photon dans un diélectrique périodique, appelé encore cristal photonique. Nous aborderons en premier lieu le cas d'un réseau unidimensionnel, avant de généraliser l'étude aux cristaux bidimensionnels.

1.1. Propagation de l'électron dans un cristal semi-conducteur

La répartition régulière des ions positifs dans un cristal semi-conducteur en module le potentiel électrique. Ce dernier y est donc périodique, de période d , pas du réseau cristallin (**figure AII-1.1-a**). Les atomes se situent au coeur de chaque zone de faible potentiel, on dit qu'ils sont au centre des puits. Les régions où le potentiel est élevé, nommées « barrière de potentiel » correspondent ainsi à l'énergie que l'électron doit acquérir pour s'affranchir de la force d'attraction exercée par le noyau atomique.

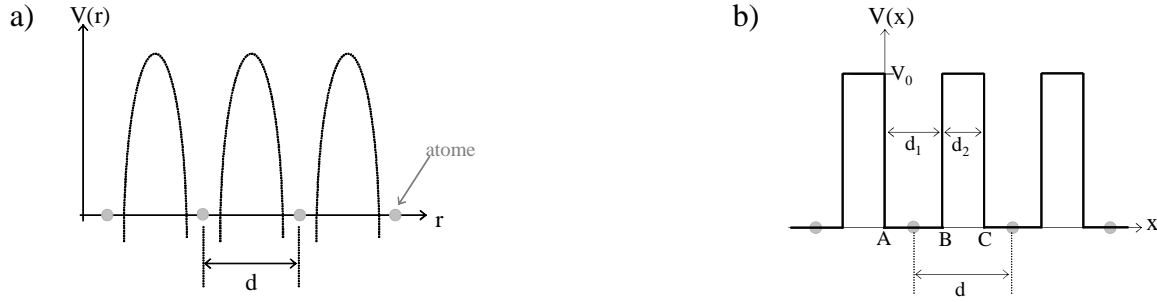


Figure AII-1.1: Représentation du potentiel électrique périodique d'un cristal semi-conducteur (a) et représentation simplifiée de Kronig-Penney de ce même potentiel (b).

Pour déterminer la fonction d'onde de l'électron soumis à ce potentiel, il faut résoudre l'équation de Schrödinger. En notant m , ψ et E , respectivement les masse, fonction d'onde et énergie de l'électron, cette dernière s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x)) \psi(x) = 0, \quad (\text{AII.1.1})$$

$$\text{avec } \hbar = \frac{h}{2\pi}, \text{ h étant la constante de Planck.}$$

Parce que la résolution de cette équation est extrêmement complexe lorsque l'on considère la distribution $V(x)$ présentée sur la **figure AII-1.1-a**, on a coutume de simplifier cette dernière en utilisant le modèle de Kronig-Penney (**figure AII-1.1-b**). L'équation de Schrödinger est alors résolue séparément sur les deux régions suivantes : $x_A < x < x_B$ et $x_B < x < x_C$, de potentiels respectifs : $V = 0$ et $V = V_0$. Cette première étape donne accès aux expressions des deux fonctions d'onde : Ψ_{AB} et Ψ_{BC} .

De plus, F. Bloch a démontré que les solutions de l'équation de Schrödinger pour un potentiel périodique ont la forme du produit d'une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} par une fonction $u_k(r)$ périodique de même période que le réseau cristallin. La solution générale de la fonction d'onde s'écrit donc :

$$\psi_k(\vec{r}) = u_k(\vec{r}) \cdot \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (\text{AII.1.2})$$

$$\text{soit pour un système unidimensionnel : } \psi_k(x) = u_k(x) \cdot \exp(ikx). \quad (\text{AII.1.3})$$

En appliquant aux fonctions obtenues, ainsi qu'à leurs dérivées, les conditions de périodicité et de continuité aux interfaces, on accède à un système complexe de 7 équations. Sa résolution

ne sera pas détaillée ici. Notons simplement que ce système n'admet de solution que sous la condition suivante :

$$\cos(\alpha.d_1).ch(\beta.d_2) + \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2.\alpha.\beta} \sin(\alpha.d_1).sh(\beta.d_2) = \cos[k(d_1 + d_2)] \quad (\text{AII.1.4})$$

$$\text{avec } \alpha = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \text{ et } \beta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)}.$$

Le membre de droite de cette équation est par définition compris entre -1 et 1. Or, il existe des couples (E, k) pour lesquels le membre de gauche sera supérieur à |1|. Ces couples sont par conséquent incompatibles avec la propagation de l'électron dans le cristal, ce qui révèle l'existence même de bandes d'énergie interdites pour certaines particules.

1.2. Propagation d'un photon dans un diélectrique périodique

On rappelle que l'équation de propagation d'un champ électrique dans un milieu de permittivité ϵ et de perméabilité μ , s'écrit comme suit :

$$\Delta \vec{E} - \mu\epsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}. \quad (\text{AII.1.5})$$

Si on ne considère que la composante x du champ, cette équation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x) E(x) = 0 \quad (\text{AII.1.6})$$

Ainsi, en identifiant :

$$\begin{aligned} & \circ E(x) \text{ à } \Psi(x), \\ & \circ \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x) \text{ à } \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x)), \end{aligned}$$

l'analogie entre l'équation d'onde et l'équation de Schrödinger est immédiate.

De plus, le miroir de Bragg, ou cristal photonique unidimensionnel, présente une permittivité relative périodique (**figure AII-1.2**). Ainsi, tout comme l'électron était soumis, dans le cristal

semi-conducteur au potentiel électrique périodique, le photon subit ici les variations périodiques de la permittivité.

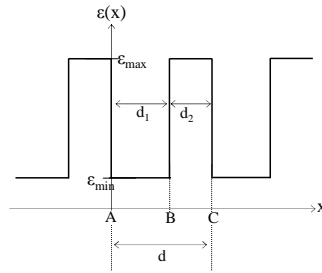


Figure AII-1.2: Variations périodiques de la permittivité dans le miroir de Bragg.

Par une démarche analogue à celle employée précédemment pour la résolution de l'équation de Schrödinger dans un puit de potentiel de périodicité unidimensionnelle, il est donc possible de résoudre l'équation de propagation d'une onde dans un cristal photonique à une dimension.

On aboutit alors à la condition suivante :

$$\cos(\alpha.d_1).\cos(\beta.d_2) - \frac{\beta^2 + \alpha^2}{2.\alpha.\beta} \sin(\alpha.d_1).\sin(\beta.d_2) = \cos [k(d_1 + d_2)], \quad (\text{AII.1.7})$$

$$\text{avec : } \alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\min}} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\max}} .$$

En posant : $n_{\min} = \sqrt{\epsilon_{\min}}$ et $n_{\max} = \sqrt{\epsilon_{\max}}$, les indices de réfraction des deux matériaux constituant le miroir de Bragg, l'équation (AII.1.7) s'écrit encore :

$$\cos(\alpha.d_1).\cos(\beta.d_2) - \frac{n_{\max}^2 + n_{\min}^2}{2.n_{\max}.n_{\min}} \sin(\alpha.d_1).\sin(\beta.d_2) = \cos [k(d_1 + d_2)]. \quad (\text{AII.1.8})$$

L'évolution du membre de gauche, noté T(x), en fonction de la pulsation ω est présentée ci-dessous. Elle a été calculée pour un miroir de Bragg dont les caractéristiques ont été choisies arbitrairement et sont les suivantes : $d_1 = 4 \mu\text{m}$, $d_2 = 0,5 \mu\text{m}$, $n_{\min} = 1,5$ et $n_{\max} = 3,7$.

