

N° d'ordre : 40365

Mémoire présenté à
L'UNIVERSITÉ LILLE 1

pour l'obtention de

L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Dynamique Non-Linéaire et Fibres à Cristal Photonique

par

Géraud Bouwmans

Soutenu le 15/11/2010 devant le Jury composé de :

M. John DUDLEY	Professeur, Femto-st, Université de Franche-Comté	Rapporteur
M. Jonathan C. KNIGHT	Professeur, CPPM, Université de Bath (Royaume-Uni)	Rapporteur
M. Gilles RENVERSEZ	Professeur, Institut Fresnel, Université Aix-Marseille 3	Rapporteur
M. Philippe ROY	Chargé de Recherche, Xlim, Faculté de Limoges	Examineur
M. Georges WLODARCZAK	Professeur, Phlam, Université Lille 1	Examineur
M. Marc DOUAY	Professeur, Phlam, Université Lille 1	Examineur

Table des matières

1	Introduction générale	1
2	Dynamique de couplage et de polarisation dans des microlasers	5
2.1	Dynamique de couplage entre 2 microlasers	5
2.1.1	Contexte et motivations	5
2.1.2	Principe	6
2.1.3	Résultats marquants	7
2.2	Dynamique de couplage de polarisation	10
2.2.1	Contexte et motivations	10
2.2.2	Principe	11
2.2.3	Résultats marquants	12
3	Fibres à Cristal Photonique et propriétés linéaires	17
3.1	Brefs rappels sur les Fibres à Cristal Photonique	17
3.2	Fibres à grande ouverture numérique	20
3.2.1	Contexte et motivations	20
3.2.2	Principe	21
3.2.3	Faits marquants	22
3.3	Fibres à Bandes Interdites Photoniques à Cœur Solide	24
3.3.1	Contexte et motivations	25
3.3.2	Des premières réalisations significatives	25
3.3.3	Propriétés et compréhensions des mécanismes de guidage	30
3.3.4	Exemples d'applications	38
4	Fibres à Cristal Photonique et effets Non-Linéaires	41
4.1	Contrôle de SC dans les FCP à cœur haut indice en régime de pompage continu	41
4.1.1	Contexte et motivations	41
4.1.2	Fibre à deux zéros de dispersion chromatique de vitesse de groupe	42
4.1.3	Fibre fortement non-linéaire et à longueur d'onde de zéro de dispersion décroissante	44
4.2	Effets non-linéaires dans des fibres BIP-CS	46
4.2.1	Design pour génération de second ou troisième harmonique	47
4.2.2	Génération contrôlée de SC dans des fibres BIP-CS	48
4.2.3	Auto-décalage Raman dans les fibres BIP-CS	53
5	Conclusions générales et Perspectives	59

6	Annexes	63
6.1	Description de la fabrication de fibres à cristal photonique	63
6.2	Détermination des expressions analytiques des variations du taux de décalage Raman	63
6.3	Curriculum Vitae détaillé	66
6.3.1	Etat civil	66
6.3.2	Situation actuelle	66
6.3.3	Cursus	66
6.3.4	Expériences professionnelles passées	67
6.3.5	Activités	67
6.3.6	Publications	70
6.4	Sélection d'articles	76

Chapitre 1

Introduction générale

Dans ce premier chapitre, je décrirai brièvement les contextes et motivations générales de mon cursus de recherche ainsi que mon rôle dans les différentes équipes intégrées et cela depuis mon stage de DEA ¹ à ma position actuelle de Maître de Conférences. Des présentations plus détaillées de certains de mes travaux effectués durant ce parcours seront données dans les trois chapitres suivants qui traiteront de la dynamique de couplage entre microlasers (chapitre 2) et des fibres à cristal photonique en régime linéaire (chapitre 3) et non-linéaire (chapitre 4).

Le début de mon parcours recherche à proprement parlé commence en Septembre 1996, date à laquelle j'ai rejoint l'équipe d'optique non-linéaire du laboratoire Phlam en tant que stagiaire du DEA Lamora ². J'avais alors émis comme vœux de travailler sur le sujet proposé par B. Ségard et portant sur l'étude de la dynamique de couplage de microlasers. Ce projet m'intéressait pour plusieurs raisons. Tout d'abord il s'agissait de travailler sur un sujet nouveau au laboratoire (les seuls éléments existant à l'époque étaient posés sur une petite table d'écolier). De plus il menait à des études fondamentales de la dynamique de couplage entre oscillateurs tout en conservant un lien proche avec les applications, notamment via une collaboration avec le CEA-Leti de Grenoble qui nous a fourni certains des microlasers étudiés et qui cherchait à augmenter leur puissance émise en réalisant des réseaux de microlasers. Enfin l'étude en elle-même conciliait une forte composante expérimentale à des études numériques et analytiques. Ma candidature a été retenue non seulement pour le DEA mais aussi pour la thèse BDI qui s'en suivit. Le chapitre 2 présente une partie des résultats obtenus durant cette période. Précisons seulement ici que lors de cette thèse j'ai été amené dans un premier temps à développer le montage expérimental afin de caractériser les microlasers, pris indépendants puis couplés, et à adapter les codes numériques développés par B. Ségard pour simuler les comportements dynamiques des lasers. Ensuite j'ai proposé une modification du modèle utilisé. En effet celui-ci ne reproduisait pas des comportements originaux que nous avons pu mettre en évidence grâce à de nombreuses campagnes de mesures. De plus ce modèle semi-empirique ne me satisfaisait pas car il n'avait pas de justification théorique solide. Enfin j'ai développé une étude, non prévue initialement, sur la dynamique de polarisation dans des microlasers YAG uniques ou couplés, en régime continu ou impulsif. Là aussi il a fallu développer le montage et le protocole expérimental adapté et mener de nombreuses campagnes de mesures. En me basant sur différents travaux antérieurs j'ai développé un modèle qui reproduit très bien les comportements observés alors que tous les paramètres introduits sont quantifiés expérimentalement et justifiés théoriquement simplement.

1. L'actuel Master 2 Recherche.

2. Laser Atome MOlécule et Rayonnement Atmosphérique.

En janvier 2001, j'ai souhaité rejoindre l'équipe photonique de Philip Russell à l'Université de Bath (Royaume-Uni) pour effectuer mon stage post-doctoral. Ce stage a constitué pour moi une conversion thématique puisqu'il s'agissait de travailler dans le domaine des fibres optiques et plus particulièrement sur un nouveau type de fibres, appelées fibres à cristal photonique. Ma motivation était alors d'élargir mon champ de compétences en travaillant sur un sujet relativement nouveau et en pleine expansion et cela au sein d'une excellente équipe d'accueil (P.St.J. Russell, J.C. Knight, T. Birks...), inventrice de ce nouveau type de fibres et reconnue comme leader mondial dans le domaine. Comme pour ma thèse, ce sujet comportait une forte dominante expérimentale, en y ajoutant en plus de la fabrication. Mon choix a également été influencé par le fait que l'équipe d'accueil était aussi reconnue pour sa volonté et sa capacité à rechercher les compréhensions des nouveaux phénomènes observés tout en restant consciente des applications potentielles découlant de leurs travaux. Durant ce stage post-doctoral, dont le financement était assuré par un contrat avec le LLNL³, j'ai été amené à travailler sur la thématique des lasers de fortes puissances et notamment sur le développement de fibres à double gaine et à grande ouverture numérique, ces travaux (fabrication, caractérisation, modélisation) étant partiellement reportés dans la 1^{ère} partie du chapitre 3 de ce manuscrit. Mais ce stage post-doctoral a été bien plus riche puisqu'il m'a amené à être responsable du banc de dépôt MCVD⁴ (afin de réaliser des fibres dopées activement), à réaliser des fibres effilées sur un banc d'étirage et évidemment à fabriquer de nombreuses fibres à cristal photonique y compris des fibres à bandes interdites photoniques à cœur creux. Le travail effectué sur ces fibres à cœur creux m'a amené à travailler, à temps partiel et à la fin de mon séjour post-doctoral, pour la start-up Blaze Photonics créée par les membres du groupe d'accueil. Lors des différents projets, je me suis impliqué dans le design, la fabrication et la caractérisation des fibres ainsi réalisées soit en m'appuyant sur les connaissances du groupe soit en les enrichissant grâce à mes travaux.

Depuis septembre 2003, j'ai rejoint le groupe de Photonique du laboratoire Phlam en tant que Maître de Conférences rattaché à l'UFR de Physique de l'Université Lille 1. M. Douay, responsable du groupe, avait alors comme ambition de monter ex-nihilo une centrale technologique de fibre optique de tout premier plan à l'aide du soutien financier d'une action ARCIR⁵ et du plan de renforcement de la Recherche dans le Nord-Pas de Calais. Ma première mission a consisté à mettre en place la partie fibrage de cette centrale et à faire profiter l'ensemble du groupe, alors en pleine reconversion thématique, de mon expérience dans le domaine des fibres à cristal photonique.

A ce titre, j'ai assumé dès mon arrivée la responsabilité scientifique de l'activité fibrage du laboratoire. Dans un premier temps ceci s'est traduit concrètement par l'installation d'une tour de fibrage adaptée à la fabrication des fibres à cristal photonique dans les locaux du bâtiment historique du groupe (bâtiment P5), locaux qui n'étaient évidemment pas adaptés à un tel équipement nécessitant un environnement en salle propre et s'élevant sur deux étages. Les toutes premières fibres microstructurées réalisées à l'aide de cette tour de 7 m de haut à face unique⁶ sortirent de cette première centrale à la toute fin de l'année 2004. Puis début 2007 fut livré le bâtiment IRCICA⁷ prévu pour accueillir l'ensemble de la centrale technologique de fibre optique, Laurent

3. Contrat de 400 000\$ avec le Lawrence Livermore National Laboratory (Livermore, États-unis d'Amérique) et dont j'étais l'interlocuteur local privilégié.

4. Pour Modified Chemical Vapor Deposition qui est une technique de fabrication standard de préforme de fibre optique par injection en phase gazeuse des précurseurs du verre à l'intérieur d'un tube de dépôt chauffé localement.

5. Actions de Recherche Concertées d'Initiative Régionale.

6. L'étirage des capillaires nécessaires à la réalisation des fibres à cristal photonique et le tirage en fibre optique s'effectuant sur la même face de la tour, cf. annexe 6.1.

7. Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée.

Bigot étant en charge de la partie dépôt (MCVD et OVD⁸), la partie fibrage, incluant notamment une salle blanche de classe 10 000 de 14 m de hauteur, étant placée sous ma direction. Dans cette salle blanche fut installé un mât de 12 m de hauteur, l'une de ses faces étant dédiée au tirage de tubes en capillaires, l'autre aux fibrages. Les premières réalisations à l'aide de cette nouvelle installation dédiée aux fibres à cristal photonique en silice débutèrent au printemps 2007. Depuis des améliorations continues sont développées tant en terme de flexibilité de fabrication que de contrôle de la qualité des tirages. Signalons enfin que je suis également responsable de l'installation d'une nouvelle tour, de plus faible hauteur (4 m), prévue pour fin 2010. Cette tour sera notamment adaptée aux tirages de verres de températures de travail bien plus basses que celle de la silice, permettant ainsi de diversifier les matériaux utilisables, comme par exemple des verres à très forte non-linéarité et/ou ayant des fenêtres de transmissions complémentaires aux verres de silice. En outre, la possibilité d'abaisser de plusieurs centaines de degrés la température de fibrage facilitera l'insertion efficace de nanoparticules (métalliques ou de semi-conducteurs) prometteuses mais actuellement difficiles à préserver dans le cas de fibrage de verre de silice.

Ces installations m'ont permis de réaliser une très large gamme de type de fibres⁹ que ce soit des fibres lasers, des fibres à grande aire effective, à faibles pertes par courbures, pour des applications non-linéaires ou encore pour étudier les propriétés de guidage de nouvelles structures. Parmi toutes ces fibres, j'ai dédié une part conséquente de mes recherches aux fibres à bandes interdites photoniques à cœur solide, ces fibres pouvant combiner les propriétés spécifiques liées aux fibres guidant par bandes interdites photoniques aux avantages des fibres à cœur solide [1, 2]. Certains des travaux liés à cette thématique que j'ai développée au laboratoire dès 2005, sont présentés dans les sections 3.3 et 4.2 de ce manuscrit. Lors de ces études, je me suis impliqué non seulement dans le design, la réalisation et la caractérisation mais aussi dans la compréhension des mécanismes de guidage dans ce nouveau type de fibres notamment en participant fortement à la direction et à l'analyse d'études numériques effectuées par d'autres personnes de l'équipe notamment V. Pureur et A. Bétourné, étudiants en thèse que j'ai eu le plaisir de co-encadrer avec Y. Quiquempois.

8. Pour Outside Vapor Deposition qui est une technique de dépôt de verre en phase gazeuse sur une cible (et non plus à l'intérieur d'un tube de dépôt comme c'est le cas pour le MCVD).

9. Cf. Fig. 3.3 qui illustre des exemples de fibres que nous avons réalisées à l'IRCICA.

Chapitre 2

Dynamique de couplage et de polarisation dans des microlasers

Ce chapitre traite de travaux que j'ai effectués durant ma thèse, sous la direction de B. Ségard, dans le groupe d'optique non-linéaire du Laboratoire Phlam. Ils s'inscrivent dans le cadre général de l'étude de mécanismes de couplage entre oscillateurs. Plus précisément, ils portent sur la dynamique de couplage entre deux microlasers (cf. Fig. 2.1) au sein d'une même galette (1^{ère} partie de ce chapitre) et sur la dynamique de polarisation pouvant apparaître dans certains de ces lasers (2^{ème} partie de ce chapitre). Avant de rentrer dans l'étude proprement dite, rappelons simplement que les applications des lasers ne cessent de se diversifier grâce, notamment, au développement de nouvelles sources lasers. Parmi ces sources, le microlaser, caractérisé par son très faible encombrement (épaisseur millimétrique), constitue l'un des derniers nés de la famille des lasers à solide. Il allie à la fois un faible coût de production, un rayonnement de bonne qualité spectrale et spatiale, tout en étant robuste, compact et fiable.

2.1 Dynamique de couplage entre 2 microlasers

2.1.1 Contexte et motivations

La puissance émise par un microlaser unique est principalement limitée par des effets thermiques (liés à l'augmentation de la puissance de pompe absorbée) qui dégradent les propriétés spatiales et spectrales du laser. Une autre approche pour augmenter la puissance émise consiste alors à réaliser au sein d'un même support un réseau de microlasers comme cela est couramment fait pour les diodes lasers [3–5]. Cette solution est par ailleurs assez naturelle les microlasers étant fabriqués sur une galette de faible épaisseur mais de taille conséquente (de l'ordre du centimètre) [6, 7]. Il peut alors être intéressant de *verrouiller en phase* les N éléments d'un réseau de microlaser. En effet, ce cas correspond à l'oscillation de tous les éléments sur une fréquence unique et permet d'obtenir un maximum d'intensité lumineuse en champ lointain proportionnelle à N^2 grâce à la mise en cohérence de toutes les sources. A contrario, si les différents éléments émettent chacun à leur propre fréquence, l'intensité lumineuse en champ lointain correspond à une superposition incohérente des différents lasers et son maximum d'intensité est alors proportionnel à N .

Le principal but de notre travail consistait à étudier la dynamique de deux microlasers couplés par proximité afin d'acquérir une meilleure compréhension des mécanismes associés à ce type de couplage et de leurs effets sur les propriétés des éléments individuels du "réseau". Cette étude est une étape nécessaire pour mieux appréhender le comportement d'un réseau plus complexe de microlasers.

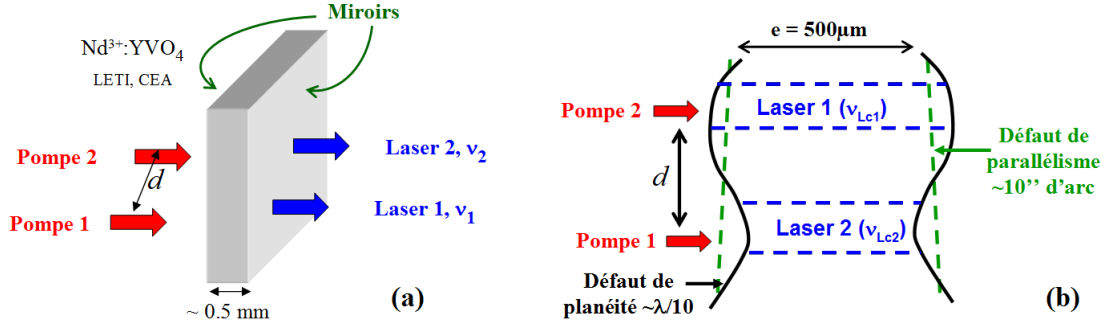


Figure 2.1 – Représentation schématique (a) d'un microlaser plan-plan pompé longitudinalement et (b) de l'influence des défauts de surface (planéité et parallélisme) sur les fréquences émises.

Par rapport à d'autres travaux [8–12], notre travail a consisté à *analyser, de façon rigoureuse et systématique*, non seulement la structure en champ lointain du faisceau émis et le spectre optique du rayonnement total émis, mais également l'évolution temporelle de l'intensité de chaque laser. Un autre point fort de notre étude fut la possibilité de *faire varier de façon indépendante les deux paramètres clés* qui déterminent la dynamique de verrouillage de phase des deux éléments, à savoir le désaccord entre les fréquences de résonance de leurs cavités $\Delta\nu_C$ et la distance d les séparant.

2.1.2 Principe

En pompant optiquement à l'aide de deux faisceaux lasers parallèles une galette de cristal actif dont les miroirs sont déposés directement sur les faces planes, on génère deux microlasers qui possèdent a priori des fréquences d'émissions propres différentes principalement à cause des défauts de parallélisme et de planéité (cf. Fig.2.1-b).

Lorsque les deux microlasers sont très éloignés, ils se comportent comme des lasers indépendants : chaque laser possède sa propre fréquence optique d'émission et le bruit d'intensité sur chacun des lasers se traduit par des oscillations à leur fréquence de relaxation propre (laser de classe B). La figure en champ lointain présente un profil gaussien correspondant à la simple somme des deux profils gaussiens des deux lasers alors incohérents.

Par contre, en rapprochant les lasers (en diminuant simplement la distance entre les faisceaux de pompes), le couplage par simple proximité des lasers peut conduire, si le désaccord entre les fréquences des cavités est suffisamment faible, à un verrouillage de phase entre les deux microlasers qui émettent alors sur une seule fréquence optique. Le champ lointain présente alors un système de frange à cause de la cohérence qui existe entre les deux sources. Dans notre cas, le désaccord en fréquences des cavités est tout d'abord varié grossièrement en sélectionnant la zone du cristal excitée par les deux faisceaux de pompe¹, puis contrôlé finement en modifiant très légèrement la puissance d'une des deux pompes².

Kusche et Erneux [13] ont introduit le modèle phénoménologique simple suivant pour essayer de décrire ce couplage entre deux microlasers :

$$\frac{d\bar{E}_i}{dt} = (D_i - 1 - i\delta_i)\bar{E}_i + k\bar{E}_j \quad (2.1)$$

$$\frac{dD_i}{dt} = \gamma[A_i - (1 + |\bar{E}_i|^2)D_i] \quad (2.2)$$

où $i = 1$ ou 2 et $j = 3-i$ et $\gamma = \gamma_{||}/\kappa$. $\bar{E}_i = E_i e^{-i\varphi_i}$ et D_i sont respectivement l'amplitude complexe du champ et l'inversion de population du laser i , A_i le taux de pompage du laser i . $\gamma_{||}$ est le taux

1. En profitant des variations transversales des défauts de surface.

2. En profitant des effets thermiques induits par l'absorption de la pompe.

2.1. DYNAMIQUE DE COUPLAGE ENTRE 2 MICROLASERS

de décroissance de la population et κ le taux de décroissance du champ dans la cavité. $\delta_i/2\pi$ est le désaccord entre la fréquence de résonance de la cavité i et la fréquence de référence du référentiel tournant dans lequel sont écrites les équations, les fréquences étant exprimées en unité de temps réduit κ^{-1} . Par la suite nous noterons Δ la différence entre ces désaccords de cavité réduits ($\Delta = \delta_2 - \delta_1$) et $\Delta\nu_C$ le désaccord en fréquence en unité non réduite soit $\Delta \kappa / 2\pi$.

Le couplage entre les deux lasers est pris en compte via le coefficient de couplage k , *supposé purement réel par les auteurs et choisi négatif* pour reproduire les observations expérimentales antérieures qui montraient un accrochage des lasers en opposition de phase³.