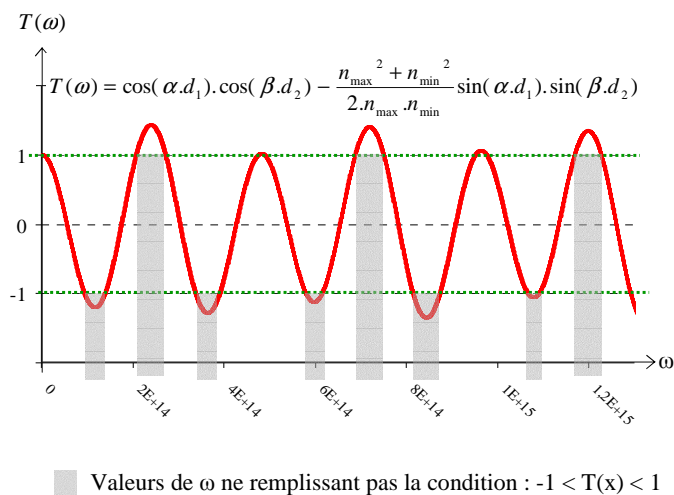


Figure AII-1.3: Evolution de $T(x)$ en fonction de la pulsation.

La **figure AII-1 ;3** révèle l'existence de « plages » de pulsations ω dont les valeurs sont incompatibles avec la **condition (AII.1.8)**. Autrement dit, une onde dont la longueur d'onde correspond à ces plages n'est pas autorisée à pénétrer le cristal photonique. On parle alors de Bandes Interdites Photoniques : BIP.

Les BIP sont souvent mises en évidence en représentant l'évolution de la pulsation en fonction de k , norme du vecteur d'onde, ces deux grandeurs étant toutes deux normalisées. A titre d'exemple, la **figure AII-1.4** présente cette évolution pour le miroir de Bragg étudié.

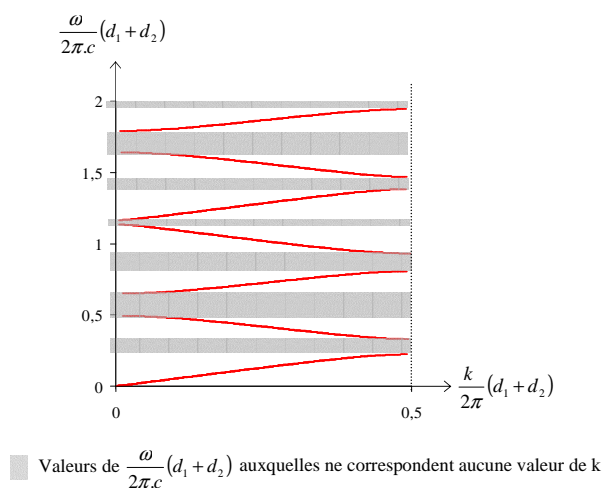


Figure AII-1.4: Diagramme de dispersion du miroir de Bragg étudié.

Parce que la fonction cosinus est paire et périodique de période 2π , il n'est pas nécessaire de rechercher les solutions sur l'ensemble des k . Comme la **figure AII-1.4** ci-dessus le confirme, une étude des k appartenant au domaine : $\left[0, \frac{\pi}{d}\right]$ suffit à déterminer les positions de bandes interdites et permises. Ce domaine d'étude est appelé « zone irréductible de Brillouin ».

Les cristaux photoniques uni et bidimensionnels possèdent des propriétés analogues. On peut donc affirmer l'existence de bandes de fréquences dites « interdites » dans les structures dont la périodicité s'exerce non plus dans une, mais dans deux directions.

2. Cristal photonique bidimensionnel

Les structures bidimensionnelles sont comme leur nom l'indique, périodiques dans deux directions de l'espace et infinies dans la troisième. Elles sont généralement constituées de cylindres diélectriques d'indice de réfraction n_1 , insérés dans une matrice homogène d'indice n_2 différent de n_1 . La résolution de l'équation de propagation d'une onde dans une telle structure est plus complexe que ce n'était le cas des cristaux unidimensionnels. C'est pourquoi, nous utilisons un logiciel développé au MIT pour calculer l'ensemble des couples (ω, \mathbf{k}) solutions de l'équation d'onde. Nous avons vu qu'il était possible dans le cas des cristaux unidimensionnels, de limiter le domaine d'étude à la zone de Brillouin irréductible. C'est encore le cas des cristaux bidimensionnels. Nous allons de plus voir que cette zone, définie dans le réseau « réciproque », est tout à fait primordiale dans la définition des bandes autorisées et interdites d'un cristal. Avant toute chose, nous proposons de définir la notion de réseau « réciproque ».

2.1. Réseau direct et réciproque d'un cristal

À toute structure cristalline on associe généralement deux réseaux : le réseau cristallin ou « direct » et le réseau « réciproque ». Ainsi, alors qu'une image prise au microscope électronique représente la structure réelle, une figure de diffraction d'un cristal sera une « carte » de son réseau réciproque. Nous allons présenter ces deux réseaux et les règles de passage de l'un à l'autre.

1.2.a. Réseau direct

Une structure périodique à deux dimensions est constituée de motifs élémentaires identiques, disposés à égales distances les uns des autres suivant les deux directions de périodicité. Ces dernières forment le réseau direct de la structure, les positions des motifs étant nommées « nœuds du réseau » (cf. **figure AII-1.5-a**). Ce réseau est caractérisé par les vecteurs de bases

\vec{d}_1 et \vec{d}_2 (**figure AII-1.5-b**) permettant de joindre chaque nœud et ses plus proches voisins.

Ainsi chaque nœud du cristal est repéré par le vecteur \vec{D} :

$$\vec{D} = a \vec{d}_1 + b \vec{d}_2, \text{ avec } (a, b) \in \mathbb{N}^2 \quad (\text{AII.1.9})$$

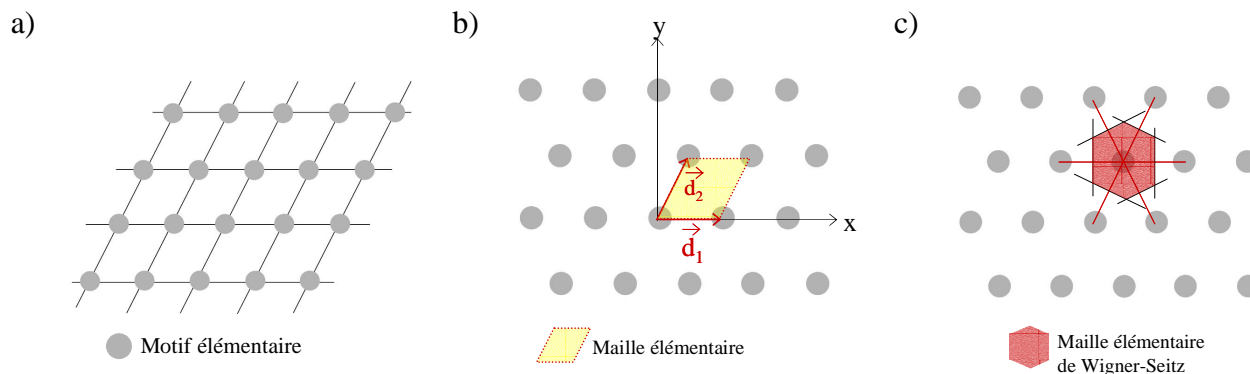


Figure AII-1.5: Réseau direct.

L'intégralité de l'espace direct peut être décomposé en mailles élémentaires définies par les vecteurs de la base directe (**figure AII-1.5-b**). Il est cependant possible de définir une autre maille élémentaire de même surface que la précédente, nommée « maille élémentaire de Wigner-Seitz ». Cette cellule est alors définie comme étant la région qui englobe l'ensemble des points de l'espace qui sont plus proches de l'unique nœud qu'elle entoure que de n'importe quel autre nœud du réseau. Pour obtenir cette dernière, il suffit de tracer les segments joignant le centre d'un nœud aux centres de ces plus proches voisins. La plus petite surface définie par leurs différentes médiatrices constitue cette maille.

1.2.b. Réseau réciproque

A tout réseau direct, on a donc coutume d'associer un réseau « réciproque ».

Afin de comprendre l'origine du réseau réciproque, revenons dans un premier temps, au cas simple d'un cristal unidimensionnel de période d . Considérons $\mathcal{E}(\vec{r})$, grandeur du réseau direct invariante par translation d'une ou plusieurs période(s) :

$$\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}(x + d). \quad (\text{AII.1.10})$$

Comme $\mathcal{E}(\vec{r})$ est une fonction périodique, elle peut être décomposée en série de Fourier comme suit :

$$\varepsilon(x) = \sum \varepsilon_n \exp\left(j\left(2\pi n \frac{x}{d}\right)\right), \text{ avec } \varepsilon_n \text{ un nombre complexe et } n \text{ un réel entier.} \quad (\text{AII.1.11})$$

On définit alors le réseau réciproque par l'ensemble des points distants de $\frac{2\pi n}{d}$. Parce que ces points représentent les termes de la **relation (AII.1.10)**, ce réseau est souvent appelé « espace de Fourier ». Dans le cas d'un cristal unidimensionnel, l'ensemble des points (ou « nœuds ») de ce réseau sont situés sur une droite (**figure AII-1.6**).

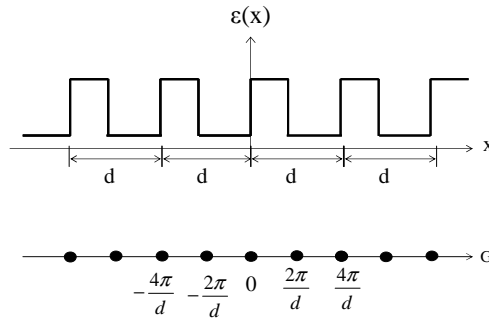


Figure AII-1.6: Profil de la permittivité périodique de période d et réseau réciproque regroupant l'ensemble des termes $\frac{2\pi n}{d}$ de la série de Fourier la représentant.

Cette démarche peut être réitérée dans un cristal bidimensionnel, en notant que le développement en série de Fourier de la permittivité s'écrit dans ce cas :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum \varepsilon_n \exp(j(\vec{G} \cdot \vec{r})) \quad (\text{AII.1.12})$$

\vec{G} est alors un vecteur du nouveau réseau réciproque. Il s'écrit :

$$\vec{G} = u \vec{r}_1 + v \vec{r}_2, \quad \text{avec } (u, v) \in \mathbb{N}^2. \quad (\text{AII.1.13})$$

Les vecteurs \vec{r}_1 et \vec{r}_2 constituent la base du réseau réciproque bidimensionnel. Afin que ce dernier conserve l'invariance par translation du réseau direct qui lui est associé, on a coutume de définir les vecteurs \vec{r}_1 et \vec{r}_2 comme suit :

$$\vec{r}_i \cdot \vec{r}_j = 2\pi \cdot \delta_{i,j}, \quad \text{avec } \delta_{i,j} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}. \quad (\text{AII.1.14})$$

Les **relations (AII.1.9), (AII.1.13) et (AII.1.14)** permettent alors d'écrire :

$$\exp(j(\vec{G} \cdot \vec{D})) = 1. \quad (\text{AII.1.15})$$

Il est à noter qu'effectivement, dans ce cas le réseau demeure invariant par translation, puisqu'on a :

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{D}) = \sum \varepsilon_n \exp(j(\vec{G} \cdot \vec{r})) \cdot \exp(j(\vec{G} \cdot \vec{D})) = \sum \varepsilon_n \exp(j(\vec{G} \cdot \vec{r})) = \varepsilon(\vec{r}). \quad (\text{AII.1.16})$$

Réseau réciproque et condition de diffraction : définition de la zone de Brillouin

Les définitions de ce réseau et de sa zone de Wigner-Seitz (**figure AII-1.7**) sont primordiales pour l'analyse des bandes. Cette zone donne effectivement accès à l'ensemble des vecteurs d'onde diffractés. Pour le comprendre, il est indispensable de réécrire la loi de Bragg. Considérons pour ce faire \vec{k} et \vec{k}' les vecteurs d'onde des ondes respectivement incidentes et diffusées. Ils sont reliés par la relation suivante :

$$\vec{k} + \Delta\vec{k} = \vec{k}', \quad (\text{AII.1.17})$$

avec $\Delta\vec{k}$ « vecteur diffusion », mesurant la variation du vecteur d'onde lors de la diffusion.

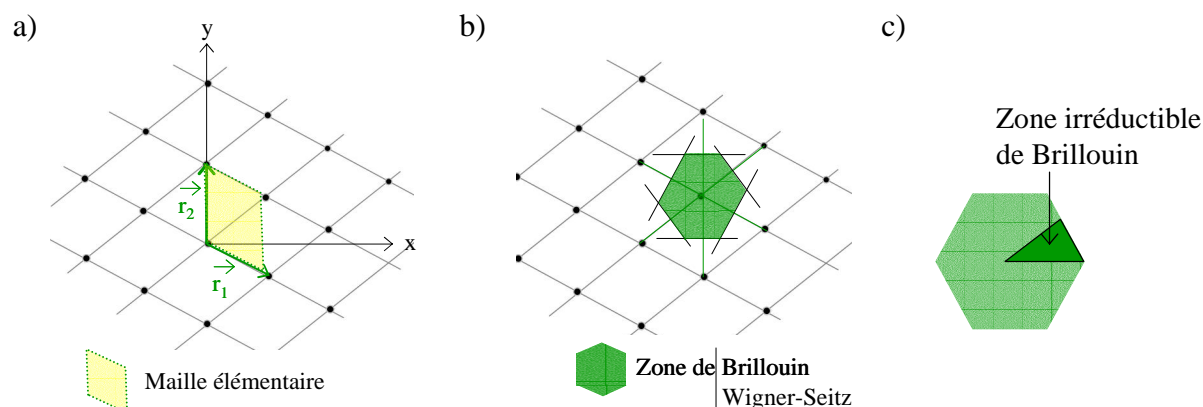


Figure AII-1.7: Réseau réciproque.

Il est possible de démontrer que l'amplitude de l'onde diffusée est négligeable dès lors que $\Delta\vec{k}$ diffère de façon significative d'un vecteur du réseau réciproque. Il y aura par conséquent diffraction si et seulement si :

$$\Delta\vec{k} = \vec{G}. \quad (\text{AII.1.18})$$

La **relation (AII-1.17)** s'écrit alors : $\vec{k} + \vec{G} = \vec{k}'.$ (AII.1.19)

Or, en considérant une diffusion élastique, l'énergie du photon est conservée et les vecteurs \vec{k} et \vec{k}' possèdent des normes voisines. La condition de diffraction s'écrit alors :

$$(\vec{k} + \vec{G})^2 = \vec{k}'^2, \quad (\text{AII.1.20})$$

$$\text{soit encore : } 2 \vec{k} \cdot \vec{G} + G^2 = 0. \quad (\text{AII.1.21})$$

En remarquant que si \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque $-\vec{G}$ l'est aussi, la **relation (AII.1.21)** devient :

$$\vec{k} \cdot \frac{1}{2} \vec{G} = \left(\frac{1}{2} G \right)^2. \quad (\text{AII.1.22})$$

Cette dernière relation est tout à fait équivalente à la loi de Bragg évoquée plus haut.

La zone de Brillouin permet une interprétation géométrique simple de cette nouvelle condition de diffraction. Rappelons que cette zone est la maille de W.S. du réseau réciproque, espace des vecteurs \vec{G} et \vec{k} . Elle est donc formée par l'intersection de l'ensemble des plans médiateurs des vecteurs \vec{G} issus de l'origine du réseau (nœud central de la maille de W.S.). Par conséquent, toutes les ondes dont les vecteurs d'onde tracés à partir de l'origine ont leur extrémité sur l'une des frontières de cette maille particulière, satisfont la **condition (AII.1.22)** (**figure AII-1.8**).