2.1.3 Résultats marquants

Les nombreux diagnostics que nous avons mis en place [14] ont notamment permis de mettre en évidence les *résultats expérimentaux originaux* suivants⁴ :

- Lors de l'accrochage des lasers, il existe une très forte corrélation entre les bruits des deux lasers (cf. Fig.2.2-c et d).
- Lors du régime quasi indépendant, chaque laser présente, en plus de ces oscillations à sa fréquence de relaxation ν_{Ri} , des oscillations à une fréquence correspondant à la différence de fréquence d'émission des deux lasers $\Delta\nu$ ⁵. Les amplitudes de ces oscillations décroissent rapidement lorsque le désaccord entre les cavités augmente.
- Il existe entre ces deux régimes, un régime d'instabilité très riche en terme de dynamique. En effet l'intensité de chaque laser est caractérisée par l'apparition d'oscillations de fortes amplitudes (cf. Fig.2.2-g et h), ou de régimes impulsionnels périodiques synchrones⁶ (cf. Fig.2.2-e et f) ou encore de régimes chaotiques.
- L'étude systématique des oscillations basses fréquences (cf. Fig.2.2-a et b) des intensités des deux lasers a mis en évidence une forte asymétrie entre désaccords positifs et négatifs⁷ dans ce régime d'instabilité et ceci tant pour les fréquences que pour les amplitudes de ces oscillations.

Grâce à ces résultats nous avons pu :

- Prouver qu'il était *nécessaire d'introduire* dans le modèle précédent [13] un *coefficient de couplage complexe* $k = k_R + ik_I = K e^{-i\theta}$. En effet une analyse de la symétrie des équations 2.1 et 2.2 montre que seul un coefficient complexe peut être amené de produire une asymétrie entre désaccords positifs et négatifs comme celle observée expérimentalement.
- Proposer une *méthode de détermination expérimentale complète et précise de k* . Cette méthode est basée sur la recherche de solutions approchées au premier ordre en K/Δ du modèle modifié dans le régime asymptotique ($K/\Delta \ll 1$, ie dans le régime quasi indépendant) et en se servant de l'évolution des oscillations à la fréquence de battement observées expérimentalement sur l'intensité des deux lasers dans ce régime quasi indépendant.
- *Reproduire numériquement de façon remarquable les différents régimes expérimentaux* et cela alors que tous les paramètres ont été mesurés directement ou indirectement ie *sans paramètre ajustable*.
- *Démontrer* par une étude du régime stationnaire du modèle modifié *que la plage de ver-*

3. Il existe bien sûr d'autres modèles pour le couplage entre lasers, mais ils sont moins bien adaptés à notre problème comme cela est détaillé dans la référence [14].

4. Résultats obtenus pour un cristal $Nd^{3+} : YVO_4$ qui possède l'avantage de figer la polarisation du microlaser.

5. Nous avons pris soin de vérifier que l'amplitude de ces oscillations n'étaient pas due à une mauvaise séparation des intensités des deux lasers.

6. Signalons que la visibilité des franges en champ lointain reste alors proche de 1 dans ce régime.

7. Le signe du désaccord étant positif si la fréquence de cavité du laser le plus pompé est la plus élevée.

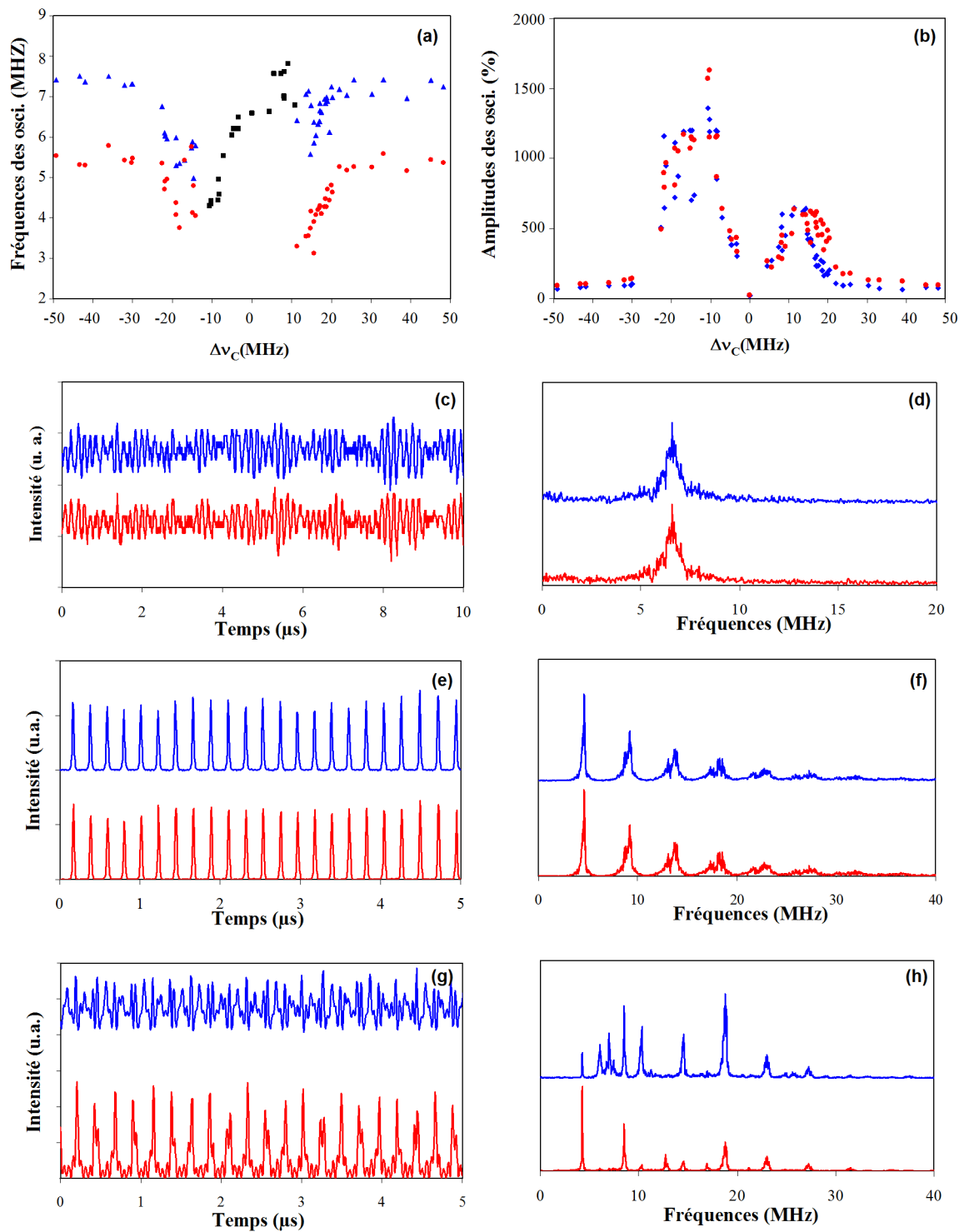


Figure 2.2 – Évolution de l’amplitude relative crête à crête de l’intensité (a) et du spectre basses fréquences (b) de chacun des deux lasers en fonction du désaccord en fréquence entre les cavités pour $d=194 \mu\text{m}$. Code couleur : laser 1 en rouge, laser 2 en bleu et en noir les comportements communs aux deux lasers. Exemples de régimes temporels et spectraux basses fréquences dans le cas du régime de verrouillage de phase (c et d), du régime impulsionnel ($\Delta\nu_C = -8 \text{ MHz}$) (e et f) et des régimes instables observés pour des désaccords positifs ($\Delta\nu_C = 18,8 \text{ MHz}$) (g et h). Les courbes des signaux associés au laser 2 des figures c) à h) ont été décalées verticalement pour une meilleure visibilité des figures.

2.1. DYNAMIQUE DE COUPLAGE ENTRE 2 MICROLASERS

rouillage (ie le domaine de valeur de $\Delta\nu_C$ pour lequel l'accrochage de phase est possible) dépend principalement de k_R .

De plus afin de mieux comprendre l'origine physique du coefficient de couplage nous avons recherché une expression analytique de k . Pour cela nous sommes repartis de l'équation de propagation scalaire classique couplée aux équations de Bloch. Durant le traitement, trop long pour être repris ici et durant lequel le couplage est supposé faible [14], nous avons tenu compte de la variation transversale :

- de l'indice de réfraction due aux effets thermiques liés à l'absorption de la pompe :

$$n(\vec{r}) = n_0 + \Delta n_1(\vec{r}) + \Delta n_2(\vec{r}) \quad (2.3)$$

où $\Delta n_i(\vec{r})$ représente l'augmentation d'indice associée à l'absorption du faisceau de pompe i .

- de l'inversion de population (et donc du gain)

$$D(\vec{r}, t) = D_1(t)p_1(\vec{r}) + D_2(t)p_2(\vec{r}) \quad (2.4)$$

où les $p_i(\vec{r})$ représentent la dépendance transverse de la population liée aux profils d'intensité de chacun des faisceaux de pompes.

- et évidemment des profils des champs électriques

$$E(\vec{r}, t) = E_1(t)u_1(\vec{r}) + E_2(t)u_2(\vec{r}) \quad (2.5)$$

où les $u_i(\vec{r})$ représentent les profils des modes propres des cavités associées à chacun des lasers.

Nous avons alors pu aboutir aux expressions analytiques de k_R et k_I suivantes^{8 9} :

$$k_{R1} = \frac{1}{1 - \eta^2} [I_{121} + I_{221} - \eta(I_{122} + I_{222})] \quad (2.6)$$

$$k_{I1} = \frac{\omega_r}{(1 - \eta^2)\kappa} \int \frac{\Delta n_1 + \Delta n_2}{n_0} (u_1 u_2 - \eta u_2 u_2) d\vec{r} \quad (2.7)$$

où $I_{ijk} = \int p_i u_j u_k d\vec{r}$ et $\eta = \int u_1 u_2 d\vec{r}$.

L'établissement de ces deux expressions montre que la *partie réelle décrit un couplage par le gain* (lié aux profils d'inversion de population) alors que la *partie imaginaire*, qui dépend des profils d'indice, est associée à un couplage par ondes évanescentes (du type de celui observé entre deux guides d'onde passifs placés à proximité l'un de l'autre). En supposant un profil gaussien pour l'émission laser (largeur w_L), pour l'inversion de population (largeur w_P) et pour le gradient thermique (largeur w_T), les expressions de k_R et k_I se simplifient¹⁰ :

$$k_R = 2 \times \eta \frac{1 + \alpha}{2 + \alpha} - \eta - \eta \frac{5 + \alpha}{1 + \alpha} \quad (2.8)$$

$$k_I = \frac{\omega_r}{(1 - \eta^2)\kappa} \frac{dn}{dT} \frac{\Delta T}{n_0} \frac{\beta}{1 + \beta} \left[2 \times \eta \frac{1 + \beta}{2 + \beta} - \eta - \eta \frac{5 + \beta}{1 + \beta} \right] \quad (2.9)$$

8. Le couplage n'est symétrique ($k_{R1} = k_{R2} = k_R$ et $k_{I1} = k_{I2} = k_I$) que si les u_i, p_i et Δn_i sont superposables par translation.

9. En fait le traitement complet montre que le coefficient de couplage est *non-linéaire* puisque dépendant des inversions de populations, toutefois la très faible valeur de γ rend cette différence qualitative quasi négligeable, les inversions de populations restant toujours quasi égales à un, même dans les régime de très fortes oscillations des lasers.

10. On a supposé ici ces largeurs identiques pour les deux lasers.

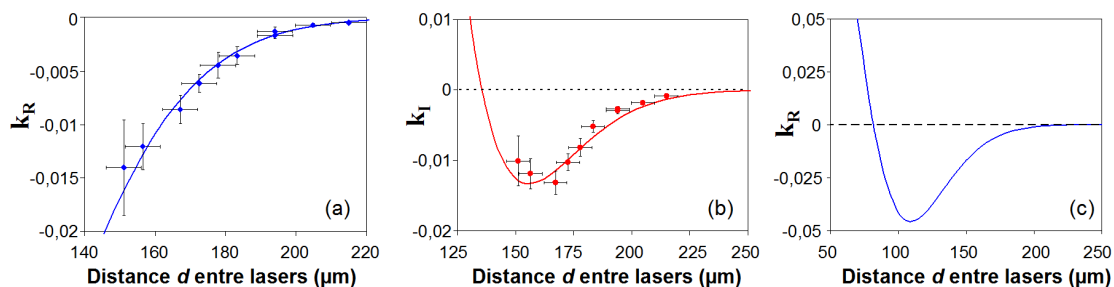


Figure 2.3 – Évolution de la partie réelle (a et c) et imaginaire (b) du coefficient de couplage en fonction de la distance entre les lasers. Les symboles représentent les valeurs expérimentales, les traits continus les valeurs données par les expressions 2.8 et 2.9 avec $w_L = 54,5 \mu\text{m}$, $w_P = 50 \mu\text{m}$, $w_T = 110 \mu\text{m}$ et $\Delta T = 33^\circ\text{C}$.

où $\alpha = (w_P/w_L)^2$, $\beta = (w_T/w_L)^2$ et dn/dT est le coefficient de variation linéaire de l'indice de réfraction avec la température, ΔT étant l'élévation maximale de température induite par chacune des pompes.

Les figures 2.3 montrent qu'il existe un bon accord entre les valeurs de k_R et k_I obtenues à l'aide des expressions analytiques ci-dessus et les valeurs déduites des mesures expérimentales à l'aide de la méthode originale décrite précédemment.

En étendant la plage de variation de d , la figure 2.3-c montre que si k_R tend de façon prévisible vers 0 pour les grandes valeurs de d , il présente un minimum puis change de signe pour devenir positif pour des valeurs de d suffisamment faibles (dans notre cas $80 \mu\text{m}$). Il en résulte qu'il n'est pas toujours judicieux de réduire d pour augmenter l'intensité du couplage réel et par-là même la largeur de la zone d'accrochage. Cette figure implique aussi qu'il est a priori possible de passer d'une situation où les lasers initialement accrochés en opposition de phase ($k_R < 0$) s'accrochent en phase ($k_R > 0$) lorsque la distance qui les sépare est réduite.

2.2 Dynamique de couplage de polarisation

Dans cette section, nous allons nous intéresser à un seul microlaser mais qui possède sa propre dynamique de polarisation¹¹. Après une brève présentation du contexte, des motivations et du principe de notre étude sur les lasers $Nd^{3+} : YAG$ et $Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG$ ¹², nous décrivons les résultats marquants découlant de nos travaux, que ce soit du point de vue expérimental ou de la modélisation et des résultats numériques.

2.2.1 Contexte et motivations

Dans l'étude présentée dans la section précédente, la matrice YVO_4 avait été retenue car son anisotropie fixait la direction de polarisation du rayonnement émis par les microlasers, simplifiant ainsi l'étude du couplage entre deux microlasers. Toutefois les microlasers $Nd^{3+} : YAG$ sont plus communs. La dynamique de polarisation dans de tels lasers est souvent bien plus complexe. L'étude de cette dynamique présente un double intérêt : du point de vue fondamental car elle met en jeu un paramètre vectoriel (le champ électrique) et du point de vue des applications puisque bon nombre d'entre elles sont limitées (spectroscopie, lidar [15]...) ou, au contraire, tirent parti de ces effets de

11. Une étude portant sur la dynamique de couplage entre deux microlasers possédant chacun une dynamique de polarisation peut être trouvée dans le manuscrit de thèse [14].

12. La couche de chrome Cr^{4+} de $100 \mu\text{m}$ présente sur notre microlaser joue le rôle d'un absorbant saturable et permet de générer des impulsions d'environ 400 ps (largeur totale à mi-hauteur).

2.2. DYNAMIQUE DE COUPLAGE DE POLARISATION

polarisation (vibrométrie [16], source optique microonde, doublage de fréquence...).

Rappelons tout d'abord que la polarisation des lasers est depuis longtemps l'objet d'études plus ou moins approfondies que ce soit sur les premiers lasers à gaz [17–20], que sur les lasers à diode [21, 22], à état solide [23–27] ou à fibre [28–30]. Ces études ont montré que la polarisation du laser dépend de l'anisotropie de pertes (dichroïsme), de phase (biréfringence), de gain ou de saturation. Ces anisotropies sont en général caractérisées par leur nature, leur amplitude et la direction des axes privilégiés.

Les situations les plus simples sont évidemment rencontrées lorsque l'un des facteurs domine les autres. Ainsi, dans les cavités contenant des éléments sous incidence de Brewster, la très forte anisotropie de perte induit un gel de la dynamique de polarisation et le laser émet essentiellement selon la direction favorisée par la fenêtre de Brewster [31]. De même, quand l'anisotropie intrinsèque au milieu amplificateur est prépondérante, comme dans le cas du YVO_4 , le laser émet suivant la direction de polarisation qui présente le maximum de gain possible et qui, dans ce cas, correspond à un axe propre de la biréfringence [32]. Dans le cas où l'anisotropie de phase de la cavité domine, le laser émet selon l'un et/ou l'autre des modes de la cavité vide associés aux directions propres de cette biréfringence [26]. Il y a alors levée de dégénérescence de la fréquence des modes. Cette situation -biréfringence importante, anisotropie de gain/perte faible- est déjà plus complexe que les deux précédentes car la dynamique de polarisation résulte alors de la compétition dans le milieu actif des deux modes de la cavité [28].

Dans le cas des lasers quasi isotropes pour lesquels les facteurs d'anisotropies sont très faibles, leur compétition entraîne une dynamique de polarisation plus complexe. Ainsi Brunel et al. [25] ont montré que l'existence d'anisotropies de perte et de phase de cavité, d'amplitudes comparables mais d'axes propres différents, conduit à une dynamique d'accrochage entre modes de polarisation similaire à celle décrite dans la section 2.1 et caractérisée notamment par l'apparition d'instabilités.

Dans le cas des microlasers YAG, le milieu amplificateur ne possède pas d'anisotropie intrinsèque et les anisotropies de cavité sont a priori faibles. Leur caractère monolithique, par ailleurs intéressant, constitue ici un désavantage dans la mesure où il est difficile de contrôler finement et continûment les différentes anisotropies. Ceci explique pourquoi il n'existait pas à l'époque d'étude *systématique* de la dynamique de polarisation des microlasers YAG. *Les informations données dans la littérature* [15, 16, 33–40] étaient alors *souvent partielles et/ou imprécises ou peu pertinentes pour notre étude* car supposant un pompage non polarisé¹³. Elles apparaissent même parfois contradictoires, d'après les auteurs eux même, par exemple quant à l'existence d'un comportement bimodal pour le laser Nd^{3+} : YAG ou encore sur l'état de polarisation de lasers Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG qui étaient considérés par certains comme polarisés linéairement alors que d'autres auteurs rapportent des régimes non polarisés ou de polarisation alternée tout en donnant peu d'informations sur les moyens de contrôler ou de prédire ces états de polarisation. *Nous avons donc cherché à clarifier la dynamique de polarisation de tels lasers en menant nos propres expériences de façon systématique et en les confrontant aux prédictions d'un modèle théorique que nous avons dû développer.*

2.2.2 Principe

La dynamique de polarisation des microlasers Nd^{3+} : YAG et Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG dépend donc de l'importance relative des différentes anisotropies mises en jeu. Les pertes anisotropes de cavité semblent être négligeables [15, 38]. La biréfringence de la cavité provient de contraintes locales engendrées lors de la fabrication, par le maintien de la galette dans son support ou encore par des

¹³. Alors que la prise en compte de la polarisation de la pompe était d'autant plus pertinente que se développaient à l'époque de plus en plus des structures compactes dans lesquelles une diode polarisée pompée directement un microlaser YAG.