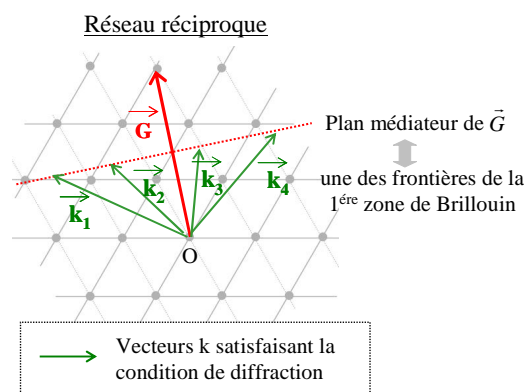


Figure AII-1.8: Interprétation géométrique de la condition de diffraction dans le réseau réciproque.

Ainsi, si l'on souhaite connaître l'ensemble des k solutions de l'équation de propagation d'une onde dans un cristal bidimensionnel, il suffit d'étudier la zone de W.S. du réseau réciproque, appelée encore « première zone de Brillouin ». Cette dernière est représentée sur la **figure AII-1.7-b**. Parce que cette maille est symétrique, le domaine d'étude peut être encore réduit à la zone de Brillouin dite « irréductible » et présentée **figure AII-1.7-c**. C'est

pourquoi, cette dernière est à la base de l'ensemble des calculs menés par le logiciel MPB. Il suffit en effet, de rentrer les paramètres opto-géométriques de cette maille élémentaire pour connaître le comportement de la microstructure supposée non bornée, c'est-à-dire infinie.

A titre d'exemple sont présentés sur les **figures AII-1.9** et **AII-1.10**, respectivement les réseaux réciproques et zones de Brillouin d'un réseau unidimensionnel et de réseaux bidimensionnels carré et triangulaire, ainsi que leurs caractéristiques en fonction de celles des réseaux directs correspondants. En jaune sont représentées les mailles élémentaires des différents réseaux. Il est intéressant de noter que l'on retrouve les limites de la zone de Brillouin du réseau linéaire établies précédemment : $-\frac{\pi}{d} < k < \frac{\pi}{d}$.

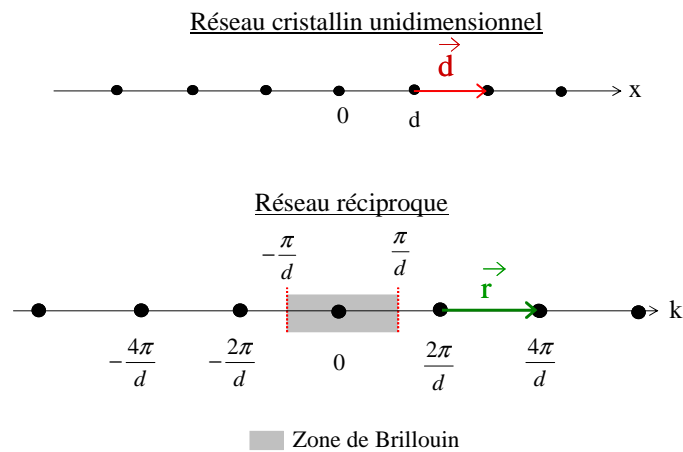


Figure AII-1.9: Réseau cristallin 1D et sa zone de Brillouin.

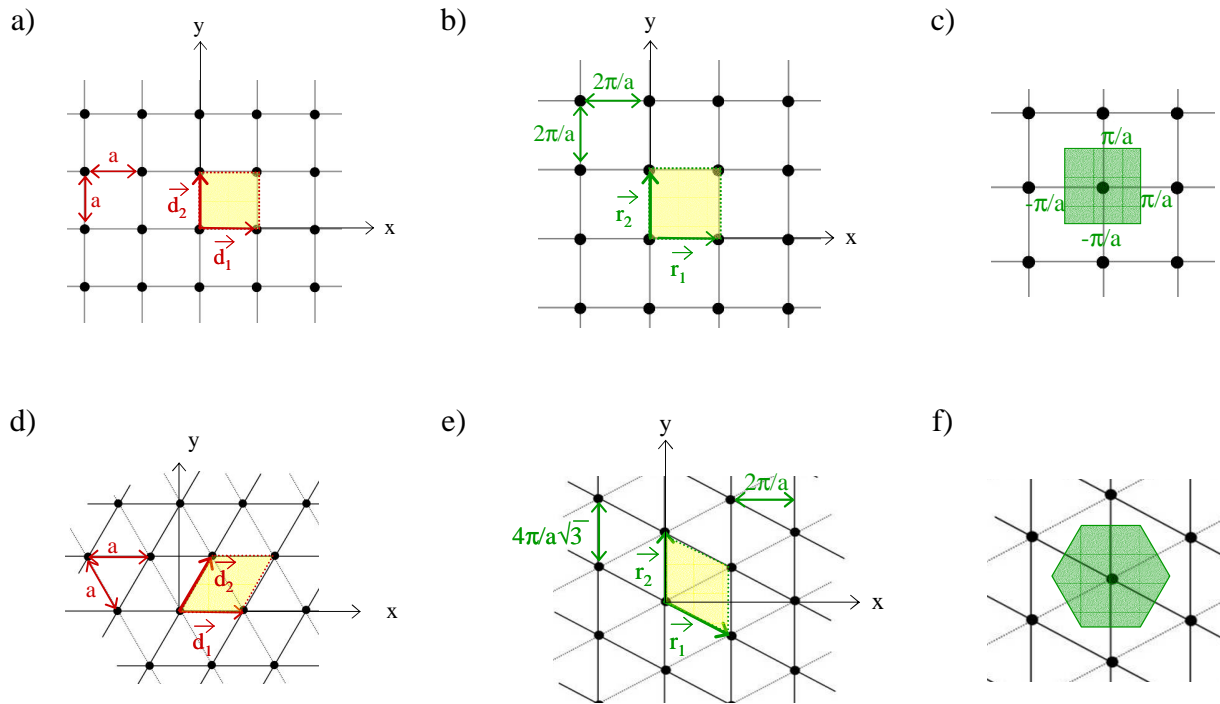


Figure AII-1.10: Présentation de réseaux directs carré (a), triangulaire (d), ainsi que leurs réseaux réciproques respectifs (b) et (e), et les zones de Brillouin qui leurs sont associées (c) et (f) respectivement.

ANNEXE II 2

Etudes des relations de couplage s'établissant entre deux guides voisins

Parce que, par la suite nous étudierons les conditions de couplage s'établissant entre des guides différents (le cœur et les plots de la gaine microstructurée), nous avons choisi de présenter ici, le cas général d'un guide composite formé de deux guides dont les propriétés opto-géométriques sont différentes. Ces deux guides, nommés dans tout ce qui suit : « guide 1 » et « guide 2 » présenteront des profils d'indice de réfraction $n_1(r)$ et $n_2(r)$, respectivement, tandis que nous noterons $n(r)$ le profil d'indice du guide composite.

Si l'on considère que ces deux guides sont suffisamment éloignés pour que la contribution du champ de l'un sur l'autre soit faible, le champ du guide composite peut être approximé par la superposition des champs de chacun des deux guides pris isolément.

Or, nous avons vu dans le chapitre précédent que le champ s'établissant dans un guide cylindrique était solution de l'équation d'onde scalaire :

$$\nabla_r^2 E + (k_0^2 n^2(r) - \beta^2) E = 0 \quad (\text{AII.2.1})$$

Ainsi, quelle que soit la position longitudinale z sur le guide, ce champ s'écrit :

$$E(r, z, t) = E(r, z) \cdot e^{j\omega t} \quad (\text{AII.2.2})$$

$$\text{avec, } E(r, z) = \Psi(r) \cdot e^{-j\beta z} . \quad (\text{AII.2.3})$$

Un guide monomode isolé supporte la propagation de deux modes fondamentaux de distributions transverses ψ_A et ψ_B orthogonalement polarisées et solutions de l'équation d'onde scalaire. Dès lors que l'on considère deux guides suffisamment rapprochés, le nombre de modes susceptibles de se propager dans le guide composite est doublé. En effet, il y a alors deux solutions pour l'équation d'onde, impliquant ainsi l'existence de deux paires (une pour chaque polarisation) de modes fondamentaux ψ_+ et ψ_- appelés « supermodes ». Notons que la symétrie de leur distribution radiale détermine la dénomination de supermode symétrique (ψ_+) et de supermode antisymétrique (ψ_-).