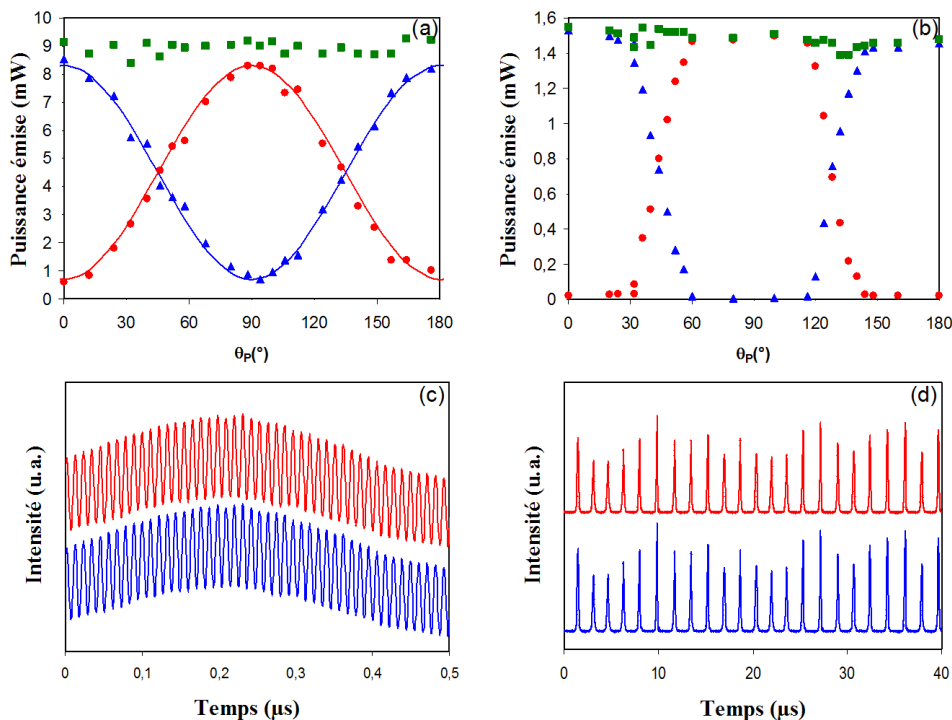


Figure 2.4 – Évolution expérimentale de la puissance émise dans chaque mode (en rouge et bleu) et de la puissance totale (en vert) en fonction de la direction de polarisation de la pompe pour un désaccord élevé (86 MHz) et pour un taux de pompage de (a) 2,9 et (b) 1,4. Exemples d'évolution temporelle des intensités émises selon ces deux modes pour un désaccord (c) élevé (92 MHz) et (d) faible (15 MHz).

effets thermiques. Cette biréfringence résiduelle est typiquement de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-8} et sera variée en sélectionnant différentes zones d'excitation de la galette de YAG. Le fait d'utiliser une pompe polarisée entraîne une anisotropie de gain qui peut être à l'origine d'une variation du seuil du laser en fonction de la direction de polarisation de la pompe. L'influence de cette direction de polarisation, repérée par l'angle θ_P qu'elle fait avec un des axes propres associés à la biréfringence de la cavité, sera étudiée en faisant varier cet angle à l'aide d'une lame $\lambda/2$. L'influence du taux de pompage sera également abordée, notamment pour savoir s'il est possible de rester monomode pour des puissances de pompe élevées. Précisons enfin que dans le cas du Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG, la situation se complique d'avantage à cause de l'anisotropie supplémentaire liée à l'absorbant saturable [25]. En choisissant la zone d'excitation du cristal, nous modifions à la fois l'amplitude de la biréfringence de la cavité et la direction de ses axes propres par rapport aux axes des dipôles anisotropes associés à l'absorbant saturable.

Les moyens de diagnostic mis en place et de nombreuses campagnes de mesures ont permis de caractériser l'état de polarisation de chacun des modes émis, leur puissance, leur spectre optique ainsi que l'évolution temporelle de leur intensité.

2.2.3 Résultats marquants

Dans cette section nous rappelons tout d'abord certains de nos résultats expérimentaux obtenus pour les deux types de lasers puis nous aborderons les avancées théoriques que nous avons pu apporter notamment grâce à ces résultats.

2.2. DYNAMIQUE DE COUPLAGE DE POLARISATION

Résultats expérimentaux sur le Nd^{3+} : YAG

Deux grands types de régimes ont pu être clairement mis en évidence :

i) Biréfringence de cavité importante :

La dynamique de type biréfringence de cavité importante, à savoir l'oscillation sur l'un et/ou l'autre mode de polarisation de la cavité, a été obtenue pour des écarts de fréquences $\Delta\nu$ entre ces modes typiquement supérieurs à la dizaine de mégahertz, soit une biréfringence typiquement supérieure à $6 \cdot 10^{-8}$.

Nous avons pu montrer que lorsque le *taux de pompage est suffisamment élevé* (2,3 fois la puissance au seuil), le comportement *bimodal existe quelques soient les valeurs de θ_P* (cf. Fig. 2.4-a), la puissance totale émise (P_{tot}) étant quasi indépendante de θ_P alors que la puissance émise dans chacun des modes évolue de façon quasi sinusoïdale. Ce résultat diffère notablement de ceux présentés par J.J. Zayhowski et A. Mooradian [37] et P. Dekker et J.M. Dawes [38] qui suggèrent un fonctionnement monomode si le pompage s'effectue selon une direction propre de la cavité. Notons que cette valeur seuil du pompage pour observer ce comportement bimodal est indépendante de la valeur de la biréfringence, ce qui nous permettra dans la suite (cf. section 2.2.3) de caractériser l'anisotropie de gain.

Pour des taux de pompages plus faibles, cf. Fig. 2.4-b, P_{tot} reste indépendante de θ_P , mais le laser émet sur un seul mode dans un intervalle de θ_P d'autant plus grand que le taux de pompage diminue.

Enfin soulignons que dans le cas du régime bimodal, on retrouve sur l'intensité de chacun des modes des oscillations de faibles amplitudes (cf. Fig. 2.4-c) à la fréquence du désaccord des cavités. Ces oscillations peuvent être interprétées comme étant dues à une faible ellipticité des modes, elle-même liée à la non-coïncidence des axes propres de la cavité avec ceux liés à l'anisotropie de gain. Comme dans le cas du régime quasi indépendant de la section 2.4, ces oscillations vont nous renseigner sur le couplage entre les modes en déterminant les caractéristiques de l'anisotropie de gain induite par la pompe.

ii) Biréfringence de cavité faible

Pour des biréfringences faibles ($\Delta\nu \lesssim 10$ MHz), nous observons des *instabilités de fortes amplitudes* similaires à celles décrites par Brunel et al. [41] et Dekker et Dawes [38] ou à celles observées dans le régime instable de la section 2.1.3 lorsque les lasers conservaient leur cohérence (forte visibilité des franges). La Fig. 2.4-d illustre une telle situation où apparaît clairement la très forte corrélation entre les intensités émises selon les deux directions de polarisation perpendiculaires. Cette forte corrélation s'explique en fait en considérant que le laser émet suivant *un mode unique de polarisation circulaire*. Signalons enfin que lorsque la biréfringence devient très faible, il est possible d'observer des *régimes d'accrochage stables* qui se manifestent par l'existence d'une unique fréquence de relaxation dans le spectre de Fourier des intensités émises suivant les modes de la cavité vide.

Résultats expérimentaux sur le Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG

Dans le cas du laser pulsé Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG, nous avons mis en évidence deux grands types de régimes dynamiques suivant l'importance relative entre la biréfringence de cavité et l'anisotropie de l'absorbant saturable.

Dans le premier, la biréfringence de la cavité domine l'anisotropie de l'absorbant saturable (l'orientation relative du cristal Cr^{4+} : YAG n'apparaît alors pas comme essentielle) et comme précédemment la dynamique du laser peut être comprise en utilisant la base des deux modes propres orthogonaux liés à cette biréfringence et qui possèdent alors des fréquences propres bien séparées ($\Delta\nu \gtrsim 3$ GHz). Le laser émet alors sur un unique mode de polarisation quasi linéaire dont la direction est sélectionnée par la direction de la polarisation de la pompe (cf. Fig. 2.5-a). Dans

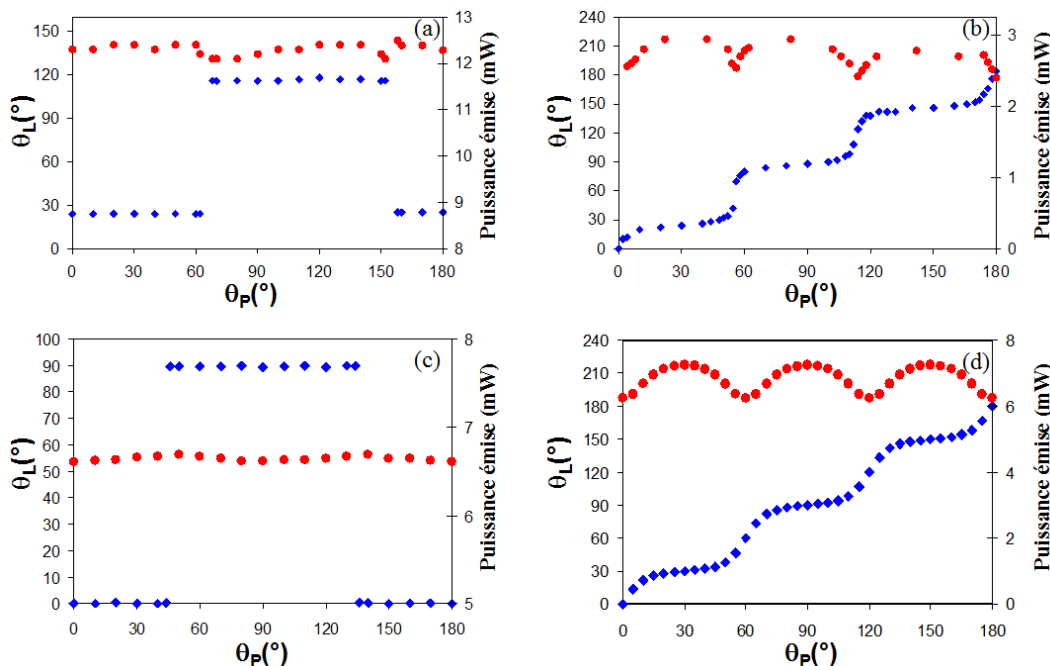


Figure 2.5 – Exemples d'évolution expérimentale de la puissance moyenne émise (en rouge) et de sa direction de polarisation (en bleu) en fonction de la direction de polarisation de la pompe dans le cas d'une biréfringence (a) forte (désaccord ≥ 3 GHz) et (b) faible (désaccord $< 0,5$ GHz). Les courbes (c) et (d) sont quant à elles déduites des résultats numériques obtenus pour un désaccord de 6 GHz et nul respectivement.

un faible domaine de θ_P , correspondant au basculement entre les 2 plateaux de la Fig. 2.5-a, le laser émet alternativement suivant l'une et l'autre direction propre de la biréfringence de la cavité (cf. Fig. 2.6-a à c).

Dans le domaine de faible biréfringence, $\Delta\nu \lesssim 0,5$ GHz¹⁴, les modes de la cavité sont quasi dégénérés et *l'anisotropie de gain est alors en compétition avec celle de l'absorbant saturable*. Cette dernière est caractérisée par l'existence de 3 sites cristallographiques possibles pour les ions Cr^{4+} et donc par 3 directions privilégiées associées aux 3 axes cristallins du YAG. La coupe de notre cristal étant de type [111] ceci conduit, dans le plan perpendiculaire à l'émission laser, à 3 directions privilégiées séparées les unes des autres de 60° . *Le paramètre clé est alors la direction relative de l'azimut de la pompe avec l'une de ces directions prise comme référence*. Contrairement au cas précédent, *la direction de la polarisation émise varie continuellement* (cf. Fig. 2.5-b), et non par saut, et présente 3 quasi plateaux de 60° (et non de 90°). L'ellipticité évolue avec la même périodicité de 60° mais reste toujours faible (de $5 \cdot 10^{-3}$ à $2 \cdot 10^{-2}$). Aucune alternance de la polarisation entre impulsions successives n'a été observée, même entre les plateaux. L'émission du laser peut donc être considérée comme polarisée linéairement selon une direction sélectionnée par l'absorbant et la polarisation de la pompe.

Résultats théoriques et numériques

D'un point de vue théorique, nous avons du *adapter les modèles existants en respectant pour la première fois l'ensemble des contraintes suivantes* :

14. Cette valeur bien supérieure au 10 MHz de la partie précédente s'explique par le fait qu'ici le spectre optique dans chacun des modes de polarisation est bien plus large (à cause de l'émission d'impulsions sub-nanosecondes) entraînant ainsi un fort recouvrement spectral dès que $\Delta\nu \lesssim 0,5$ GHz.

2.2. DYNAMIQUE DE COUPLAGE DE POLARISATION

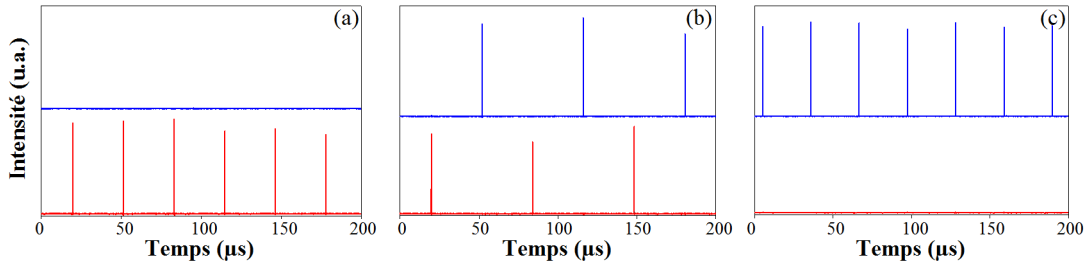


Figure 2.6 – Intensité émise selon les deux axes propres de la biréfringence du laser Nd^{3+}, Cr^{4+} : YAG lors des régimes associés aux plateaux de la Fig. 2.5-a (régime polarisé monomode) (a et c) et lors de la transition entre ces plateaux (régime de polarisation alternée) (b).

- Tenir compte à la fois de la *biréfringence de la cavité*, de l'*anisotropie de gain* induite par un pompage polarisé et de l'*anisotropie de l'absorbant saturable*.
- Conserver un *modèle sensible à la phase* et non juste aux intensités des modes : en effet la prise en compte de la phase relative entre les modes est primordiale pour pouvoir décrire les phénomènes liés à l'accrochage de phase observés expérimentalement.
- Prendre en compte la *dynamique des populations des différents niveaux* mis en jeu (nécessaires pour décrire le comportement des lasers de classe B dont nos microlasers font parti).

Le modèle unique développé rend compte de l'évolution temporelle des composantes du champ sur les axes propres de la biréfringence ainsi que celle de leur phase relative. La description de l'anisotropie du gain a nécessité l'introduction de deux coefficients, β_P et β_L , associés respectivement à l'anisotropie d'absorption du faisceau de pompe et de l'émission laser. L'anisotropie de l'absorbant saturable est prise en compte grâce à l'introduction de 3 inversions de populations associées aux 3 axes cristallins.

Appliqué sous forme réduite au cas du laser Nd^{3+} :YAG, ce nouveau modèle possède des solutions analytiques approchées qui donnent accès à l'ensemble des paramètres du système (en particulier à la détermination des valeurs de β_P et β_L). Tous les résultats expérimentaux sont alors très fidèlement reproduits [14]. Dans le cas du laser à absorbant saturable, à part le taux de répétition et la durée des impulsions, le modèle s'avère également très performant pour reproduire la dynamique de polarisation observée (cf. Fig. 2.5 et 2.6).

Chapitre 3

Fibres à Cristal Photonique et propriétés linéaires

Ce chapitre est consacré à la présentation d'une partie de mes travaux sur les Fibres à Cristal Photonique (FCP) en régime linéaire. Plus précisément, ne seront abordés ici que deux exemples des nombreux types de fibres sur lesquelles j'ai été amené à travailler, tout d'abord durant mon stage post-doctoral à l'Université de Bath, puis à l'Université de Lille en tant que Maître de Conférences. Après une brève introduction sur les FCP, je présenterai les résultats obtenus lors de l'étude de fibres à grande ouverture numérique puis ceux portant sur les fibres à bandes interdites photoniques à cœur solide.

3.1 Brefs rappels sur les Fibres à Cristal Photonique

Les figures 3.1 représentent deux exemples typiques bien connus de FCP : la première correspond à une fibre dite infiniment monomode¹, la seconde est une fibre à cœur creux. Dans ces deux exemples, la gaine optique possède une microstructuration périodique de trous d'air, de diamètre d et de pas Λ , dans une matrice de silice, le cœur de la fibre (là où la lumière pourra être confinée efficacement) étant dans les deux cas un défaut de périodicité de ce cristal d'où le nom de fibre à cristal photonique. Plus précisément, ce nom est principalement dû à P. Russell et collaborateurs qui ont initié dans les années 90 ce nouveau domaine de recherche et qui cherchaient alors à transposer les propriétés des électrons dans un réseau périodique d'atomes (cristal) aux photons dans un réseau périodique de diélectriques, notamment la notion d'existence de bandes interdites due à la périodicité du réseau².

Ces deux exemples illustrent les deux grandes familles de FCP à savoir les fibres à cœur de haut indice et les fibres à cœur de bas indice. La notion de haut et bas indice fait ici référence à la comparaison entre l'indice du matériau formant le cœur de la fibre et l'indice n_{fsm} associé à la gaine périodique. Ce dernier indice correspond à l'indice effectif du mode fondamental³ pouvant se propager dans le milieu microstructuré constituant la gaine alors supposée infinie [42, 43].

Dans le premier schéma de la Fig. 3.1, le défaut est une absence de trou : le cœur possède ainsi un indice de réfraction plus élevé que l'indice n_{fsm} . Le principe de guidage peut alors s'in-

1. Ce nom provenant du fait que la fibre ne supporte qu'un seul mode efficacement confiné quelque soit la taille du cœur par rapport à la longueur d'onde [42, 43].

2. L'idée était de confiner la lumière dans une fibre optique par un autre mécanisme que la réflexion totale interne utilisée dans les fibres conventionnelles.

3. ie le mode d'indice effectif le plus élevé.

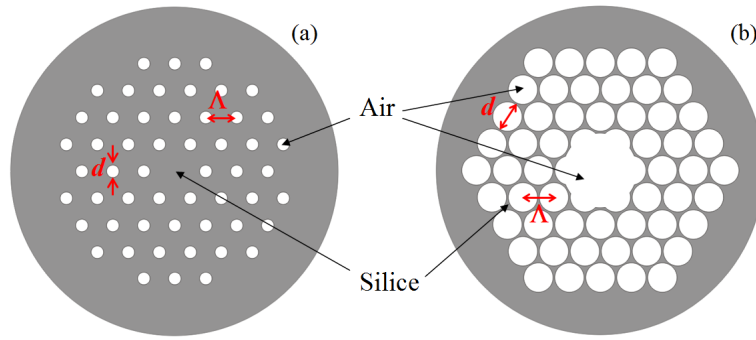


Figure 3.1 – Coupe transversale schématique d’une fibre à cristal photonique possédant un cœur (a) de haut indice et (b) de bas indice.

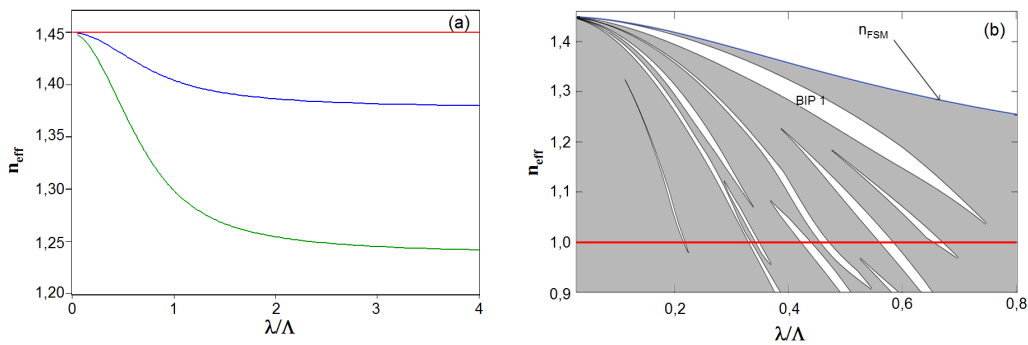


Figure 3.2 – a) Évolution de l’indice n_{FSM} en fonction de la longueur d’onde λ normalisée au pas Λ dans le cas d’une structure périodique air/silice de maille triangulaire et pour un rapport $d/\Lambda = 0,4$ (courbe bleue) et $0,7$ (courbe verte), d étant le diamètre des trous d’air. b) Exemple de diagramme de bande obtenu pour le même type de structure mais avec un rapport $d/\Lambda = 0,8$. Les zones blanches correspondent aux BIP de la gaine. Les deux figures ont été obtenues sans tenir compte de la dispersion chromatique des matériaux (indice de réfraction 1,45 pour la silice et de 1 pour l’air).

interpréter comme étant dû à une succession de simples Réflexions Totales Internes (RTI)⁴ à l’interface cœur/gaine comme pour les fibres conventionnelles [44]. Les propriétés originales de ces FCP à cœur de haut indice proviennent alors principalement du fort contraste d’indice qui existe entre l’air et la silice et de son corollaire à savoir la forte dépendance spectrale de n_{fsm} comme l’illustre la figure 3.2-a. De façon non exhaustive, ces fibres peuvent [45], suivant les rapports d/Λ et λ/Λ où λ est la longueur d’onde de travail, être infiniment monomode (transport de faisceau de bonne qualité spatiale et de forte puissance), posséder de très faibles aires effectives (facilitant la génération d’effets non-linéaires), être fortement biréfringentes, posséder une dispersion chromatique de vitesse de groupe atypique (notamment utile pour la génération de spectre très large appelé supercontinuum), ou encore posséder une très grande ouverture numérique. Cette dernière propriété sera détaillée dans la section suivante 3.2.

Dans le second schéma introduisant les FCP (cf. Fig. 3.1-b), le cœur est un défaut de bas indice du cristal : un trou de plus grand diamètre que ceux de la gaine. Dans ce cas, l’indice du cœur étant plus faible que l’indice n_{fsm} de la gaine, le mécanisme de guidage ne peut plus être vu comme une simple succession de réflexions totales internes classiques. Le confinement efficace de la lumière dans ce type de défaut est alors souvent interprété comme étant dû à l’existence de

4. On emploie usuellement la notion de réflexion totale interne *modifiée*, notée RTIM, pour tenir compte de la non homogénéité de la gaine.

3.1. BREFS RAPPELS SUR LES FIBRES À CRISTAL PHOTONIQUE

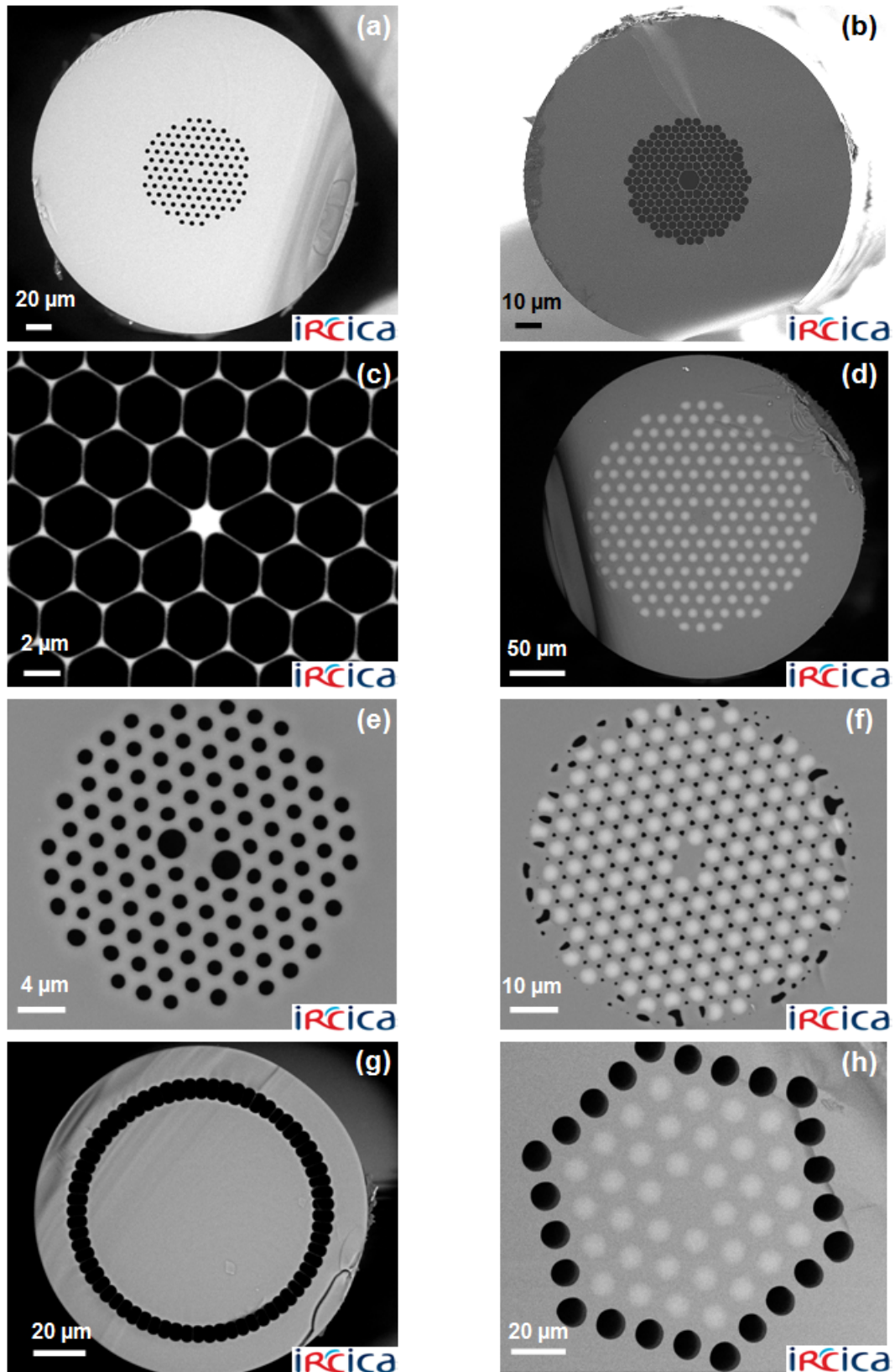


Figure 3.3 – Exemples de réalisations de FCP guidant par RTIM (colonne de gauche) et par BIP (colonne de droite) : a) fibre infiniment monomode, b) fibre à cœur creux, c) fibre fortement non-linéaire, d) fibre BIP toute solide, e) et f) fibres fortement biréfringentes, g) fibre à forte ouverture numérique et h) fibre BIP entourée par une seconde gaine constituée d'une couronne d'air.

bandes interdites photoniques (BIP) dans le matériau périodique constituant la gaine : certaines fréquences autorisées à se propager dans le cœur ne pouvant fuir à travers la gaine, à cause de la présence d'une BIP à ces fréquences, restent confinées dans le cœur. Le corollaire de ce mécanisme de guidage est alors une transmission de la fibre par bandes spectrales limitées, les BIP n'existant que pour certaines gammes spectrales comme l'illustre la figure 3.2-b. Une étude plus précise et explicite du confinement dans un cœur de bas indice sera présentée dans la section 3.3 traitant de ce type de fibres mais dans le cas d'un cœur solide. Pour l'instant nous nous contenterons de ces généralités et de rappeler quelques unes des nombreuses propriétés/applications de ces fibres BIP à cœur creux à savoir :

- des propriétés spécifiques à toutes fibres BIP telles qu'une forte dépendance spectrale de leurs pertes (permettant au choix d'inhiber ou d'exacerber certains effets non-linéaires [46–48]) et de leurs dispersions chromatiques (transport/compression d'impulsions brèves notamment à des longueurs d'onde inférieures à 1300 nm [49, 50]).
- des propriétés spécifiques aux fibres BIP à cœur creux telles que leur capacité aux transports de faisceaux de fortes puissances [51] (les seuils de dommage et de non-linéarité du gaz présent dans le cœur pouvant être de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs à ceux de la silice), leurs très faibles pertes par courbures, ou encore une forte interaction possible entre la lumière confinée dans le cœur et un fluide que l'on y aura placé (capteurs, lasers/amplificateurs ...) [45].

Terminons cette série de rappels en précisant que les modes confinés dans ce type de structure (cœur de haut ou bas indice) sont des modes dits à pertes ou à fuites. En effet, le nombre de couronne de la structure périodique de la gaine étant limité, la lumière confinée dans le cœur peut fuir par effet tunnel optique, à travers cette gaine périodique, pour atteindre la gaine externe qui possède un indice de réfraction égal (cf. Fig. 3.1-a) ou supérieur (cf. Fig. 3.1-b) à celui du milieu formant le cœur de la fibre. On parle alors de pertes par (manque de) confinement, la valeur de ces pertes diminuant évidemment avec le nombre de couronnes de la structure.

3.2 Fibres à grande ouverture numérique

Cette section traite de la problématique liée à l'obtention d'une fibre à grande Ouverture Numérique (ON). Après avoir précisé le contexte et les motivations de notre étude, je présenterai les résultats marquants obtenus lors de ces travaux.

3.2.1 Contexte et motivations

Rappelons tout d'abord que l'ON d'une fibre optique décrit la capacité qu'elle possède à collecter la lumière incidente. En terme d'optique géométrique, elle caractérise le cône d'acceptance de la fibre : un rayon lumineux injecté dans le cœur de la fibre ne sera guidé que si son incidence est contenu dans ce cône (cf. Fig. 3.4-a).

Dans le cas d'une fibre à symétrie cylindrique à saut d'indice classique, on démontre facilement que l'ON est donnée par :

$$ON = n_0 \sin(i_0) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (3.1)$$

où i_0 représente l'angle d'incidence maximum d'acceptance de la fibre et n_c , n_g et n_0 les indices de réfraction respectifs du cœur, de la gaine et du milieu extérieur. Bien souvent le milieu extérieur est simplement de l'air si bien que n_0 est usuellement considéré comme égal à 1.

De nombreuses applications requièrent une grande ON. Par exemple, augmenter l'ON d'une

3.2. FIBRES À GRANDE OUVERTURE NUMÉRIQUE

fibre qui sert à transporter la lumière émise par des sources diffuses vers des systèmes de détections déportées (notamment pour des applications biomédicales) permet d'augmenter la quantité de lumière collectée (et donc détectée) et ainsi d'accroître l'efficacité de la chaîne de mesure. De même une ON importante est bénéfique dans le cas des lasers fibrés à double gaine. En effet, une manière efficace de générer des lasers fibrés monomodes transverses de forte puissance consiste à utiliser un cœur dopé (milieu actif) monomode et à injecter des diodes lasers de forte puissance mais de faible brillance dans une gaine intérieure d'ON élevée comme illustrée sur la figure 3.4-b. La pompe sera alors absorbée progressivement par le milieu actif contenu dans le cœur de la fibre. Cette absorption sera d'autant plus efficace que le recouvrement entre la pompe et le cœur dopé sera important. Ainsi l'augmentation de l'ON de la gaine intérieure permet de coupler la même quantité de puissance de pompe dans une gaine intérieure de plus petit diamètre et donc d'augmenter l'efficacité du laser via une meilleure absorption de la pompe.

Il découle directement de la relation 3.1 que pour augmenter l'ON il faut accroître la différence d'indice entre les milieux constituant le cœur et la gaine. Malheureusement la gamme d'indice de réfraction disponible pour des matériaux transparents solides est relativement faible, l'indice le plus bas étant approximativement de 1,3. Pour des fibres à cœur en silice, cette valeur conduit à une ON de l'ordre de 0,6. Dans la pratique, il était très rare d'obtenir des fibres de silice possédant des ON supérieures à 0,4.

L'avènement des FCP a modifié la donne. En effet, comme je l'ai mentionné dans l'introduction de ce chapitre, le fait d'introduire des trous d'air dans la gaine permet de diminuer l'indice équivalent n_{fsm} de cette gaine notamment pour des valeurs de d/Λ et λ/Λ élevées (cf. Fig. 3.2-a). Ainsi F. Furusawa et al. [52] ont réalisé une structure microstructurée avec une première gaine possédant des trous de taille relativement modeste ($d/\Lambda \simeq 0,3$) et une seconde gaine avec des trous de tailles bien plus conséquentes (cf. Fig 3.5-a). Malgré cela, leur mesure indique une ON de la gaine intérieure de seulement 0,3-0,4 et encore uniquement sur des faibles longueurs (10 cm). *Le but de mes travaux était alors à la fois d'améliorer significativement ces résultats et de mieux les comprendre.*

3.2.2 Principe

L'idée de base est simple : profiter de la très forte différence d'indice qui existe entre l'air (~ 1) et la silice ($\sim 1,45$) pour créer une gaine d'indice très faible par rapport à un cœur en silice et ainsi obtenir de très fortes valeurs d'ON. Cette propriété a été déjà utilisée avec succès pour réaliser des fibres à très faible aire effective (quelques μm^2), telle que celle illustrée figure 3.3-c, qui sont

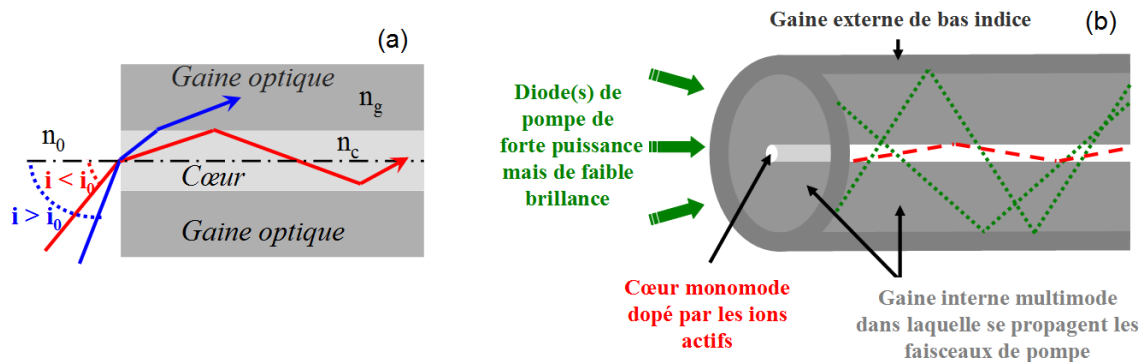


Figure 3.4 – Schéma expliquant a) l'ON d'une fibre à saut d'indice et b) le principe d'une fibre laser à double gaine.

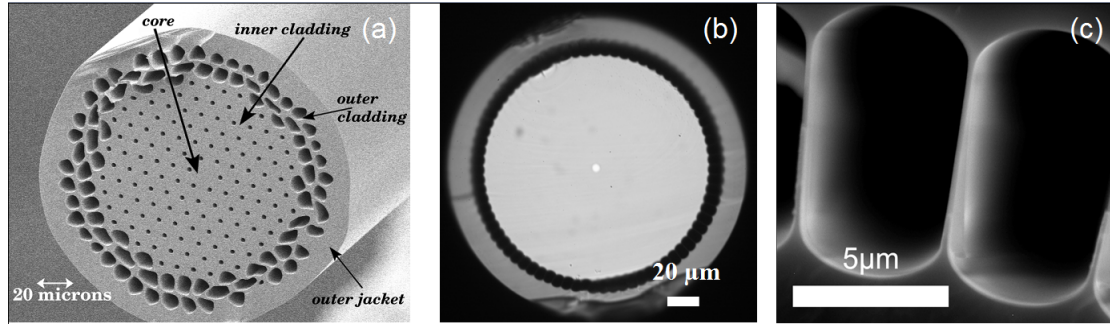


Figure 3.5 – a) Structure double gaine présentée par F. Furusawa et al. [52]. b) Coupe transverse observée au microscope optique de notre fibre double gaine dont le cœur est codopé Er/Yb et dont la gaine interne possède une ON de 0,88. c) Zoom au microscope électronique à balayage sur une partie de la gaine d’air de cette fibre.

particulièrement adaptées pour les applications non-linéaires.

Toutefois si une fraction d’air de 60% suffit à atteindre une valeur d’indice moyen⁵ de 1,2, valeur qui conduirait à une ON de 0,81, ce calcul d’indice moyen suppose que la taille caractéristique de la structure est faible devant la longueur d’onde considérée. Ainsi, si on augmentait par homothétie d’un facteur 100 la fibre de la figure 3.3-c, nous n’obtiendrions pas une fibre à grande ON (la longueur d’onde n’étant elle pas modifiée). En effet, comme l’illustre la figure 3.2-a, l’indice n_{fsm} de la gaine augmente très rapidement vers l’indice de la silice lorsque le pas Λ devient grand devant la longueur d’onde, la lumière se confinant de plus en plus dans la silice. Une autre façon d’interpréter le fait que la fibre de la figure 3.5-a ne permette pas d’obtenir de fortes ON est d’utiliser le modèle dit de la passoire ou de la cage [45] introduit pour expliciter le comportement infiniment monomode observé pour des $d/\Lambda \lesssim 0,42$: les modes d’ordres supérieurs élevés s’échappent par les différentes zones de silice de la gaine qui existent entre les trous, baissant d’autant l’ON de la fibre.

Ces deux interprétations nous ont alors amenés à reconsidérer la forme de la gaine : *plutôt que d’essayer d’obtenir des trous d’air de grandes dimensions, nous avons cherché à obtenir des zones de silice les plus petites possibles*, en tout cas d’épaisseur inférieure à la longueur d’onde considérée. Ainsi dans l’approche dite de la passoire, les zones par lesquelles la lumière peut fuir sont les plus petites possibles, augmentant ainsi le nombre de modes piégés dans le cœur et par conséquent son ON. En utilisant l’approche basée sur l’indice équivalent de la gaine, l’idée est alors de forcer la lumière à s’étaler le plus possible dans l’air (les zones de silice ayant des dimensions inférieures ou égales à λ), baissant d’autant l’indice équivalent de la gaine ainsi constituée.

3.2.3 Faits marquants

Une nouvelle technique de fabrication

Après avoir développé le principe explicité ci-dessus, l’effort a porté sur la *mise en place d’une nouvelle technique de fabrication adaptée à notre objectif*. Celle-ci est basée sur la sur-pressurisation d’une couronne unique de trous d’air autour du ‘cœur’ de la fibre, celui-ci pouvant être solide ou lui-même microstructuré (notamment dans le cas de fibres à double gaine). Cette sur-pressurisation entraîne une *élongation radiale des trous* qui, quand elle est maîtrisée, n’entraîne ni déformation de l’éventuelle microstructure interne, ni une perte de symétrie de cette couronne d’air. Il en résulte alors une couronne de ponts de silice qui possèdent des dimensions transverses très petites devant leurs longueurs (cf. Fig. 3.3-g et 3.5-b et c). Dans sa version la plus élaborée, cette technique

5. L’indice moyen correspond à l’indice déduit de la moyenne géométrique des permittivités diélectriques présentes dans la gaine soit $\sqrt{f n_B^2 + (1-f) n_H^2}$ où f est la fraction de surface du milieu d’indice n_B .

3.2. FIBRES À GRANDE OUVERTURE NUMÉRIQUE

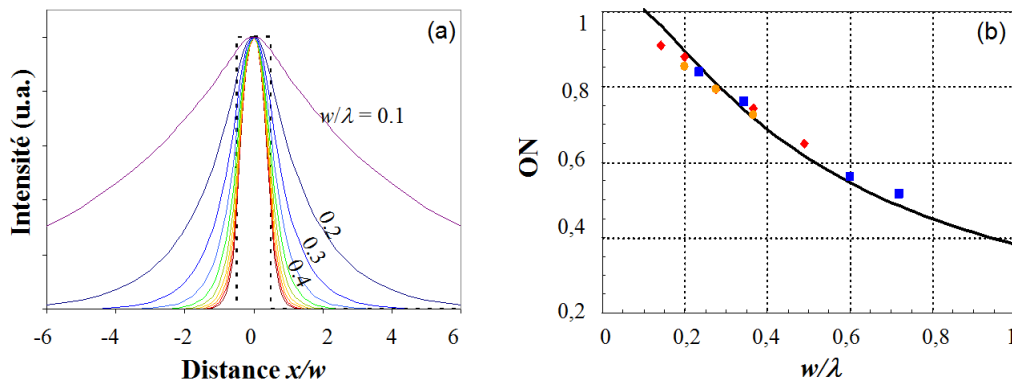


Figure 3.6 – a) Profil d'intensité transversal du mode fondamental d'un guide plan pour différentes valeurs du rapport d'épaisseur du guide (w) à la longueur d'onde (λ). b) Évolution de l'ON en fonction de la largeur relative des ponts de silice (w/λ), les symboles correspondant à des points expérimentaux obtenus pour 3 types de structures et la courbe en trait plein aux valeurs prédites par le modèle.

consiste à fabriquer séparément la structure possédant la couronne d'air responsable de la forte ON et la structure interne de la fibre, puis de réunir l'ensemble pour l'étirage final en pressurant différemment les trous de la couronne d'air et ceux de l'éventuelle gaine interne microstructurée⁶.