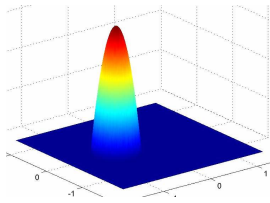
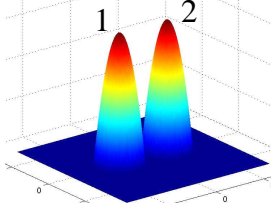
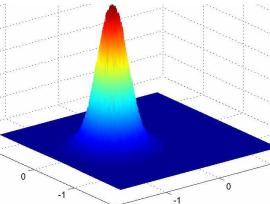
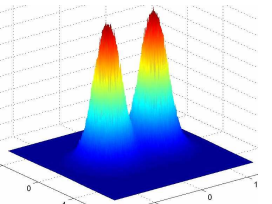
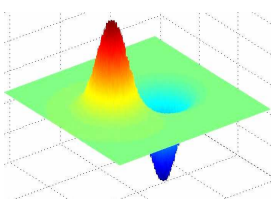
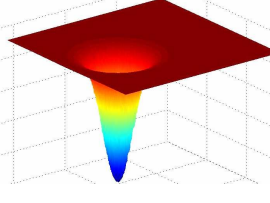
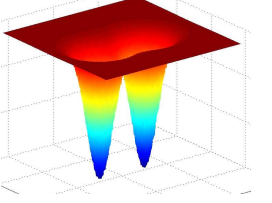
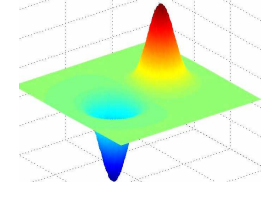
	Guide isolé (1 ou 2)		Guide composite	
				
	<i>Profil d'indice d'un guide isolé</i>		<i>Profil d'indice du guide composite</i>	
	Ψ_1 ou Ψ_2		Ψ_+	Ψ_-
Ψ_A		=>		
			$\Psi_{+A} = \Psi_{1A} + \Psi_{2A}$	$\Psi_{-A} = \Psi_{1A} - \Psi_{2A}$
<i>neff</i>	1,447686		1,447783	1,447589
Ψ_B		=>		
			$\Psi_{+B} = \Psi_{1B} + \Psi_{2B}$	$\Psi_{-B} = \Psi_{1B} - \Psi_{2B}$
<i>neff</i>	1,447685		1,447784	1,447589

Figure AII-2.1: Allures des composantes E_x des champs (extraites de FEMLAB) des 4 supermodes combinatoires linéaires des modes Ψ_A et Ψ_B de 2 guides identiques isolés.

Ces 4 modes, représentés **figure AII-2.1** dans le cas particulier de deux guides identiques, sont des combinaisons linéaires des modes $\Psi_{1(A \text{ ou } B)}$ du guide 1 et $\Psi_{2(A \text{ ou } B)}$ du guide 2. On peut donc écrire :

$$\Psi_+ = A_{+1} \cdot \Psi_1 + A_{+2} \cdot \Psi_2 \quad (\text{AII.2.4})$$

$$\Psi_- = A_{-1} \cdot \Psi_1 - A_{-2} \cdot \Psi_2 \quad (\text{AII.2.5})$$

Les constantes de décomposition A_{ij} ($i = +, -$ et $j = 1, 2$) sont communément appelées intégrales de recouvrement, et rendent compte du degré de ressemblance entre le supermode i

et le mode j d'un des guide isolé du guide composite. Ces coefficients, normalisés et donc nécessairement compris entre -1 et 1, peuvent être évalués de la façon suivante :

$$A_{ij} = \frac{\iint_A \psi_i(r) \cdot \psi_j(r) \cdot dA}{\iint_A \psi_i^2(r) \cdot dA} \quad (\text{AII.2.6})$$

Il est à noter que les 2 modes ψ_A et ψ_B des guides isolés possèdent des constantes de propagation β_1 et β_2 identiques ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$) si les deux guides sont eux-mêmes identiques et différentes le cas échéant. Les 2 supermodes ψ_+ et ψ_- présentent en revanche, quoi qu'il en soit, des constantes β_+ et β_- différentes dont nous nous proposons de déterminer ici les expressions simplifiées.

Etablissons dans un premier temps, l'expression de β_{\pm} en fonction de β_1 .

Pour ce faire, multiplions tout d'abord, par ψ_1 l'équation d'onde scalaire appliquée à ψ_+ et par ψ_+ l'équation d'onde scalaire appliquée à ψ_1 . Puis soustrayons les deux équations obtenues avant d'intégrer le tout sur A, surface de la section droite du guide. Nous obtenons ainsi la relation suivante :

$$(\beta_+^2 - \beta_1^2) \iint_A \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA = k_0^2 \cdot \iint_A (n^2(r) - n_1^2(r)) \cdot \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA + \iint_A (\Psi_1 \cdot \nabla_t^2 \Psi_+ - \Psi_+ \cdot \nabla_t^2 \Psi_1) \cdot dA \quad (\text{II.2.7})$$

Cette expression complexe peut être largement simplifiée en deux étapes :

1)- transformation de la deuxième intégrale de surface du second membre, en intégrale curviligne sur l contour du guide :

$$\iint_A (\Psi_1 \cdot \nabla_t^2 \Psi_+ - \Psi_+ \cdot \nabla_t^2 \Psi_1) \cdot dA = \oint (\Psi_1 \cdot \vec{\nabla}_t \Psi_+ - \Psi_+ \cdot \vec{\nabla}_t \Psi_1) \cdot d\vec{l} \quad (\text{AII.2.8})$$

2)- approximation d'un guidage faible ($\Delta n \ll 1$) :

$$\circ n^2(r) - n_1^2(r) \approx 2 \cdot n_{\max} \cdot (n(r) - n_1(r)) \quad (\text{AII.2.9})$$

$$\circ \beta_+^2 - \beta_1^2 \approx 2 \cdot k_0 \cdot n_{\max} \cdot (\beta_+ - \beta_1) \quad (\text{AII.2.10})$$

où n_{\max} représente l'indice de réfraction le plus élevé du guide considéré.

La relation A1 8 devient alors :

$$(\beta_+ - \beta_1) \iint_A \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA = k_0 \cdot \iint_A (n(r) - n_1(r)) \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA + \oint_l (\Psi_1 \cdot \bar{\nabla}_t \Psi_+ - \Psi_+ \cdot \bar{\nabla}_t \Psi_1) \cdot d\vec{l} \quad (\text{AII.2.11})$$

Or, parce que les distributions transverses ψ_1 et ψ_+ sont guidées, leurs limites ainsi que celles de leurs dérivées sont nulles au voisinage de la frontière externe du guide. L'intégrale curviligne peut, par conséquent, être négligée. Il est alors possible de dégager l'expression simplifiée de la composante transverse du supermode symétrique, comme étant:

$$\beta_+ = \beta_1 + k_0 \cdot \frac{\iint_A (n(r) - n_1(r)) \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA}{\iint_A \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA} \quad (\text{AII.2.12})$$

Rappelons qu'il est possible d'exprimer les distributions ψ_+ et ψ_- en fonction de ψ_1 et ψ_2 , par l'intermédiaire des coefficients de recouvrement A_{ij} . Pour simplifier encore une fois les calculs, nous écrirons ces coefficients en fonction de deux nouvelles constantes sans dimensions : a_+ et a_- :

$$A_{+1} = \frac{1}{\sqrt{1+a_+^2}} \quad (\text{I.12}) \quad A_{+2} = \frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} \quad (\text{AII.2.13})$$

$$A_{-1} = \frac{1}{\sqrt{1+a_-^2}} \quad (\text{I.13}) \quad A_{-2} = \frac{a_-}{\sqrt{1+a_-^2}} \quad (\text{AII.2.14})$$