De très grandes valeurs expérimentales d'ouverture numérique

Grâce à cette méthode nous avons pu réaliser de nombreuses fibres à très forte ON [53] et atteindre *des valeurs records, supérieures à 0,9*, comme dans l'exemple de la fibre représentée sur la Fig. 3.5-b [54]. Cette fibre double gaine possède un cœur codopé Er/Yb de $4 \mu\text{m}$ de diamètre assurant une émission laser monomode transverse autour de 1535 nm . Le diamètre de la gaine interne homogène dans laquelle se propage le faisceau de pompe à 975 nm est de $140 \mu\text{m}$. La couronne d'air externe, qui sert de seconde gaine, est caractérisée par des ponts de silice de 6 à $8,5 \mu\text{m}$ de long, séparés d'environ $5 \mu\text{m}$ les uns des autres et de seulement $220\text{-}230 \text{ nm}$ d'épaisseur. L'ON de cette gaine interne a été mesurée en sortie de fibre pour différentes longueurs d'onde et différentes longueurs de fibres. Pour une longueur de fibre de 40 m , l'ON mesurée augmente de $0,65$ à 450 nm pour atteindre $0,88$ à la longueur d'onde de la pompe (975 nm). A 1540 nm , l'ON dépasse $0,9$, la valeur maximale mesurable par notre dispositif expérimental. La valeur de l'ON mesurée à 800 nm croît de $0,79$ à $0,87$ lorsque la longueur de la fibre est réduite de 100 à 1 m . *Ces résultats surpassaient alors de beaucoup les meilleures performances de l'époque et sont toujours au niveau de l'état de l'art.*

Un nouveau modèle

Nous avons également voulu *mieux comprendre et modéliser les propriétés des fibres à grande ON*.

La diminution expérimentale de l'ON (faible dans l'exemple précédent) lorsque la longueur de la fibre augmente, s'explique par le fait que ces modes sont des modes guidés à pertes comme précisé précédemment à la section 3.1. Les pertes des modes d'ordres supérieurs étant plus élevées, ils disparaissent plus rapidement du guide, ce qui entraîne une diminution de l'ON mesurée en sortie de fibre. Une manière de diminuer ces pertes (pour une largeur de pont de silice fixée), consiste à augmenter la longueur de ces ponts et à en diminuer leur nombre afin de minimiser le couplage de

6. L'application d'une dépression (vide partiel) entre les deux éléments permet d'assurer un rétreint sans bulles d'air entre ces deux structures lors du fibrage.

la gaine interne avec la couronne de silice externe.

La forte dépendance en longueur d'onde observée expérimentalement est très bien reproduite par le modèle suivant que nous avons développé [53]. Chaque pont de silice est considéré comme un guide plan indépendant les uns des autres. A l'aide de la théorie classique des guides plans, nous pouvons déterminer aisément l'indice effectif n_w du mode fondamental associé au pont. L'ON est alors simplement calculée en remplaçant dans l'équation 3.1 n_g par n_w . La figure 3.6-b illustre le *très bon accord entre l'ON calculée à l'aide de ce simple modèle et les valeurs d'ON mesurées expérimentalement sur différentes fibres optiques* réalisées à l'aide de la méthode décrite précédemment. Cette figure, tracée en fonction de l'épaisseur des ponts relative à la longueur d'onde considérée, montre qu'il est nécessaire de produire des ponts de silice de largeur inférieure à la demi-longueur d'onde pour obtenir une ON supérieur à 0,6.

Applications

En plus de la fibre double gaine décrite ci-dessus émettant à 1535 nm, nous avons également réalisé des fibres à double gaine d'air dopées Yb pour des applications de lasers fortes puissances. Ainsi dans la référence [55] nous relatons la 1^{ère} fibre à gaine d'air d'ON conséquente ($>0,8$) possédant une gaine interne microstructurée de type infiniment monomode, autorisant par cette dernière propriété une montée en puissance des lasers par simple augmentation de la taille du cœur et de la puissance de pompe. C'est grâce à cette méthode que des résultats spectaculaires ont ensuite été obtenus par d'autres groupes comme par exemple la réalisation de lasers monomodes transverses émettant en continu 120 W [56] ou encore des impulsions de 800 fs de 1 mJ (ie des puissances crêtes $\approx 1\text{GW}$) à 50 kHz [57].

Comme évoqué dans le paragraphe traitant de nos motivations, ce type de fibre peut également servir à récolter efficacement un signal diffus pour des applications médicales. Une collaboration avec l'Université du Michigan [58] nous a permis de valider un réel bénéfice (amélioration d'au moins un ordre de grandeur de la sensibilité de la chaîne de mesure) de ce type de structure. L'expérience a consisté à exciter et récolter via la même fibre la fluorescence à deux photons de la Rhodamine contenue dans un échantillon placé à l'extrémité d'une fibre microstructurée double gaine. Dans ce but un faisceau laser femtoseconde émettant à 810 nm a été injecté dans le cœur monomode de 6 μm de notre fibre (permettant de conserver en sortie de fibre des densités de puissances crêtes élevées favorisant la fluorescence à 2 photons) et de récolter par la même fibre le signal de fluorescence en tirant partie cette fois de la forte ON de la gaine d'air externe.

3.3 Fibres à Bandes Interdites Photoniques à Cœur Solide

Cette section est consacrée aux fibres à Bandes Interdites Photoniques à Cœur Solide, ci-après notées fibre BIP-CS. Cette thématique de recherche, que j'ai initiée au laboratoire Phlam, a constitué un des axes majeurs de mes recherches ces dernières années. Mis à part la dernière section traitant d'applications de ces fibres, seul les propriétés linéaires de ces fibres seront abordées dans cette partie, la génération expérimentale de nouvelles fréquences dans ce type de fibre étant abordée dans le chapitre 4. Le travail consacré à cette thématique nous a amené à *designer, réaliser, caractériser ces fibres tout en recherchant une meilleure compréhension de leurs mécanismes de guidage et d'éventuelles applications*. La forte intrication de ces différentes démarches est bien sûr évidente. Toutefois, par souci de simplicité pour le lecteur, le plan suivant a été retenu : tout d'abord une présentation générale du contexte et des motivations de notre démarche, puis la description de quelques réalisations significatives qui ont constitué des "premières", suivra ensuite une discussion sur les propriétés et la compréhension du guidage dans ce type de fibre pour finir par la présentation

de quelques applications.

3.3.1 Contexte et motivations

Le concept de l'existence de BIP dans des matériaux diélectriques périodiques, comme il existe des bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques, remonte aux travaux de E. Yablouonovitch [59] et S. John [60] en 1987. L'idée a alors germé de créer un réseau périodique en trois dimensions de deux diélectriques d'indice n_{haut} et n_{bas} présentant une BIP complète, ie une BIP existant pour toute polarisation et direction de propagation de l'onde incidente. L'intention de P. Russell et de ses collaborateurs est alors d'utiliser ce concept en réduisant le réseau à deux dimensions afin de créer de nouvelles fibres optiques (supposées invariantes selon la 3^{ème} direction correspondant à l'axe de propagation) guidant grâce à la présence d'une BIP dans la gaine réalisée à l'aide d'un cristal photonique. En 1992, P. Villeneuve et M. Piche [61] montrent que le rapport d'indice (n_{haut}/n_{bas}) nécessaire pour réaliser une BIP complète dans le plan de la périodicité est au minimum de 2,66, soit bien supérieur au rapport d'indice d'environ 1,45 entre la silice (matériau facilement étirable en fibre) et l'air. Il a fallu attendre 19945 pour que Birks et al. [62] démontrent qu'il était possible de réaliser une BIP 2D complète en utilisant de la silice et de l'air à condition de considérer des propagations des ondes *hors du plan de la périodicité*, ce qui est le cas des fibres optiques pour lesquelles le vecteur d'onde associé à un mode possède une composante longitudinale non nulle. La première réalisation de fibre air/silice guidant par ce type de confinement est présentée en 1998 par Knight et al. [63]. Toutefois il faudra attendre un an de plus pour voir la première réalisation, par le même groupe, d'une fibre confinant la lumière dans un cœur creux [64].

Après cette date, de nombreux efforts ont été mis en œuvre pour développer ce type de fibre à cœur creux⁷, mais la quasi croyance dans le fait que les fibres guidant par BIP requièrent un fort contraste d'indice a retardé le développement de fibres BIP à cœur de silice. Ainsi celles-ci ne sont apparues qu'en 2002 [66] et étaient constituées de fibres air/silice à cœur solide dont les trous ont été remplis par un liquide de fort indice de réfraction (rapport d'indice de 1,17).

La 1^{ère} fibre BIP Toute Solide (TS) n'a été réalisée qu'en 2004 [67] et à l'aide de verres Schott glass SF6 et LLF1 de rapport d'indice de 1,16. Il a fallu attendre 2005, suite à la publication de T. Birks et al. [68] démontrant que des BIP pouvaient exister pour des contrastes infiniment faibles, pour que soit présentée la 1^{ère} fibre BIP-TS à faible contraste d'indice (1%) [69] réalisée à partir de matériaux utilisés pour les fibres conventionnelles (silice et silice dopée Germanium).

Toutefois les fibres BIP-CS alors réalisées présentaient de fortes pertes (\gtrsim dB/m) et/ou étaient peu pratiques (notamment pour celles contenant des liquides). J'ai donc tout d'abord recherché à *diminuer les pertes* dans les fibres BIP-TS non seulement pour *ouvrir la voie à des applications* potentielles mais aussi afin de *disposer d'un "outil" expérimental* permettant des caractérisations plus précises *pour mieux confronter résultats expérimentaux et numériques* ainsi que pour *mieux comprendre les mécanismes et propriétés de guidage dans de telles fibres*.

3.3.2 Des premières réalisations significatives

Cette partie décrit une série de "premières" que nous avons réalisées dont trois concernent principalement une réduction des pertes dans les fibres BIP-CS alors que la dernière traite de la solution que nous avons apportée pour réaliser un miroir de Bragg efficace dans ce type de fibre.

7. Avec un succès certain tant au niveau fondamental que pratique, voir par exemple l'article de review de F. Benabid [65].

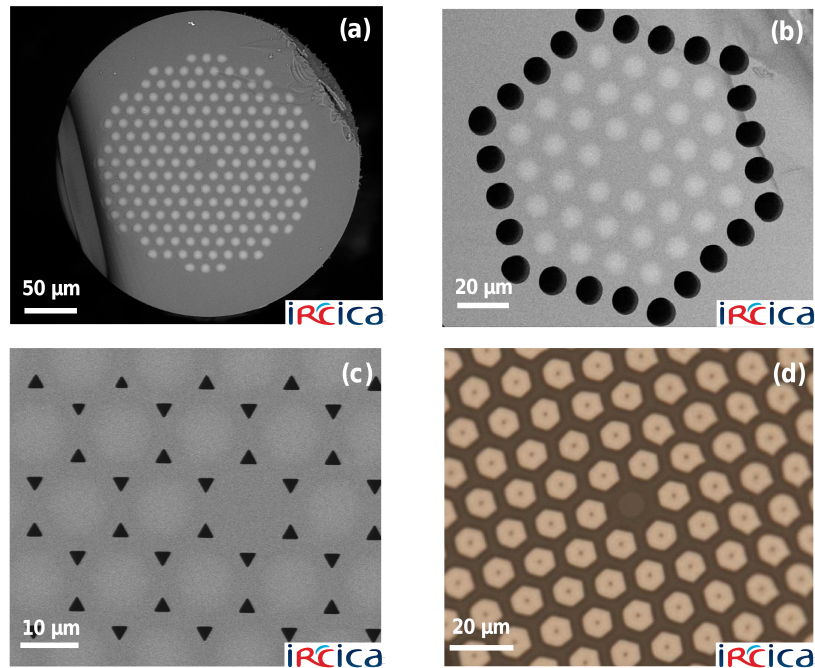


Figure 3.7 – Photos prises au microscope optique (MO) ou électronique à balayage (MEB) d’une coupe transverse des fibres BIP à cœur solide présentées dans le section 3.3.2 : a) 1^{ère} fibre BIP-CS à faibles pertes (MEB), b) 1^{ère} fibre BIP-CS à couronne externe d’air (MEB), c) 1^{ère} fibre BIP-CS à trous d’air interstitiels (MEB) et d) 1^{ère} fibre BIP-CS à inclusions de phosphore adaptée à la photo-inscription de réseaux de Bragg (MO).

Première fibre BIP-CS à faibles pertes

Nos premiers travaux sur les fibres BIP-TS nous ont conduit à la réalisation de la fibre présentée sur la Fig. 3.7-a. Elle a été réalisée en utilisant la méthode classique dite de l’assemblage & étirage⁸ comme toutes les fibres présentées dans ce chapitre. Plus précisément des barreaux de diamètre millimétrique, provenant d’un étirage d’une préforme⁹ pour fibre classique multimode à gradient d’indice dopée au Germanium (Ge), ont été assemblés manuellement pour former la structure périodique souhaitée. Le cœur est formé en plaçant au centre de l’assemblage un barreau en silice pure. L’ensemble est ensuite inséré dans un tube, puis tiré directement en fibre en prenant soin de déformer au minimum la structure et de fermer les trous d’air interstitiels présents entre les capillaires circulaires de l’assemblage. Le pas de la fibre, noté Λ , est de $15,2 \mu\text{m}$ pour un diamètre des inclusions d de $10,4 \mu\text{m}$. Le profil d’indice est supposé inchangé par rapport à leur préforme mère soit un profil parabolique possédant un contraste maximum d’indice Δn de $30 \cdot 10^{-3}$.

La figure 3.8-a présente une courbe de transmission de cette fibre obtenue en analysant spectralement la lumière collectée en sortie du cœur de la fibre quand celui-ci est excité par une lumière blanche provenant d’une source supercontinuum. On y voit apparaître clairement les différentes bandes de transmissions typiques d’un guidage par BIP. Une mesure d’atténuation classique a permis de mettre en évidence des pertes inférieures à 20 dB/km sur une large gamme spectrale ($\simeq 100 \text{ nm}$) avec un minimum de pertes de l’ordre de la dizaine de dB/km soit *une amélioration de plus de deux ordres de grandeurs par rapport aux résultats antérieurs* [70, 71]. Ce résultat a été obtenu grâce à une bonne maîtrise des techniques de fabrication, à l’utilisation de la 3^{ème} bande de transmission (qui constitue un bon compromis entre perte par confinement et par courbure, cf.

8. Cette méthode est présentée schématiquement dans l’annexe 6.1.

9. Fournie par la société Draka.

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

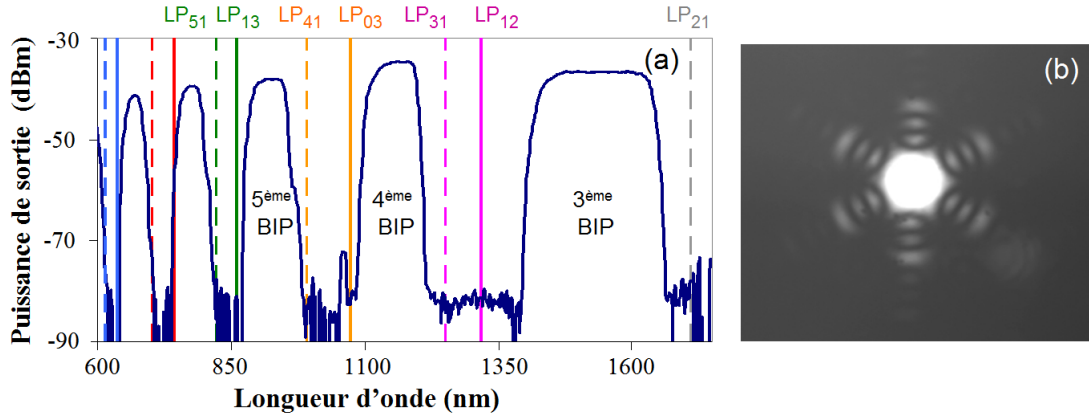


Figure 3.8 – a) Spectre expérimental de la transmission de la 1^{ère} fibre BIP toute solide à faibles pertes ($L_{fibre} = 4m$). b) Image du champ proche du mode fondamental guidé à 1470 nm (3^{ème} BIP).

section 3.3.3) et à l'utilisation de profil d'indice de type gradient (qui présente une distribution des fréquences de coupure plus favorables [72]).

Première fibre BIP-CS assistée par une gaine externe d'air

Les résultats précédents, bien que spectaculaires, sont en fait limités par des pertes par courbures. En effet, contrairement aux fibres BIP air/silice, les fibres BIP à faible contraste d'indice sont relativement sensibles aux courbures, particulièrement sur les bords des BIP [71, 73]. De plus la fibre précédente possède un diamètre extérieur important ($300 \mu m$) car le nombre de couronne de confinement est de 7, nombre nécessaire pour que les pertes par confinement théoriques restent faibles (≈ 1 dB/km au minimum de pertes). Pour contrer ces deux difficultés nous avons *imaginé et réalisé une nouvelle fibre*, de structure similaire à la précédente si ce n'est qu'elle ne contient que 4 couronnes d'inclusions de haut indice et une couronne supplémentaire de trous d'air (cf. Fig. 3.7-b). L'idée est de créer à l'aide de cette couronne d'air une barrière de potentielle efficace pour diminuer à la fois les pertes par confinement de la fibre droite et de la fibre courbée. En effet l'indice effectif du mode guidé étant plus élevé que l'indice associé à cette couronne d'air, la fibre guide par effet BIP sur les quatre premières couronnes et par RTIM pour la cinquième¹⁰. La figure 3.9 représente les courbes de transmission obtenues pour différents rayons de courbure pour la fibre BIP-TS décrite précédemment et cette nouvelle fibre. Elle illustre parfaitement *le meilleur comportement aux courbures de cette nouvelle fibre*. De plus, la comparaison des atténuations mesurées sur de grandes longueurs de fibres (> 300 m) bobinées sur des rayons importants ($15,8$ cm) démontre que les deux types de fibres présentent des pertes similaires bien que la nouvelle structure ne comporte que 4+1 couronnes soit 2 couronnes de moins que notre premier design de fibre, confirmant ainsi l'efficacité du confinement apporté par la couronne d'air. Signalons que l'ajout de cette gaine d'air confine aussi certains des modes¹¹ de la gaine interne, ie celle possédant les inclusions de haut indice, dont il faut tenir compte lors de l'interprétation des spectres de transmissions comme explicité dans notre article traitant du sujet [71].

Première fibre BIP-CS assistée par des trous d'air interstitiels

La figure 3.7-c illustre *un autre type de fibre également développé par nos soins* [74]. Cette structure possède, en plus des zones d'inclusions de haut indice, une série périodique de trous d'air

10. Cette fibre peut ainsi être vue comme un type de fibre hybride puisqu'elle guide en partie par BIP (spatialement sur les quatre premières couronnes) et par RTI (sur la cinquième couronne).

11. Ceux possédant un indice effectif plus élevé que l'indice associé à la couronne d'air.

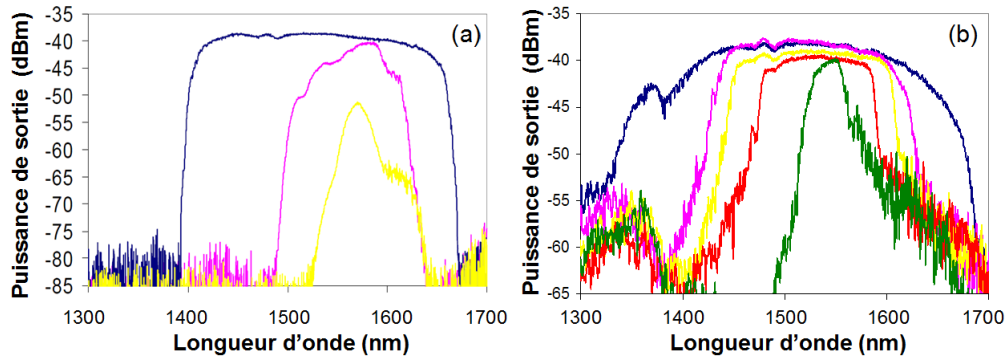


Figure 3.9 – Spectres expérimentaux de transmission de la fibre BIP toute solide [70] (a) et de la fibre BIP possédant la gaine d’air externe (b), obtenus pour 10 tours de fibre sur des mandrins de différents rayons de courbures : $R = 6$ cm (rose), 4,5 cm (jaune), 3,75 cm (rouge) et 3 cm (vert). La courbe bleue, servant de référence, a été obtenue pour 3 larges boucles de diamètre supérieur à 35 cm.

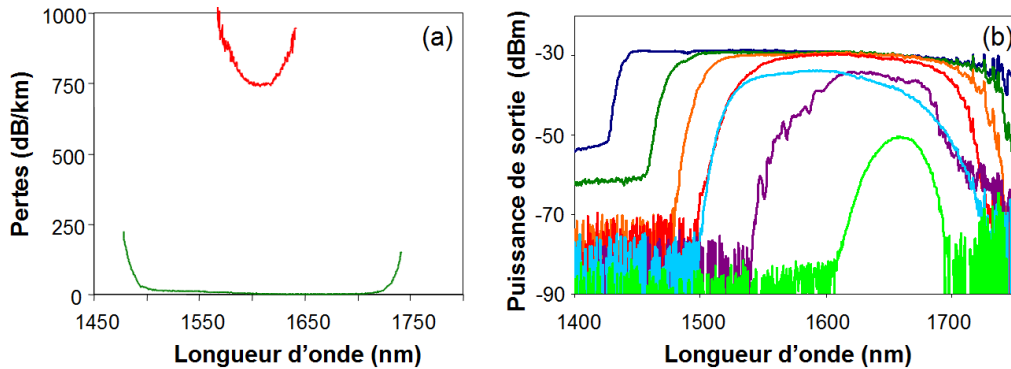


Figure 3.10 – a) Atténuation expérimentale d’une fibre BIP à cœur solide à 5 couronnes avec (vert) et sans (en rouge) trous d’air interstitiels. b) Spectres de transmission obtenus pour la fibre BIP toute solide (bleu clair et vert clair) et la fibre BIP avec trous interstitiels enroulés sur 10 tours de bobines de différents rayons : $R = 6$ cm (vert), $R = 3,75$ cm (orange), $R = 2,5$ cm (rouge) et $R = 1,5$ cm (violet). Les courbes bleues, servant de référence, ont été obtenues pour 3 larges boucles de diamètre supérieur à 35 cm.

de forme quasi triangulaire qui correspondent aux trous d’air interstitiels (TAI) apparaissant lors de l’assemblage des capillaires (cf. section 6.1). La méthode de fabrication a été modifiée afin de les préserver lors du fibrage. La présence de ces trous permet d’élargir et d’approfondir les BIP de la fibre comme cela sera explicité dans la section 3.3.3. La conséquence directe est *une diminution de plusieurs ordres de grandeurs des pertes* par confinement de la fibre droite et courbée comme l’illustre la figure 3.10¹².

Soulignons que cette technique, basée sur l’ajout de TAI, peut-être combinée à la précédente, à savoir l’ajout d’une couronne d’air externe. Elle nous a aussi permis de réaliser une fibre BIP-CS (cf. Fig. 3.3-f) possédant une forte biréfringence de forme induite par la fermeture de deux des TAI entourant le cœur et diamétralement opposés [75].

Précisons enfin que la *forte diminution des pertes par confinement apportées par les TAI* est à l’origine de plusieurs de nos travaux présentés dans le chapitre 4, qu’ils traitent de fibres hybrides pour le doublage ou triplage de fréquence ou encore du contrôle de la génération de supercontinuum ou de l’auto-décalage Raman.

12. Précisons qu’une autre conséquence possible est l’apparition d’un éventuel second mode du côté grande longueur de la BIP comme explicité dans [74].

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

Premier réseau de Bragg efficace

La dernière "première" que nous présenterons ici est la réalisation d'un réseau de Bragg efficace photo-inscrit dans une fibre BIP-TS. Rappelons tout d'abord que les réseaux de Bragg constituent des éléments de bases de systèmes optiques fibrés. Suivant leur forme, ils peuvent se comporter comme des miroirs ou des filtres à pertes tous deux très sélectifs en longueur d'onde ou encore comme aplatisseur de gain ou compensateur de dispersion [76]. Dans la suite nous nous concentrons sur des réseaux de Bragg photo-inscrits à l'aide d'un système de franges en lumière Ultra-Violette (UV) qui induisent une modulation périodique permanente de l'indice de réfraction du cœur de la fibre. Pour des pas du réseau, noté Λ_B , plus court que la longueur d'onde de travail, ce type de structure conduit à la réalisation d'un miroir sélectif en longueur d'onde dont la longueur d'onde centrale λ_B est donnée par la relation suivante $\lambda_B = 2n_{eff}(\lambda_B) \Lambda_B$ où n_{eff} est l'indice effectif du mode fondamentale de la fibre. Ces miroirs photo-inscrits constituent les éléments de base pour réaliser des lasers entièrement fibrés. Comme les fibres BIP-CS possèdent des applications en tant que lasers (cf. section 3.3.4), il est alors très intéressant de réaliser des réseaux de Bragg directement dans ce type de fibre¹³. De plus ces réseaux de Bragg peuvent se révéler utile pour l'étude des modes de gaines des fibres BIP.

Nos premiers essais ont été conduits sur des fibres BIP-TS comme celles décrites précédemment si ce n'est que le cœur a été rendu photosensible par l'ajout d'un léger dopage en Germanium (Ge). Plus précisément le cœur provient d'un barreau MCVD codopé Fluor (0,9 % en masse) de façon à réduire l'augmentation d'indice de réfraction induit par le dopage Ge (3 % en masse) afin de préserver les propriétés intrinsèques du guidage par BIP. Les résultats obtenus n'ont pas été satisfaisants, les efficacités des réseaux restant très faibles ($\lesssim 1dB$, à comparer à des valeurs dépassant aisément 20 dB dans les fibres conventionnelles)¹⁴. Nous avons interprété ces résultats comme étant dûs au fait que le faisceau UV nécessaire à la photo-inscription était fortement absorbé par les inclusions de haut indice contenant elles aussi du Germanium [78]. Par conséquent, peu de puissance restait disponible pour le cœur qui, de plus, est relativement peu photosensible. Enfin soulignons que l'absorption du faisceau UV par les inclusions de haut indice de la gaine induit une modification de leur indice de réfraction et donc une modification locale des BIP de la structure qui peut nuire à la transmission de la fibre.

Pour remédier à ces difficultés nous avons réalisé *la première fibre BIP basée sur des inclusions de haut indice dopées Phosphore* (cf. Fig. 3.7-d). En effet le phosphore, bien que pouvant lui aussi rendre la silice photosensible, n'absorbe quasiment pas un rayonnement laser à 244 nm, contrairement à la silice dopée Ge, qui elle, est photosensible à cette longueur d'onde. Ainsi un système interféromètre classique¹⁵ éclairé par un laser continu émettant à 244 nm nous a permis d'insoler efficacement une fibre BIP possédant un cœur rendu photosensible par l'ajout de Ge (comme décrit précédemment) et une gaine formée d'inclusions dopées Phosphore. De cette manière, nous avons pu réaliser des réseaux de Bragg possédant des réflectivités atteignant 25 dB [78] soit *une amélioration de plus de deux ordres de grandeurs* par rapports aux meilleurs résultats existants par ailleurs. Les figures 3.11 illustrent un exemple de spectres de transmissions et de réflexion obtenus pour de tels réseaux de Bragg.

Notons que l'on retrouve sur le spectre de transmission (cf. Fig. 3.11-a), en plus du pic principal

13. Notamment pour éviter tout problème de pertes liées à l'épissure entre la fibre amplificatrice et la fibre photo-inscrite.

14. Des expériences similaires menées indépendamment et publiées après nos 1^{er} essais par L. Jin et al. [77] n'ont abouti qu'à des résultats à peine meilleurs que les nôtres et cela malgré des réseaux dépassant le centimètre de longueur.

15. De type miroir de Lloyd [79].

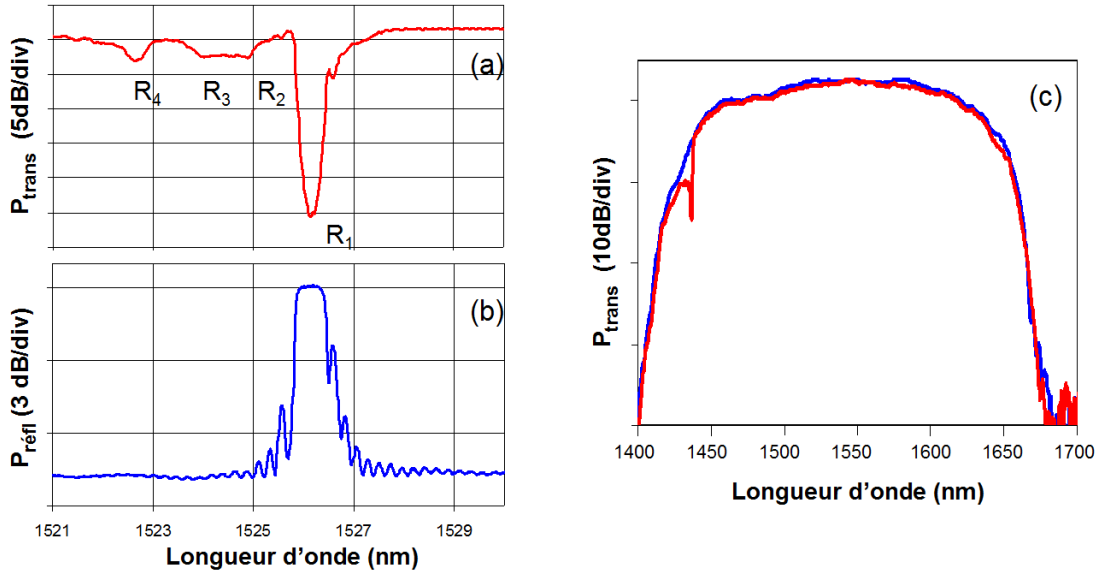


Figure 3.11 – Spectre en (a) transmission et en (b) réflexion d'un réseau de Bragg à 1526 nm photoinscrit dans la fibre BIP phosphore. (c) Courbe de transmission (résolution 1 nm) de la deuxième BIP avant (en bleu) et après (en rouge) l'inscription d'un réseau de Bragg à 1437 nm.

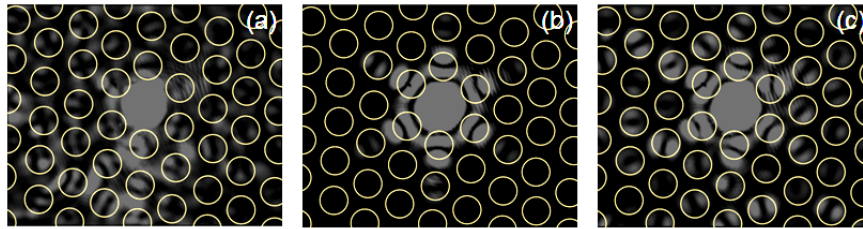


Figure 3.12 – Profil d'intensité de la lumière réfléchie par un réseau de Bragg ($\lambda_B \cong 1526$ nm) pour des longueurs d'onde de 1524,8 nm (a), 1526,1 nm (b) et 1526,7nm (c). Les cercles indiquent les positions des inclusions de haut indice.

(noté R_1) à λ_B correspondant à la réflexion de Bragg, d'autres zones de diminution de la transmission, repérées par les lettres R_2 , R_3 et R_4 . A l'aide d'un diagramme de densité d'état calculé pour notre structure de gaine [78], nous avons pu identifier ces zones comme étant dues à des couplages (induits par la présence du réseau [80]) entre le mode fondamental de la fibre et des modes de gaines contra-propagatifs se situant dans des zones de forte densité d'état du diagramme de bande. Plus singulièrement, et contrairement aux fibres guidant par RTI, nous avons pu observer également des couplages vers des modes de longueur d'onde plus élevées que λ_B . En effet la condition d'accord de phase entre deux modes contra-propagatifs d'indice n_{eff1} et n_{eff2} et le réseau de Bragg s'écrit $\Lambda_B = \lambda / (n_{eff1} + n_{eff2})$. Elle impose que pour des longueurs d'onde supérieures à λ_B le couplage du mode de cœur se fasse vers un mode de gaine d'indice effectif supérieur au sien, ce qui n'est évidemment *possible que pour une fibre guidant par BIP*. Ce couplage, observé à la caméra (cf. Fig. 3.12) à l'aide d'un laser ajustable en fréquence, est responsable de l'asymétrie observée aux grandes longueurs d'onde du creux principale R_1 de la transmission (cf. Fig. 3.11-a).

3.3.3 Propriétés et compréhensions des mécanismes de guidage

Cette section traite des propriétés et des mécanismes de guidage dans les fibres BIP-CS. Après avoir rappelé brièvement l'interprétation usuelle d'un diagramme de bande d'une fibre BIP-TS,

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

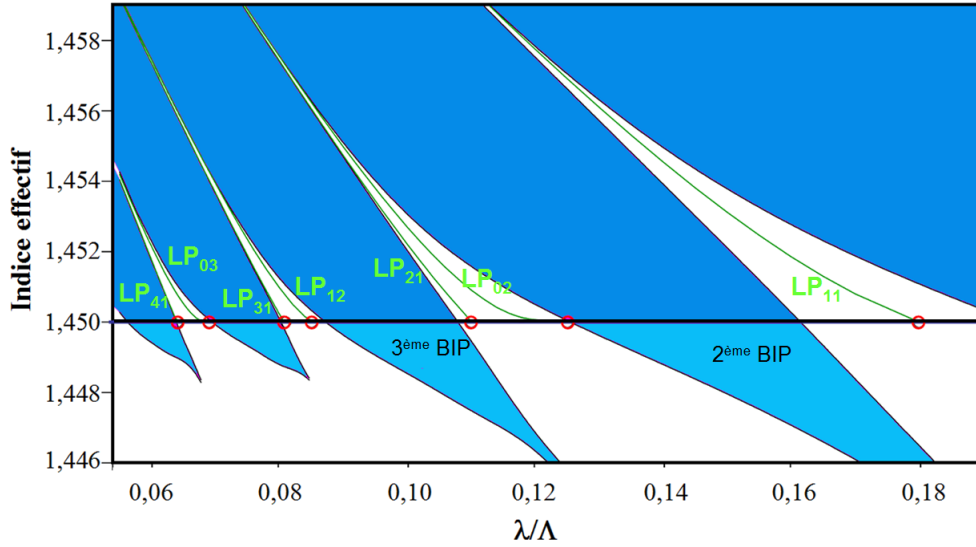


Figure 3.13 – Diagramme de bandes d’une structure périodique de maille triangulaire d’inclusions circulaires de diamètre $d = 0,683\Lambda$ et d’indice de réfraction $n_H = 1,48$ dans une matrice de bas indice $n_B = 1,45$. Les zones blanches représentent les bandes autorisées de la structure, les zones bleues les bandes interdites. Les zones bleues claires correspondent aux régions pour lesquelles un guidage par BIP dans un cœur d’indice n_B est possible. Les courbes vertes représentent les courbes de dispersion des modes LP associés aux inclusions de haut indice prises isolément, les cercles rouges correspondant aux longueurs d’onde de coupures de ces modes.

nous présenterons nos apports tant en terme de règles de designs que de compréhension du confinement de la lumière dans de telles structures.

Calculs et interprétations du diagramme de bande

La figure 3.13 représente un diagramme de bande typique d’une fibre BIP-TS formée d’inclusions de haut indice (n_H) dans une matrice d’indice bas (n_B). Rappelons que ce diagramme est déduit des courbes de dispersions ($n_{eff} = f(\lambda)$) des modes de Bloch [81] calculés¹⁶ pour une structure infinie de même périodicité que celle de la gaine de la fibre BIP étudiée. Plus précisément, les zones bleues du diagramme de bande correspondent aux BIP de la structure, ie les régions pour lesquelles il n’existe aucun mode de Bloch pour cette gamme de couples (λ, n_{eff}) , alors que les zones blanches correspondent aux bandes autorisées, ie que des modes de Bloch existent dans cette zone de l’espace (λ, n_{eff}) . Le confinement efficace de l’intensité dans un cœur d’indice n_B est alors envisageable dans des zones pour lesquelles la propagation est interdite dans le matériau périodique (ie dans les BIP de la structure périodique) et autorisée dans le cœur (ie dans des zones où l’indice effectif est plus faible que n_B) soit les zones bleues claires de la figure 3.13.

Ceci étant précisé, revenons à l’interprétation du diagramme de bande en lui-même. Comme introduit par Birks et al. [82]¹⁷, chaque bande autorisée au dessus de la ligne de verre (ie la ligne horizontale $n_{eff} = n_B$) peut être repérée par la notation classique LP utilisée pour les modes de fibres conventionnelles. En effet, pour des valeurs de n_{eff} suffisamment élevées, l’intensité des modes de Bloch est principalement confinée dans les inclusions de haut indice : chaque mode de Bloch peut ainsi être interprété dans ce régime comme une somme de modes de plots isolés avec une relation de phase entre eux liée au vecteur d’onde transverse du mode de Bloch considéré. Chacun des modes LP supportés par l’inclusion isolée va donc conduire à une famille de modes de

16. A l’aide, par exemple, d’une méthode de décomposition en ondes planes telle que celle utilisée dans un programme du MIT librement accessible URL : <http://ab-initio.mit.edu/mpb/>.

17. Et indirectement par J. Laegsgaard [83].

CHAPITRE 3. FIBRES À CRISTAL PHOTONIQUE ET PROPRIÉTÉS LINÉAIRES

Numéro de la BIP	mode limitant le bord haut de la BIP		mode limitant le bord bas de la BIP	
	mode d'inclusion	type de bande	mode d'inclusion	type de bande
BIP I	LP_{01}	K	LP_{11}	M
BIP II	LP_{11}	Γ	LP_{02}	Γ
BIP III	LP_{21}	M	LP_{12}	M
BIP IV	LP_{31}	K	LP_{03}	Γ

Table 3.1 – Tableau récapitulatif des points de haute symétrie de la zone de Brillouin associés aux bandes limitant les bords hauts et bas des premières BIP ainsi que des modes LP des inclusions de haut indice associés à ces bandes.

Bloch dont les intensités s'étalent de plus en plus dans les zones de bas indice au fur et à mesure que la longueur d'onde λ augmente et se rapproche de la longueur d'onde de coupure du mode LP considéré. Cet étalement implique que les plots deviennent de plus en plus couplés et conduit donc à une augmentation de la levée de dégénérescence des différents modes de Bloch d'une même bande lorsque λ croît. Ceci explique l'élargissement des bandes autorisées autour de la courbe de dispersion associée au mode LP considéré comme l'illustre la figure 3.13.

Notre apport¹⁸ a alors consisté à :

1. *Proposer une simplification des calculs des diagrammes de bandes* puisque chaque bord de bande a été associé à un point particulier (Γ, K ou M) de la zone de Brillouin transverse associée à la maille triangulaire étudiée [85].
2. *Interpréter les bords bas et hauts de chaque BIP* comme étant associés à des modes pour lesquels les *interférences entre les plots sont respectivement constructives et destructives*¹⁹. Il nous a été ainsi possible de prédire le type de bande (Γ, K ou M) délimitant les BIP à partir de la simple connaissance de la symétrie des modes LP d'une inclusion isolée (cf. tableau 3.1) [85].
3. *Interpréter la modification asymétrique des BIP des fibres contenant des trous d'air interstitiels*. En effet l'ajout des trous d'air a pour conséquence d'élargir et d'approfondir²⁰ les BIP en abaissant fortement le bord bas de chaque BIP sans modifier significativement le bord haut (cf. Fig.3.14-b). Ceci est une conséquence directe du point précédent : l'ajout de trous d'air interstitiels n'a un impact significatif que pour les modes possédant de l'intensité entre les plots (cf. Fig.3.15) et donc seulement pour les modes limitant le bord bas des bandes.
4. *L'invention d'une fibre hybride particulière*^{21 22} dont une application potentielle est présentée dans la section 4.2.1. Elle consiste en une fibre BIP-CS avec des TAI excepté autour du cœur (cf. Fig.3.14-a). En effet pour des tailles de trous suffisamment élevées, l'indice n_{fsm} diminue²³ assez pour passer sous la ligne de verre. Cette fibre peut ainsi confiner la lumière dans son cœur²⁴ par RTI pour les grandes longueurs d'onde et par BIP pour les courtes

18. Basé notamment sur nos connaissances développées lors de l'étude de couplages de réseaux de microlasers pour lesquelles on retrouve i) une levée de dégénérescence des supermodes d'autant plus grande que le couplage est fort et ii) que le supermode possédant la plus grande (petite) constante de propagation est associé à des oscillateurs en phase (en opposition de phase) [84].

19. Une autre analogie peut être faite avec les états liants et anti-liants introduits en physique du solide [82,86,87].

20. Et ainsi de diminuer les pertes comme décrit dans la section 3.3.2.

21. Précisons qu'il existe deux autres types de fibres hybrides dans la littérature, celles qui confinent la lumière par RTI dans une direction transverse et par BIP dans la direction perpendiculaire [88] et celles qui confinent par BIP pour une direction de polarisation et par RTI pour la polarisation perpendiculaire [89].