Parce que l'expression $(n(r)-n_1)$ s'annule partout, excepté au voisinage du guide 2, au numérateur, le terme en $\psi_1 \cdot \psi_2$ sera prépondérant sur le terme en ψ_1^2 . En revanche, au dénominateur l'intégralité du guide composite étant concernée, le terme en ψ_1^2 sera par conséquent prépondérant. Nous pouvons donc ainsi écrire :

$$\begin{aligned} \iint_A (n(r) - n_1(r)) \Psi_+ \cdot \Psi_1 \cdot dA &= \iint_A (n(r) - n_1(r)) \left(\frac{\Psi_1 + a_+ \Psi_2}{\sqrt{1+a_+^2}} \right) \cdot \Psi_1 \cdot dA \\ &\approx \left(\frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} \right) \iint_A (n(r) - n_1(r)) \Psi_2 \cdot \Psi_1 \cdot dA \end{aligned} \quad (\text{AII.2.15})$$

$$\blacksquare \iint_A \left(\frac{\Psi_1 + a_+ \Psi_2}{\sqrt{1 + a_+^2}} \right) \Psi_1 \cdot dA \approx \left(\frac{1}{\sqrt{1 + a_+^2}} \right) \iint_A \Psi_1 \cdot \Psi_1 \cdot dA \approx \left(\frac{1}{\sqrt{1 + a_+^2}} \right) \iint_A \Psi_1^2 \cdot dA \quad (\text{AII.2.16})$$

La composante transverse β_+ s'exprime finalement en fonction de β_1 de la façon suivante :

$$\beta_+ = \beta_1 + k_0 \cdot a_+ \cdot \frac{\iint_A (n(r) - n_1(r)) \Psi_2 \cdot \Psi_1 \cdot dA}{\iint_A \Psi_1^2 \cdot dA} = \beta_1 + a_+ \cdot C_{12} \quad (\text{AII.2.17})$$

avec C_{12} coefficient de couplage du mode du guide 1 vers le mode du guide 2.

Une expression similaire de β_- en fonction de β_1 peut être obtenue par des calculs analogues à ceux qui viennent d'être menés. On peut donc écrire :

$$\beta_- = \beta_1 + a_- \cdot C_{12} \quad (\text{AII.2.18})$$

De même, en considérant non plus le mode ψ_1 du guide 1, mais le mode ψ_2 du guide 2, et en tenant compte des approximations suivantes :

$$\blacksquare \iint_A (n(r) - n_2(r)) \Psi_+ \cdot \Psi_2 \cdot dA = \iint_A (n(r) - n_2) \left(\frac{\Psi_1 + a_{\pm} \Psi_2}{\sqrt{1 + a_{\pm}^2}} \right) \Psi_2 \cdot dA \quad (\text{AII.2.19})$$

$$\approx \left(\frac{1}{\sqrt{1 + a_{\pm}^2}} \right) \iint_A (n(r) - n_2(r)) \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot dA \quad (\text{AII.2.20})$$

$$\blacksquare \iint_A \left(\frac{\Psi_1 + a_{\pm} \Psi_2}{\sqrt{1 + a_{\pm}^2}} \right) \Psi_2 \cdot dA \approx \left(\frac{a_{\pm}}{\sqrt{1 + a_{\pm}^2}} \right) \iint_A \Psi_2^2 \cdot dA \quad (\text{AII.2.21})$$

On établit les expressions de β_+ et β_- en fonction de β_2 :

$$\blacksquare \beta_+ = \beta_2 + k_0 \cdot \frac{1}{a_+} \cdot \frac{\iint_A (n(r) - n_2) \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot dA}{\iint_A \Psi_2^2 \cdot dA} = \beta_2 + \frac{1}{a_+} \cdot C_{21} \quad (\text{AII.2.22})$$

$$\blacksquare \beta_- = \beta_2 + \frac{C_{21}}{a_-} \quad (\text{AII.2.23})$$

avec C_{21} coefficient de couplage du mode du guide 2 vers le mode du guide 1.

En posant C , une constante telle que : $C = \sqrt{C_{12} \times C_{21}}$, on peut écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta_+ = \beta_1 + a_+ \cdot C_{12} \\ \beta_+ = \beta_2 + \frac{1}{a_+} \cdot \frac{C^2}{C_{12}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(AII.2.24)} \\ \text{(AII.2.26)} \end{array} \quad \text{(I.14)et} \quad \text{(I.15)et} \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta_- = \beta_1 + a_- \cdot C_{12} \\ \beta_- = \beta_2 + \frac{1}{a_-} \cdot \frac{C^2}{C_{12}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(AII.2.25)} \\ \text{(AII.2.27)} \end{array}$$

En éliminant a_+ dans les deux expressions de β_+ , (ou a_- dans les deux expressions de β_-), on obtient l'équation ci-dessous :

$$\beta_{\pm}^2 - \beta_{\pm}(\beta_1 + \beta_2) + \beta_1\beta_2 - 4C^2 = 0 \quad \text{(AII.2.28)}$$

La résolution de cette équation, donne accès aux expressions générales de β_+ et β_- :

$$\blacksquare \beta_+ = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + \frac{\sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4C^2}}{2} \quad \text{(AII.2.29)}$$

$$\blacksquare \beta_- = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - \frac{\sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4C^2}}{2} \quad \text{(AII.2.30)}$$

Les **relations AII.2.29** et **AII.2.30** s'écrivent encore, en fonction de F facteur de qualité du couplage entre les 2 guides :

$$\blacksquare \beta_+ = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + C \cdot \sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4C^2} + 1} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + \frac{C}{F} \quad \text{(AII.2.31)}$$

$$\blacksquare \beta_- = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - C \cdot \sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4C^2} + 1} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - \frac{C}{F} \quad \text{(AII.2.32)}$$

$$\text{avec : } F = \frac{1}{\sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4C^2} + 1}} = \frac{2C}{\sqrt{(\beta_1 - \beta_2)^2 + 4C^2}} \quad \text{(AII.2.33)}$$

$$\text{ou encore : } F = \frac{2C}{\beta_+ - \beta_-} \quad \text{(AII.2.34)}$$

Pour comprendre l'impact du facteur de qualité F sur le transfert de puissance d'un guide à l'autre, nous proposons de calculer par la suite les expressions des puissances $P_1(z)$ et $P_2(z)$ transportées respectivement par le guide 1 et le guide 2, lorsqu'on injecte la puissance sélectivement sur l'un des guides.

Supposons que l'on injecte à $t=0$, une puissance P_0 uniquement dans le guide 1 (par exemple) du guide composite et qu'au voisinage du guide 2 la puissance soit par conséquent nulle.

Le phénomène de couplage étant lié au transfert de l'onde lumineuse d'un guide sur l'autre au cours de la propagation, peut être perçu comme conséquence des interférences associées aux modes ψ_+ et ψ_- . Ainsi, n'importe quelle distribution modale excitatrice $\psi(r, 0)$ en entrée du guide composite, pourra être exprimée comme combinaison linéaire de ces deux supermodes qui forment alors une base orthonormée. En tout point z du guide composite, l'amplitude du champ transverse total $E(r, z)$ s'écrit, par conséquent :

$$E(r, z) = b_+ \cdot \psi_+(r) \cdot \exp(j \cdot \beta_+ \cdot z) + b_- \cdot \psi_-(r) \cdot \exp(j \cdot \beta_- \cdot z) \quad (\text{AII.2.35})$$

b_+ et b_- sont alors des constantes dépendantes des conditions d'excitation, puisque directement liée aux recouvrements s'opérant entre les distributions transverses de l'excitation $\psi(r, 0)$ et des supermodes symétrique et antisymétrique. Elles s'écrivent donc :

$$b_+ = \frac{\iint_A \Psi \cdot \Psi_+ dA}{\iint_A \Psi_+^2 dA} \quad (\text{AII.2.36}) \quad \text{et} \quad b_- = \frac{\iint_A \Psi \cdot \Psi_- dA}{\iint_A \Psi_-^2 dA} \quad (\text{AII.2.37})$$