22. Signalons que M. Yan et P. Shum [90] présentent un diagramme de dispersion schématique pour une structure pour laquelle le cœur possède un indice différent des deux indices présents dans la gaine et dont le diagramme suggère un guidage possible par BIP à courtes longueurs d'onde et par RTI à grandes longueurs d'onde sans que cela ne soit ni démontré ni même clairement exprimé.

23. Le mode d'indice n_{fsm} pouvant être vu comme le bord bas de la BIP zéro.

24. A condition que celui-ci soit de taille suffisante, condition respectée en supprimant les six premiers TAI.

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

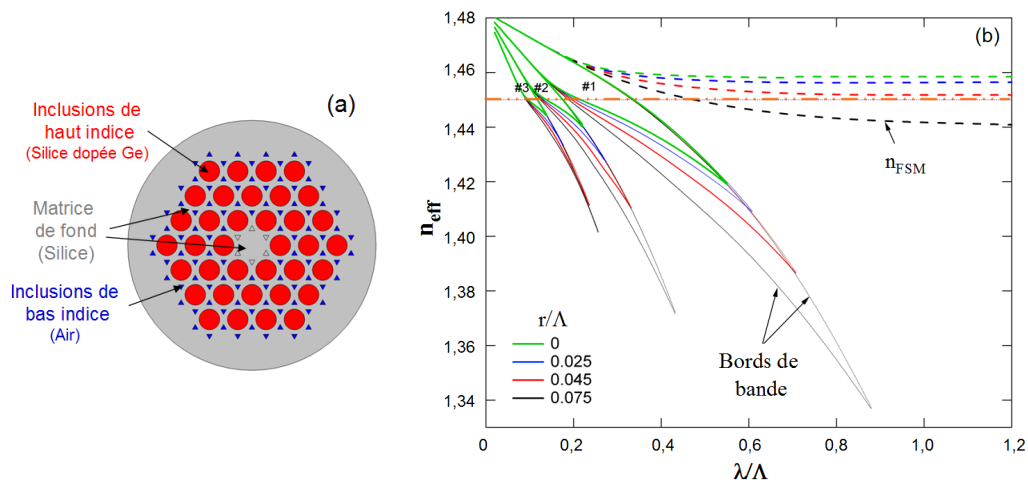


Figure 3.14 – a) Représentation schématique de la fibre hybride proposée. b) Diagramme de bande de la structure hybride pour différentes valeurs r/Λ , où r est la longueur des côtés des triangles équilatéraux associés aux TAI. Seuls les bords de bandes des trois premières BIP (traits pleins) ainsi que le mode associé à n_{FSM} (traits en pointillés) ont été représentés.

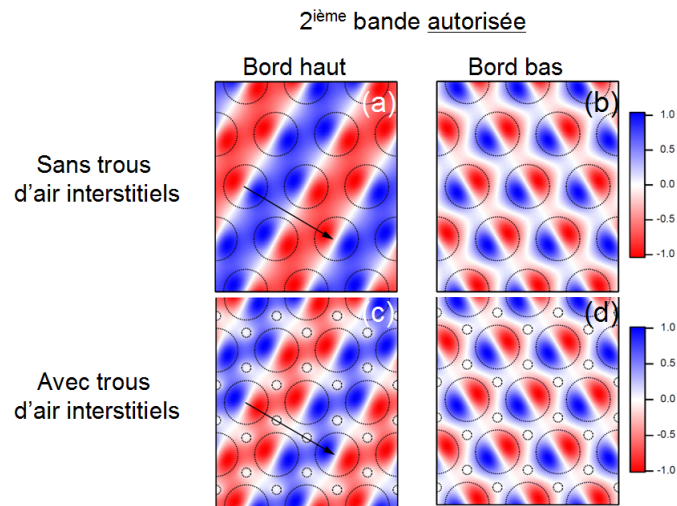


Figure 3.15 – Partie réelle d'une des composantes transverses du champ électrique (E_x) des modes délimitant le bord haut et bas de la deuxième bande autorisée pour des structures identiques excepté la présence ou l'absence de trous d'air interstitiels [85]. Les cercles en pointillés représentent les contours des inclusions de Ge (cercles larges) et des trous d'air (petits cercles) pris circulaires pour simplifier la modélisation.

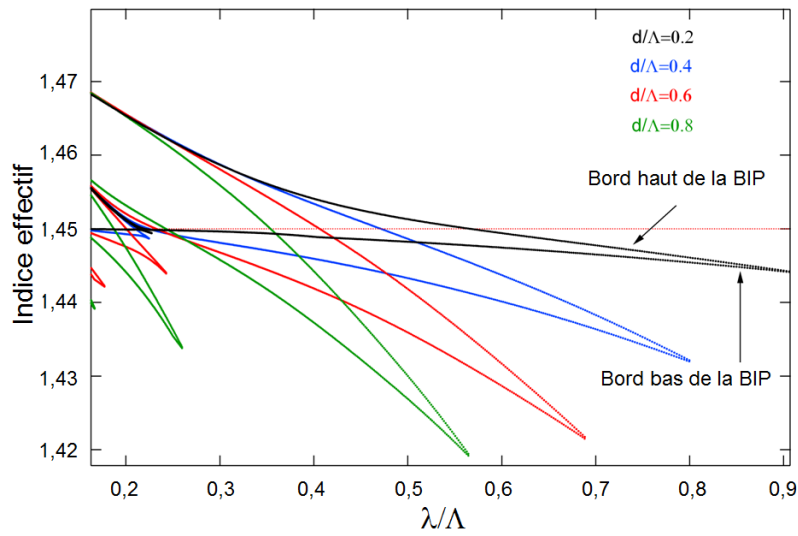


Figure 3.16 – Diagrammes de bandes, centrés sur la 1^{ère} BIP, d’une structure à maille triangulaire d’inclusions de haut indice (profil parabolique, $\Delta n = 32 \cdot 10^{-3}$) pour quatre valeurs du rapport d/Λ (d étant fixé à $0,8 \mu\text{m}$).

longueurs d’onde (cf. Fig. 3.14-b). Elle sera présentée plus en détail dans la section 4.2.1.

Finalement, précisons que lorsque le rapport d/Λ augmente, les BIP se rétrécissent au niveau de la ligne de verre (cf. Fig. 3.16). Ce résultat est en accord avec l’interprétation du diagramme de bande décrite précédemment : une augmentation de d/Λ implique un plus fort couplage entre les inclusions de haut indice et par conséquent un élargissement (rétrécissement) des bandes autorisées (interdites). Toutefois, ce comportement s’inverse au dessous de la ligne de verre, ce qui entraîne des BIP plus profondes. Pour expliquer ceci, nous avons développé l’argumentation suivante. Pour des valeurs d/Λ très faibles, il existe de larges zones de bas indice entre les plots. Ces zones peuvent supporter des modes dont les indices effectifs sont alors très proches de n_b (dans la limite $d/\Lambda \rightarrow 0$, ces modes tendent vers des ondes planes dont l’une possède un indice effectif tendant vers n_b) : les BIP sont alors très peu profondes sous la ligne de verre. Lorsque d/Λ augmente à partir de cette limite, les zones de bas indice se rétrécissent impliquant une réduction des n_{eff} des modes associés à ces régions, autorisant alors l’existence de BIP plus profondes.

Règles de design

Dans cette partie, nous récapitulerons quelques règles de design concernant les pertes par confinement d’une fibre droite et courbée. Ces règles s’appuient notamment sur des calculs numériques de pertes réalisés durant la thèse de V. Pureur [72].

Rappelons tout d’abord que les FCP possèdent généralement une gaine externe d’un indice de réfraction supérieur à l’indice effectif du mode de cœur qui nous intéresse. Ceci entraîne que l’onde peut fuir par effet tunnel optique du cœur vers cette gaine externe. Cette fuite sera d’autant plus faible que la barrière de potentiel à franchir sera longue et élevée : en terme de pertes ceci se traduit par un taux de pertes d’autant plus faible que la gaine est large et l’indice n_{eff} du mode de cœur étudié éloigné des indices haut (n_+) et bas (n_-) délimitant la BIP considérée (ie des quantités $\Delta n_- = n_{eff} - n_-$ et $\Delta n_+ = n_+ - n_{eff}$ élevées, cf. Fig. 3.17-c). On comprend alors aisément que ces pertes par confinement diminuent bien évidemment en augmentant le nombre de couronnes²⁵

²⁵. Au prix d’une augmentation du diamètre extérieur de la fibre qui peut devenir parfois important, cf. section 3.3.2.

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

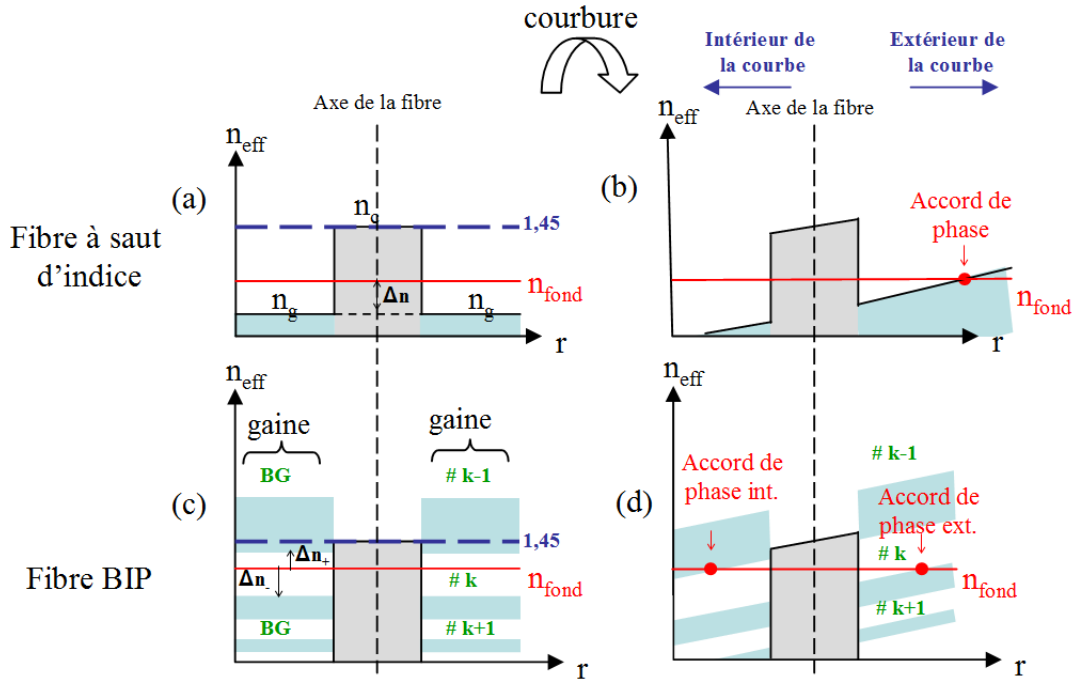


Figure 3.17 – Coupes schématiques des profils d'indice expliquant les pertes induites par la courbure dans le cas des fibres à saut d'indice (a) et b)) et des fibres BIP (c) et d)). Les droites rouges symbolisent l'indice effectif du mode fondamental, les zones blanches les zones pour lesquelles la propagation de la lumière est interdite, les points rouges les positions pour lesquelles le champ associé au mode du cœur cesse d'être évanescent dans la gaine pour redevenir propagatif.

et en s'éloignant des bords de BIP.

Les pertes supplémentaires induites par courbure sont également dues à une fuite par effet tunnel optique. Cette fuite est plus efficace que pour la fibre droite car la courbure peut être modélisée comme induisant une variation radiale de l'indice de réfraction [91], l'indice augmentant vers l'extérieur de la courbure comme schématisé sur la figure 3.17. Ainsi la longueur de la barrière de potentielle est réduite, les zones pour lesquelles l'indice effectif du mode guidé devient égal ou supérieur à l'indice de la gaine se rapprochant du cœur²⁶.

Précisons que nous avons aussi observé expérimentalement que [71] :

- Les modes confinés près des bords de BIP sont plus sensibles à la courbure, car alors l'indice effectif du mode guidé est plus proche des indices de la gaine. En effet $\Delta n_- (\Delta n_+) \rightarrow 0$ sur le bord courtes (grandes) longueurs d'onde entraînant des pertes vers l'extérieur (intérieur) de la courbure. Par analogie avec la mécanique du solide on parle parfois de pertes centrifuges (centripètes) [73].
- Cette réduction de la transmission est plus forte sur le bord courtes longueurs d'onde des BIP que sur le bord grandes longueurs d'onde. Ceci peut s'expliquer par le fait que le mode guidé reste proche de n_- du côté courtes longueurs d'onde sur une gamme spectrale plus large que celle pour laquelle il reste proche de n_+ du côté grandes longueurs d'onde.
- Les BIP d'ordre pair sont plus sensibles à la courbure que les BIP d'ordre impair car ces dernières sont en général plus profondes que les premières²⁷.

²⁶. Notons que contrairement aux fibres guidant par RTI(M), la courbure peut entraîner des pertes non seulement à l'extérieur mais aussi à l'intérieur de la courbure.

²⁷. Une explication de ce phénomène est décrite dans la référence [73].

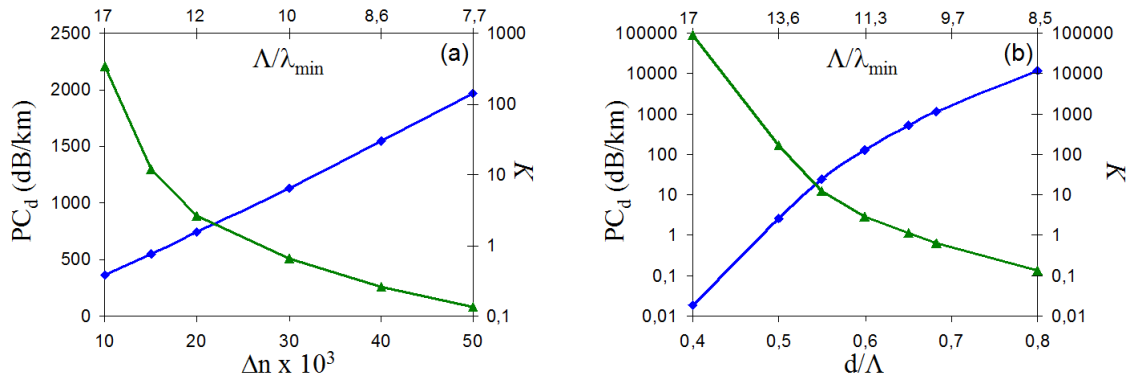


Figure 3.18 – Évolution du minimum des pertes par confinement théoriques de la fibre droite (PC_d) et du rapport K en fonction de Δn (pour d/Λ fixé à 0,683) (a) et de d/Λ (pour Δn fixé à 0,03) (b), le rayon de la fibre courbée étant de 15 cm. Le rapport entre le pas de la structure, Λ , et la longueur d’onde au minimum des pertes, λ_{min} est également reporté.

Les figures 3.18 illustrent les variations, en fonction de d/Λ et Δn , des pertes par confinement d’une fibre droite ainsi que le rapport K représentant l’importance relative des pertes supplémentaires apportées par la courbure²⁸. Ces pertes ont été calculées *au minimum de perte* de la 3^{ème} BIP d’une structure TS à 4 couronnes et dont les inclusions possèdent des profils d’indice parabolique. Elles montrent une augmentation monotone des pertes de la fibre droite avec d/Λ et Δn . Ce résultat, qui peut paraître non intuitif, s’explique en fait en considérant le paramètre h suivant, que nous avons introduit par des considérations basées sur une analogie avec des calculs de pertes par confinement dans les fibres conventionnelles [72] :

$$h = \sqrt{\Delta n_-(\lambda)n_-(\lambda)} \frac{\Lambda}{\lambda} \quad (3.2)$$

Ce paramètre h est relié au taux de décroissance du champ atteignant la gaine externe : plus il est important, plus les pertes seront faibles. Nos études montrent que l’effet dominant sur l’évolution de h induit par l’augmentation de d/Λ et Δn n’est pas l’augmentation de Δn_- , lié à la profondeur de la BIP, mais la diminution du rapport Λ/λ , proportionnelle à la longueur effective de la barrière de potentiel [72]. Quoiqu’il en soit, ces figures 3.18 montrent que le design d’une fibre, pour une longueur d’onde de travail donnée et un nombre de couronne fixé, proviendra d’une *compromis entre des faibles pertes par confinement de la fibre droite (qui requièrent des faibles d/Λ et Δn) et une faible sensibilité à la courbure (qui requiert des d/Λ et Δn élevés)*.

Finalement, précisons que les pertes par confinement diminuent généralement²⁹ avec l’ordre de la BIP alors que leur profondeur diminue. Ceci s’explique par le fait qu’une fois de plus l’augmentation de la largeur effective de la gaine (liée à la diminution du rapport Λ/λ) lorsqu’on augmente l’ordre de la BIP domine l’effet lié à la baisse de la profondeur de celle-ci. Toutefois la diminution de ces pertes par confinement s’accompagne d’une plus grande sensibilité de la fibre aux courbures, la taille du cœur de la fibre augmentant et les BIP d’ordre élevé étant moins profondes.

Influence de la périodicité

Dans cette dernière section portant sur les propriétés et mécanismes de guidage dans les fibres BIP-CS, je présente ci-dessous quelques résultats et remarques sur l’importance de la périodicité dans de telles structures.

²⁸. $K = (PC_c - PC_d)/PC_d$ où PC_c et PC_d sont respectivement les pertes de confinement de la structure courbée et de la structure droite.

²⁹. Excepté pour la 4^{ème} BIP, une tentative d’explication de ce phénomène est présentée dans la référence [72].

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

Tout d'abord, afin de mieux comprendre et quantifier l'influence de petits écarts à la périodicité d'une structure parfaitement périodique, nous avons réalisé toute une série de calculs de pertes en faisant varier de façon aléatoire les caractéristiques des différentes inclusions formant la gaine. D'un point de vue pratique, le but recherché était de savoir si les défauts de périodicité apparaissant lors des différentes étapes de fabrication pouvaient à eux seuls expliquer l'écart observé entre les pertes expérimentales et les pertes prédites par des études numériques ne tenant pas compte de ces imperfections. De façon plus précise, nous nous sommes intéressés à la structure parfaitement périodique associée à la fibre BIP toute solide à 7 couronnes décrite section 3.3, qui sera notre structure de référence ci-dessous, et à laquelle nous avons appliqué des défauts pour les différents paramètres opto-géométriques de chacune de ces inclusions (leurs diamètres d , leurs positions ou encore leur contraste d'indice Δn) selon une distribution de probabilité gaussienne centrée sur les valeurs de la fibre de référence. Ces calculs numériques ont notamment mis en évidence les résultats marquants suivant [92] :

- Un écart type de seulement 5% sur n'importe lequel de ces paramètres peut suffire pour doubler la valeur du minimum de pertes, fixant ainsi un ordre de grandeur des tolérances à respecter lors de la fabrication.
- Une confirmation d'une plus grande sensibilité aux défauts de la 1^{ère} couronne et particulièrement aux défauts de positionnement.
- Une tendance à une augmentation de l'impact des défauts lorsque l'ordre de la BIP considérée croît.
- *Une probabilité relativement importante d'une diminution du minimum de pertes en ajoutant des défauts aléatoires, ie en brisant la périodicité de la structure de référence.*
- La possibilité de diminuer les pertes en utilisant des inclusions de la 1^{ère} couronne différentes en Δn des autres couronnes.

En plus d'avoir une incidence sur la valeur des pertes minimales et la longueur d'onde associée, les défauts aléatoires peuvent conduire à des remontées de pertes très importantes mais sur une gamme spectrale étroite. Nous avons démontré que ces remontées pouvaient être associées à une inclusion particulière de la gaine pour laquelle il existait une résonance entre un mode associé à cette inclusion et celui du cœur, cette résonance étant rendue possible à cette longueur d'onde à cause du défaut de cette inclusion. L'énergie du mode de cœur peut ainsi se coupler de façon résonante jusqu'à ce défaut avant de fuir ensuite vers la gaine externe en silice, augmentant ainsi les pertes du mode de cœur aux longueurs d'onde proches de cette résonance.