Ainsi au voisinage du guide 2, parce l'influence de ψ_1 est négligeable par rapport à celle de ψ_2 , le champ s'écrit :

$$E_2(r, z) = b_+ \cdot \frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} \cdot \psi_2(r) \cdot \exp(j \cdot \beta_+ \cdot z) + b_- \cdot \frac{a_-}{\sqrt{1+a_-^2}} \cdot \psi_2(r) \cdot \exp(j \cdot \beta_- \cdot z) \quad (\text{AII.2.38})$$

Or, les conditions d'injection de la puissance P_0 sont telles, que l'on peut considérer que le champ $E_2(r, z=0)$ est nul, ce qui permet de dégager l'égalité suivante :

$$b_+ \cdot \frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} \cdot \psi_2(r) = -b_- \cdot \frac{a_-}{\sqrt{1+a_-^2}} \cdot \psi_2(r) \quad (\text{AII.2.39})$$

$$\text{soit : } b_+ \cdot \frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} = -b_- \cdot \frac{a_-}{\sqrt{1+a_-^2}} \quad (\text{AII.2.40})$$

Ainsi, le champ se propageant dans le guide 2 s'écrit quelle que soit la position longitudinale z :

$$E_2(r, z) = 2.j.b_+ \cdot \frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} \cdot \psi_2(r) \cdot \sin\left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} \cdot z\right) \cdot \exp\left(j \cdot \frac{\beta_+ + \beta_-}{2} \cdot z\right) \quad (\text{AII.2.41})$$

Le champ se propageant dans le guide 1 peut être évalué par des calculs analogues.

$$E_1(r, z) = b_+ \cdot \frac{1}{\sqrt{1+a_+^2}} \cdot \psi_1(r) \cdot \exp(j \cdot \beta_+ \cdot z) + b_- \cdot \frac{1}{\sqrt{1+a_-^2}} \cdot \psi_1(r) \cdot \exp(j \cdot \beta_- \cdot z) \quad (\text{AII.2.42})$$

$$= b_+ \cdot \frac{1}{\sqrt{1+a_+^2}} \cdot \psi_1(r) \cdot \left(\exp(j \cdot \beta_+ \cdot z) - \frac{a_+}{a_-} \exp(j \cdot \beta_- \cdot z) \right) \quad (\text{AII.2.43})$$

A partir des expressions des champs électriques se propageant dans les guides 1 et 2, on déduit les puissances portées par chacun des deux guides. On rappelle en effet, que la puissance $P_i(z)$ transportée par un champs électrique $E_i(r, z)$ dans un guide d'indice maximal n_{\max} est donnée par la relation suivante :

$$P_i(z) = \frac{n_{\max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \iint_A |E_i(r, z)|^2 dA \quad (\text{AII.2.44})$$

où A représente la surface de la section droite du guide, ϵ_0 et μ_0 étant respectivement les permittivité et perméabilité du vide.

Les puissances portées $P_1(z)$ et $P_2(z)$ portées respectivement par les guides 1 et 2 s'écrivent donc :

$$\begin{aligned} \blacksquare P_1(z) &= \frac{n_{1-\max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \iint_A E_1(r, z) \cdot E_1^*(r, z) \cdot dA \\ &= \left(\frac{b_+}{a_-} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+a_+^2}} \right)^2 \cdot (a_-^2 + a_+^2 - 2 \cdot a_+ \cdot a_- \cdot \cos((\beta_+ - \beta_-) \cdot z)) \cdot \frac{n_{1-\max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \iint_A \psi_1(r)^2 dA \\ &= \left(\frac{b_+}{a_-} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+a_+^2}} \right)^2 \cdot \left((a_- - a_+)^2 + 4 \cdot a_+ \cdot a_- \cdot \sin^2\left(\frac{(\beta_+ - \beta_-)}{2} \cdot z\right) \right) \cdot \frac{n_{1-\max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \iint_A \psi_1(r)^2 dA \quad (\text{AII.2.45}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\blacksquare P_2(z) &= \frac{n_{2_max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A E_2(r, z) \cdot E_2^*(r, z) dA \\
&= - \left(2b_+ \cdot \frac{a_+}{\sqrt{1+a_+^2}} \right)^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} \cdot z \right) \frac{n_{2_max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A \psi_2(r)^2 dA
\end{aligned} \tag{AII.2.46}$$

En normalisant les distributions transverses $\psi_1(r)$ et $\psi_2(r)$ en puissance, on pose :

$$\frac{n_{1_max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A \psi_1(r)^2 dA = \frac{n_{2_max}}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint_A \psi_2(r)^2 dA = 1 \tag{AII.2.47}$$

L'analyse des conditions d'injection ($P_1(z=0)=1$ et $P_2(z=0)=0$) nous permet d'écrire :

$$P_1(z=0) = \left(\frac{b_+}{a_-} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+a_+^2}} \right)^2 \cdot (a_- - a_+)^2 = 1,$$

$$\text{soit : } b_+^2 = \frac{a_-^2 + a_-^2 \cdot a_+^2}{(a_- - a_+)^2}$$

A ce stade de la démonstration, et quelle que soit la position longitudinale z dans le guide composite, $P_1(z)$ et $P_2(z)$ s'écrivent :

$$\blacksquare P_1(z) = 1 + 4 \cdot \frac{a_+ \cdot b_+^2}{a_-} \cdot \frac{1}{1+a_+^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{(\beta_+ - \beta_-)}{2} \cdot z \right) \tag{AII.2.48}$$

$$\blacksquare P_2(z) = -4 \cdot \frac{a_+^2 \cdot b_+^2}{1+a_+^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{(\beta_+ - \beta_-)}{2} \cdot z \right) \tag{AII.2.49}$$

Déterminons l'expression du terme $4 \cdot \frac{a_+ \cdot b_+^2}{a_-} \cdot \frac{1}{1+a_+^2} \cdot \sin^2$:

$$4 \cdot \frac{a_+ \cdot b_+^2}{a_-} \cdot \frac{1}{1+a_+^2} = 4 \cdot \frac{a_+}{a_-} \cdot \frac{a_-^2 + a_-^2 \cdot a_+^2}{(a_-^2 - a_+^2)^2} \cdot \frac{1}{1+a_+^2} = 4 \cdot \frac{a_+}{a_-} \cdot \frac{a_-^2(1+a_+^2)}{(a_-^2 - a_+^2)^2} \cdot \frac{1}{1+a_+^2} = 4 \cdot \frac{a_+ \cdot a_-}{(a_-^2 - a_+^2)^2} \tag{AII.2.50}$$

De même, on démontre : $4 \cdot \frac{a_+^2 b_+^2}{1 + a_+^2} = 4 \cdot \frac{a_+ \cdot a_-}{(a_-^2 - a_+^2)^2}$ (AII.2.51)

Des **relations (AII.2.24), (AII.2.26), (AII.2.31)** on extrait les deux expressions de a_+ suivantes :

$$a_+ = \frac{\beta_2 - \beta_1}{2.C_{12}} + \frac{C}{F.C_{12}} \quad (\text{AII.2.52}) \quad \text{et} \quad a_+ = \frac{1}{\frac{\beta_1 - \beta_2}{2.C_{12}} + \frac{C}{F.C_{12}}} \quad (\text{AII.2.53})$$

Des **relations (A1.25), (A1.37), (A1.32)** on extrait les deux expressions de a_- suivantes :

$$a_- = \frac{\beta_2 - \beta_1}{2.C_{12}} - \frac{C}{F.C_{12}} \quad (\text{AII.2.54}) \quad \text{et} \quad a_- = \frac{1}{\frac{\beta_1 - \beta_2}{2.C_{12}} - \frac{C}{F.C_{12}}} \quad (\text{AII.2.55})$$

On peut alors déduire de des quatre expressions ci-dessus, les expressions du numérateur et du dénominateur du terme étudié en fonction de F , C et C_{12} :

$$a_+ \cdot a_- = -\frac{C^2}{C_{12}} \quad (\text{AII.2.56}) \quad \text{et} \quad (a_- - a_+)^2 = 4 \frac{C^2}{F^2 \cdot C_{12}^2} \quad (\text{AII.2.57})$$

On obtient donc finalement : $4 \cdot \frac{a_+ \cdot a_-}{(a_-^2 - a_+^2)^2} = -F^2$ (AII.2.58)

Les expressions simplifiées de $P_1(z)$ et $P_2(z)$ sont donc les suivantes :

$$\blacksquare P_1(z) = 1 - F^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{(\beta_+ - \beta_-)}{2} \cdot z \right) = 1 - F^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{C}{F} \cdot z \right) \quad (\text{AII.2.59})$$

$$\blacksquare P_2(z) = F^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{(\beta_+ - \beta_-)}{2} \cdot z \right) = F^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{C}{F} \cdot z \right) \quad (\text{AII.2.60})$$

On constate donc, que la puissance totale injecté dans le guide composite se répartit au cours de la propagation sur les deux guides, tout en se conservant, puisque quelle que soit la position z , on a : $P_1(z) + P_2(z) = 1$. Le facteur F apparaît par conséquent, comme la fraction de puissance totale transférée de façon périodique d'un cœur sur l'autre. La longueur de guide nécessaire à l'onde pour se transférer sur un guide et revenir intégralement dans le premier est communément appelée « longueur de battement optique », on la note L_b (cf. **figure AII-2.2** ci-dessous). Cette longueur caractéristique du guide composite s'exprime donc en fonction de F et C de la façon suivante :

$$L_b = \frac{\pi.F}{C} \quad (\text{AII.2.61})$$

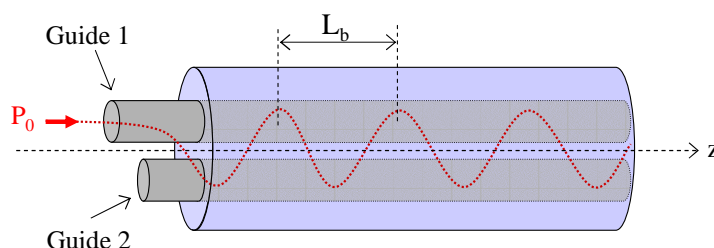


Figure AII-2.2: Propagation de la puissance dans un guide composite.

Pour conclure, il est important de noter que l'efficacité du transfert de puissance d'un guide sur l'autre dépendra de la valeur du facteur F . Par conséquent, lorsque deux modes considérés présentent un « accord de phase », c'est-à-dire quand leurs constantes de propagation β_1 et β_2 sont égales (ou voisines), F atteint sa valeur maximale : 1, le transfert de puissance est donc potentiellement total. Toutefois, il est absolument indispensable que le recouvrement spatial entre ces deux modes soit important pour que l'échange d'énergie puisse être optimisé. De fait, les modes se propageant dans deux guides identiques, parce qu'ils présentent nécessairement des constantes β identiques, seront couplés efficacement, quelle que soit la longueur d'onde considérée, s'ils sont suffisamment proches. En revanche, dans le cas de deux guides différents, les modes n'échangeront potentiellement leur énergie que lorsque la condition d'accord de phase sera satisfaite, c'est-à-dire, pour une seule et unique longueur d'onde, communément notée λ_{PM} pour longueur d'onde de « Phase Matching ».

Liste des publications

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- L. Lavoute *et al.*, “BPM-numerical study of microstructured fibre with high difference index profile”, accepted to *Journal of Lightwave Technology*
- **L. Lavoute**, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, S. Février, “Design of microstructured single-mode fiber combining large mode area and high rare earth ion concentration”, *Optics Express*, **14**, 2006.
- J. Bouillet, **L. Lavoute**, A. Desfarges Berthelemot, V. Kermène, P. Roy, V. Couderc, B. Dussardier, A.-M. Jurdyc, “Tunable red-light source by frequency mixing from dual band Er/Yb co-doped fiber laser”, *Optics Express*, **14**, 2006
- P. Roy, P. Leproux, S. Février, D. Pagnoux, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, S. Hilaire, **L. Lavoute**, R. Jamier, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, C. Restoin, “Photonic crystal fibres for lasers and amplifiers”, *C. R. Physique*, **7**, 224-232, 2006

Communications à des congrès internationaux avec comité de lecture et actes de conférence

- **L. Lavoute**, Ph. Roy, S. Février, R. Jamier, K. Schüster, J. Kobelke, S. Grimm, “Single-mode laser emission from a multimode core surrounded by a tailored cladding”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/QELS) 2008*, paper CMB3
- **L. Lavoute**, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, S. Fevrier, “Design of Microstructured Single-Mode Fiber Combining Large Mode Area and High Rare Earth Ion Concentration”, *Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2006*, paper OFK1
- **L. Lavoute**, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, S. Février, P. Leproux, A. Roy, “Design of Large and Highly Doped Core Microstructured Fiber for Single Mode Operation and High Pump Absorption”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2006*, paper CMM2
- **J. Bouillet**, **L. Lavoute**, V. Couderc, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, P. Roy, B. Dussardier, “Tunable Laser in the Green, Red and Near IR by Frequency Mixing of a Dual Wavelength Er/Yb Co-Doped Fiber Laser”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 2006*, paper CMW6
- **S. Février**, R. Jamier, P. Viale, G. Humbert, F. Gérôme, M. Devautour, **L. Lavoute**, P. Roy, J.-M. Blondy, S. L. Semjonov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, A. N. Guryanov, “Solid-core bandgap fibers”, *Photonics West (SPIE)*, invited communication, 6453-46, San José (USA-Ca), January 2007
- **P. Roy**, **L. Lavoute**, S. Février, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, D. Gaponov, M. Devautour, A. Roy, P. Leproux, L.t Bigot, G. Bouwmans, V. Pureur, « Microstructured fibres and applications », invited communication, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-EUROPE) 2007*

Communications à des congrès nationaux avec comité de lecture et actes de conférence

- **L. Lavoute**, P. Roy, A. Desfarges Berthelemot, V. Kermene, « Conception de fibre à gaine microstructurée par des plots de germanium pour application aux sources de forte puissance », *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2005)*, Chambéry, 8-10 Novembre 2005
- **L. Lavoute**, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, S. Février, P. Leproux, A. Roy, « Fibre optique unimodale à gaine resonante combinant large cœur et fort niveau de dopage », *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2006)*, Metz, 7-9 Novembre 2006

Le transport et la génération de forte puissance dans les fibres optiques sont aujourd'hui principalement limités par les effets non linéaires et problèmes thermiques engendrés par des densités de puissance trop importantes. Les structures originales de types LHDC (« Large and Highly Doped Core ») présentées pour la première fois dans ce manuscrit, permettent de s'affranchir de ces contraintes en combinant un large cœur (grande aire modale) et un fort niveau de dopage (faible longueur d'interaction). Le cœur actif est entouré d'une gaine résonante d'inclusions haut indice générant, via des couplages intermodaux optimisés, la délocalisation de l'énergie de l'ensemble des modes d'ordres supérieur supportés par le cœur tout en préservant le confinement du mode fondamental. Ce filtrage modal original favorise la discrimination par le gain de l'unique mode fondamental, garantissant ainsi la qualité spatiale du faisceau émis.

Propagation and generation of high power in optical fibre are mainly limited by the nonlinear and thermal effects occurring when power density is too high. The original LHDC structures ("Large and Highly Doped Core") presented for the first time in this manuscript, can escape these limiting factor by combining a large core (i.e. large mode area) and a high doping level (i.e. low fibre length). The active core is surrounded by a resonant cladding made of high index inclusions. Thanks to optimized coupling relation between the core and the cladding rods, energy of high order modes of the core spreads over the cladding when the fundamental mode remains confined in the active region. This original modal filtering combined to gain discrimination guarantees the quality of spatial beam.