Pour terminer cette partie sur les mécanismes de guidage, entamons une brève discussion sur la nécessité ou non de la périodicité pour guider efficacement dans un cœur de bas indice. Rappelons tout d'abord que si les FCP à cœur de haut indice sont périodiques, c'est principalement pour faciliter leur fabrication (notamment en terme de répétabilité) ainsi que pour préserver une certaine symétrie du système (en terme de profil spatial du mode, de la dépendance des pertes suivant la direction de courbure, d'éventuelles anisotropies...) souvent souhaitable pour une exploitation pratique de la fibre. En effet, le principe de guidage par RTIM requiert que l'indice de réfraction du cœur soit supérieur à celui que l'on peut associer à la gaine et nullement à ce que cette dernière soit périodique. Ceci a notamment été validé expérimentalement par le confinement de la lumière dans un cœur de silice entouré d'une gaine présentant des trous selon une géométrie quelconque [93].

Au début des recherches sur les fibres microstructurées confinant la lumière dans un cœur de bas indice, la périodicité était mise en avant comme étant une condition nécessaire alors qu'elle n'était que pratique pour les fibres à cœur de haut indice. Toutefois cette vision, bien que souvent

encore présentée, y compris en partie dans ce manuscrit par souci de simplicité, n'est pas rigoureusement correcte [94]. En effet nous pouvons reformuler la condition de confinement de la lumière de la manière suivante :

Un mode pourra être guidé efficacement dans un cœur si la structure de la gaine environnante ne possède de mode pouvant être proche d'une résonance avec ce mode de cœur.

Le phénomène de résonance nécessite ici que les modes aient à la fois des indices effectifs suffisamment proches mais aussi des profils d'intensité permettant un recouvrement non négligeable entre eux.

Cette condition est évidemment satisfaite pour les modes de cœur ayant un indice effectif plus élevé que l'indice associé à la gaine comme dans le cas des fibres guidant par RTI ou RTIM. Elle est également vérifiée dans les BIP des fibres à cœur de bas indice étudiées précédemment. Enfin elle est aussi satisfaite pour les fibres dites Kagomé et de Bragg pour lesquelles il n'existe pas stricto sensu de vraies BIP. Dans le cas des fibres de Bragg, des modes LP d'ordre élevé des anneaux concentriques peuvent couper l'indice effectif du mode de cœur sans qu'il y ait couplage (résonance) entre ces deux types de modes à cause d'intégrales de recouvrement nulles dues aux symétries des modes considérés [95,96]. Dans le cas des fibres Kagomé, il existe une densité d'état non nulle dans les zones guidantes [97,98]. Toutefois, non seulement cette densité d'état est faible mais le recouvrement spatial entre le mode de cœur et modes de gaines est alors toujours infime (notamment à cause d'une variation très rapide du profil d'intensité des modes de gaine ayant des indices effectifs proches de celui du mode de cœur) [97] conduisant ainsi à un très faible couplage/résonance entre ces modes et donc à des pertes modiques pour le mode de cœur considéré. Notons que l'une des difficultés dans cette approche est de pouvoir prédire les conditions de résonances des inclusions connectées entre elles (et donc les indices effectifs associés à leurs modes), que ce soit celles de haut indice dans le cas de fibres à cœur creux ou celles de bas indice dans le cas des fibres BIP présentant des inclusions de haut indice.

On peut donc imaginer, par exemple, une structure possédant des inclusions de haut indice toutes différentes entre elles en terme de forme et de profil mais telles qu'aucune d'entre elles ne supportent de mode dans une région limitée de l'espace (λ, n_{eff}) . De plus, si cette structure possède une zone de bas indice suffisamment plus large que les autres zones de bas indice, il devient envisageable de guider la lumière dans cette zone (qui joue alors le rôle de cœur) et cela pour la gamme spectrale associée à cette région limitée de l'espace (λ, n_{eff}) . *La périodicité de la gaine est dès lors seulement un moyen pratique (comme dans le cas des FCP guidant par RTIM) pour réaliser cette condition de non résonance entre le mode du cœur et les modes des structures de la gaine.*

3.3.4 Exemples d'applications

Cette dernière section de ce chapitre traite d'applications possibles des fibres guidant par BIP. Nous ne détaillerons ici qu'une seule des applications que nous avons développées au sein du laboratoire, à savoir la réalisation de fibres BIP-TS dopées Ytterbium afin de tirer parti des propriétés de transmission induites par l'effet BIP pour forcer le laser à émettre autour de 980 nm en régime de fonctionnement dit à 3 niveaux. D'autres applications basées sur des effets non-linéaires, telles que le contrôle de l'extension spectrale d'un supercontinuum ou de l'auto-décalage fréquentiel Raman ou encore le design de fibres adaptées pour la génération de seconde ou troisième harmonique, seront présentées dans le chapitre suivant consacré aux effets non-linéaires dans les FCP (cf. section 4.2).

Avant de détailler notre application basée sur une fibre BIP-TS dopée Ytterbium, signalons que d'autres applications ont été proposées par d'autres groupes comme l'utilisation de leurs fortes

3.3. FIBRES À BANDES INTERDITES PHOTONIQUES À CŒUR SOLIDE

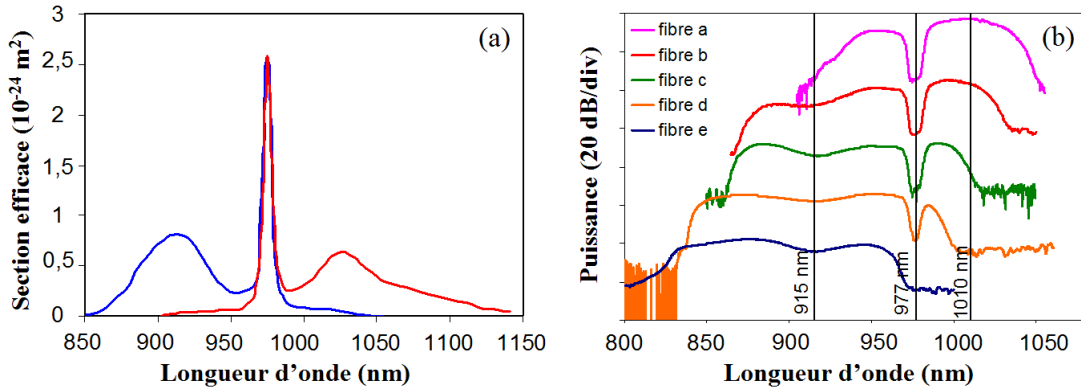


Figure 3.19 – a) Section efficace d’absorption (en bleu) et d’émission (en rouge) de l’ion Yb^{3+} . b) Courbes de transmission de 5 fibres BIP-TS dopées Yb obtenues pour des courtes longueurs de fibre (< 1 m). Les différents spectres ont été décalés verticalement pour accroître la lisibilité de la figure.

sensibilités aux courbures et de leur dépendance spectrale (cf. section 3.3.3) pour réaliser des filtres fibrés accordables [99], la conception de laser émettant à des longueurs d’ondes inhabituelles [48] ou encore la réalisation de laser impulsionnel à $1,035 \mu m$ en tirant cette fois-ci parti des propriétés de dispersion spécifiques au guidage par BIP [50].

Fibre BIP-CS dopé Yb pour applications lasers

Des sources émettant un rayonnement monomode transverse à 980 nm sont attractives notamment pour pomper des lasers/amplificateurs dopés Erbium ou encore pour obtenir, après doublage de fréquence, des sources émettant dans le bleu, autour de 488 nm . Ce type de source peut être réalisé à partir d’une fibre conventionnelle monomode dopée Ytterbium (Yb). En effet le spectre d’absorption et d’émission de l’Yb (cf. Fig. 3.19-a) permet d’envisager un pompage à 915 nm pour émettre autour de 980 nm dans une configuration de type 3 niveaux. Toutefois la forte absorption à 980 nm oblige à maintenir une inversion de population élevée ($>50\%$) tout le long de la fibre afin d’éviter un basculement de l’émission laser vers des plus grandes longueurs d’onde correspondant à la bande d’émission $1010\text{-}1150 \text{ nm}$ de l’Yb (cf. Fig. 3.19-a). De plus l’amplification de l’émission spontanée (AES) due à cette bande est supposée limiter l’efficacité de l’émission à 980 nm et être une source supplémentaire du bruit du laser. Notre proposition pour limiter très fortement ces deux effets néfastes consiste à utiliser une fibre BIP-TS dont le cœur est dopé Yb. En effet en profitant des propriétés spectrales spécifiques aux fibres BIP, il est possible de placer cette bande d’émission $1010\text{-}1150 \text{ nm}$ dans une zone de forte atténuation (ie en dehors d’une BIP) tout en conservant la pompe, à $\lambda_P=915 \text{ nm}$, et l’émission laser, à $\lambda_L=980 \text{ nm}$, dans une zone de faibles pertes (ie à l’intérieur d’une BIP). Par rapport aux autres méthodes rapportées dans la littérature [100–103], *notre technique cumule les avantages suivants* : elle permet de réaliser des *pertes distribuées à l’intérieur même de la fibre amplificatrice, sur une large gamme spectrale* et ne nécessite *aucune épissure ou photo-inscription* de réseaux à pertes.

Afin d’atteindre ce but, nous avons réalisé un assemblage similaire à ceux décrits précédemment (cf. section 3.3.2), si ce n’est que le barreau central en silice pure a été remplacé par un barreau dopé Yb³⁰. Cet assemblage a ensuite été tiré en fibre optique de différents diamètres afin d’ajuster la zone de transmission par BIP de la fibre à nos critères à savoir : zone de faible atténuation pour

³⁰. Ce barreau provient d’une préforme MCVD réalisée à l’IRCICA et attaquée chimiquement à Xlim afin d’augmenter la proportion d’aire dopée Yb dans le barreau final utilisé lors de l’assemblage.

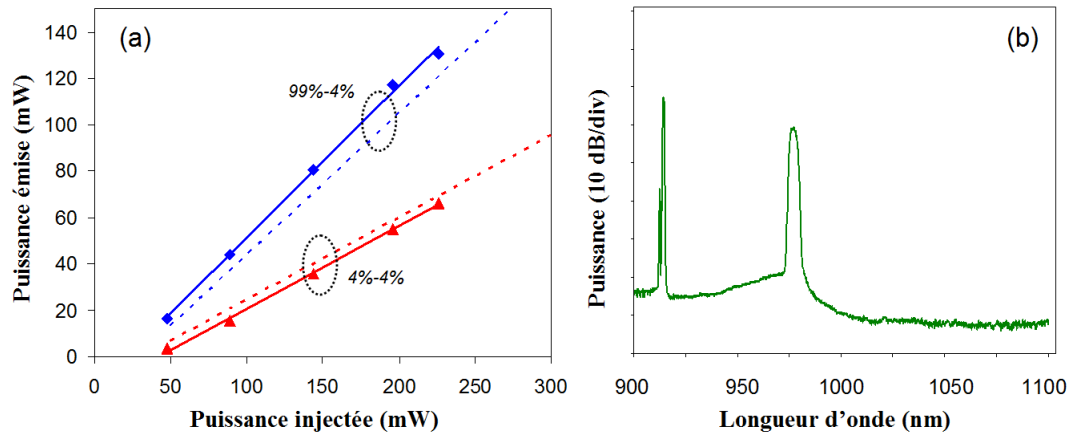


Figure 3.20 – a) Courbes des puissances expérimentales (symboles et traits pleins) et numériques (traits discontinus) émises en fonction de la puissance injectée pour les deux types de configurations étudiées. b) Spectre du signal émis pour une longueur de fibre de 5 m.

la pompe ($\lambda_P=915$ nm) et le laser ($\lambda_L=980$ nm), forte atténuation pour des longueurs d'onde au delà de 1000 nm. La figure 3.19-b illustre les courbes de transmissions de certaines de ces fibres pour lesquelles la fenêtre de transmission par effet BIP et les bandes d'absorptions de l'ytterbium autour de 915 et 977 nm sont clairement visibles. Les tests lasers ont été réalisés sur la fibre d qui constitue un bon compromis entre une forte atténuation au delà de 1 μm (> 60 dB/m d'après une étude numérique) et une bonne transmission à λ_P et λ_L , les pertes de confinement à ces longueurs d'onde étant estimées respectivement à 0,5 et 1 dB/m. Ces dernières valeurs de pertes, dites pertes de fond, sont à comparer à la très forte absorption de la fibre à ces mêmes longueurs d'onde liée à la présence de l'Yb, soit respectivement 10,5 dB/m et 45 dB/m.

La figure 3.20-a résume les résultats des tests lasers obtenus pour une longueur de fibre de 2 m correspondant à la longueur optimale de la fibre considérant la source de pompe à notre disposition [47]. Deux types de configurations lasers ont été testés : une configuration 4% -4% correspondant à une cavité formée par les simples réflexions de Fresnel aux deux extrémités de la fibre BIP et une configuration 99 % -4% pour laquelle un miroir métallique a été abouté à une des extrémités de la fibre. Dans les deux cas, les courbes de puissance émise en fonction de la puissance injectée peuvent être approximées correctement par des droites, même pour des puissances bien supérieures à celle du seuil laser, montrant qu'il n'existe pas de chute de l'efficacité laser due à une augmentation d'un signal dans la bande 1010-1150 nm. Ces efficacités sont de l'ordre de 66 % pour la cavité 4%-99% et de 36 % pour celle de 4% -4%, valeurs en accord avec celles obtenues par un modèle numérique basé sur une théorie décrite par Giles et Desurvire [104]. Afin de confirmer l'efficacité de notre filtrage distribué, nous avons observé le spectre obtenu pour une fibre de 5 m, soit 2,5 fois plus que la longueur optimale. *Malgré cette grande longueur*, qui devrait favoriser une émission dans la gamme spectrale 1010-1100 nm, notre *laser continue bien d'émettre autour de 980 nm*. Soulignons de plus qu'*aucune AES n'est visible* même autour du pic usuel à 1030 nm, confirmant la pertinence de notre proposition.

Précisons enfin que ce principe qui consiste à utiliser une fibre BIP dopée Yb pour forcer l'oscillation spectrale dans une gamme spectrale déterminée a été depuis repris par d'autres groupes [105, 106] pour générer des lasers dans la gamme des grandes longueurs d'onde de l'Yb, particulièrement autour de 1178 nm afin d'atteindre par doublage 589 nm, soit une longueur d'onde très recherchée notamment pour les projets d'étoile artificielle. Ce principe a été aussi adapté avec succès aux fibres Erbium de façon à augmenter le gain disponible à 1,6 μm [107].

Chapitre 4

Fibres à Cristal Photonique et effets Non-Linéaires

Ce quatrième chapitre est consacré à la description de certains de nos travaux récents portant sur la génération d'effets non-linéaires dans les FCP. La 1^{ère} partie traite de la génération contrôlée de supercontinuum (SC) dans des fibres à cœur de haut indice pompées en régime continu tandis que la 2^{ème} partie est consacrée à nos études sur les effets non-linéaires dans des fibres BIP à cœur solide comme celles détaillées dans la section 3.3 du chapitre précédent. Précisons que les travaux décrits dans cette 1^{ère} partie ont été initiés par A. Kudlinski et A. Mussot, ma contribution y étant alors modeste. Ils ne sont présentés ici que brièvement afin d'introduire les deux dernières sous sections de ce chapitre qui traitent du contrôle de la génération de SC et de l'auto-décalage Raman solitonique dans des fibres BIP-CS pompées en régime impulsif, travaux pour lesquels ma contribution a été conséquente.

4.1 Contrôle de SC dans les FCP à cœur haut indice en régime de pompage continu

4.1.1 Contexte et motivations

Il est courant de nos jours de réaliser des SC de largeurs spectrales supérieures à 2 octaves à l'aide de lasers de pompe délivrant des impulsions en régime femtoseconde (laser Saphir-Titane) ou nanoseconde (microlaser $Nd^{3+} : YAG$). Les longueurs typiques de fibres varient alors de moins d'un mètre à la dizaine de mètre. Une approche alternative consiste à utiliser des lasers de pompe émettant en régime continu (CW). Au cours de la propagation, des trains d'impulsion peuvent être générés grâce à l'instabilité de modulation. On cherche alors à compenser les plus faibles puissances crêtes de ces impulsions (par rapports aux lasers de pompe impulsifs précédents) par une augmentation de la longueur sur laquelle se produisent les effets non-linéaires (les longueurs typiques des fibres sont alors de l'ordre de la centaine de mètres pour des puissances de pompe CW de plusieurs Watts).

Cette approche basée sur un pompage continu possède de nombreux avantages. Tout d'abord elle permet d'obtenir des densités spectrales de puissance plus importantes (la puissance moyenne des pompes continues étant couramment bien supérieure à celles des sources pulsées) et un spectre émis plus lisse [108]. De plus les SC générés par de telles sources possèdent des longueurs de cohérence extrêmement faibles et sont donc particulièrement adaptés pour la tomographie optique cohérente submicrométrique. Enfin le développement récent de lasers CW de puissance fibrés permet d'épissurer directement les FCP utilisées pour générer ces SC et ainsi de préserver le format très

avantageux d'un système entièrement fibré. Ainsi dès 2003, A. V. Avdokhin et al. [109] obtiennent, en couplant 8,7 W d'un laser Yb fibré dans 100 m de FCP, une source monomode transverse toute fibrée dont la densité spectrale atteint 12 mW/nm dans la gamme 1065-1375 nm.

Toutefois leur approche ne permet pas de contrôler la gamme spectrale du SC généré¹ et d'optimiser ainsi le budget associé à la puissance de pompe nécessaire pour atteindre la densité spectrale souhaitée dans la gamme de longueur d'onde requise pour une application particulière. De plus, l'élargissement spectral étant alors principalement dû à l'effet Raman, seul les longueurs d'onde supérieures à la pompe (ie bien souvent 1 μm) étaient alors générées significativement. Ce n'est que très récemment (2008) que des extensions vers les courtes longueurs d'onde (dues à des effets associés au mélange à 4 ondes et à des ondes dispersives piégées [110,111]) ont pu être générées en régime de pompage CW mais les puissances de pompes requises pour atteindre le domaine visible dépassaient alors la centaine de Watts [110].

Le but que nous avons recherché lors des travaux exposés ci-dessous était donc double : contrôler la largeur spectrale des SC générés en pompage continu et élargir leurs spectres aux courtes longueurs d'onde, notamment vers le visible pour des applications biomédicales et cela en essayant de minimiser la puissance de pompe nécessaire.

4.1.2 Fibre à deux zéros de dispersion chromatique de vitesse de groupe

Dans cette partie nous allons montrer que l'élargissement spectrale d'un SC peut être contrôlé à l'aide d'une FCP présentant deux zéros de dispersion chromatique de vitesse de groupe.

Principe

La génération de SC en pompage continu est interprété de la manière suivante [110,112–115] : le faisceau continu, injecté en régime anormal, subit l'instabilité de modulation ce qui conduit au cours de la propagation à la formation de trains de solitons proches de solitons fondamentaux. Ces solitons sont ensuite continuellement décalés vers les grandes longueurs d'onde à cause du gain Raman, l'effet étant appelé auto-décalage fréquentiel du soliton ou diffusion Raman intrapulse. L'élargissement spectral du côté des grandes longueurs d'onde de la pompe est donc limité par le taux de cet auto-décalage fréquentiel. Rappelons que ce taux est souvent approximé par la forme simple suivante² :

$$\frac{\partial\Omega}{\partial z} = -\frac{8 T_R |\beta_2|}{15 T_0^4} \quad (4.1)$$

où T_0 et β_2 sont respectivement la durée du soliton et le paramètre de dispersion chromatique de la vitesse de groupe de la fibre. Ω représente l'écart en pulsation induit par l'auto-décalage alors que T_R correspond à la pente à l'origine du gain Raman qui est de l'ordre de quelques femtosecondes pour la silice [116].

L'intérêt d'envisager un pompage en régime anormal, mais entre deux zéros de dispersion, est basé sur les idées suivantes :

- Conserver entre ces deux zéros de dispersion une dispersion anormale relativement faible afin de conserver une durée de soliton courte et donc un taux d'auto-décalage Raman élevé [117].

1. Le bord bleu du SC étant alors donné par la longueur d'onde du laser de pompe, le bord rouge augmentant simplement avec la puissance de pompe injectée (pour finalement être borné dans leur cas par le pic d'absorption lié aux hydroxyles OH présent dans leur fibre.

2. Expression établie en supposant une dépendance spectrale du gain Raman linéaire, approximation utilisée couramment pour des solitons de durée supérieure à 70 fs dans le cas de fibres de silice [116].

4.1. CONTRÔLE DE SC DANS LES FCP À CŒUR HAUT INDICE EN RÉGIME DE POMPAGE CONTINU

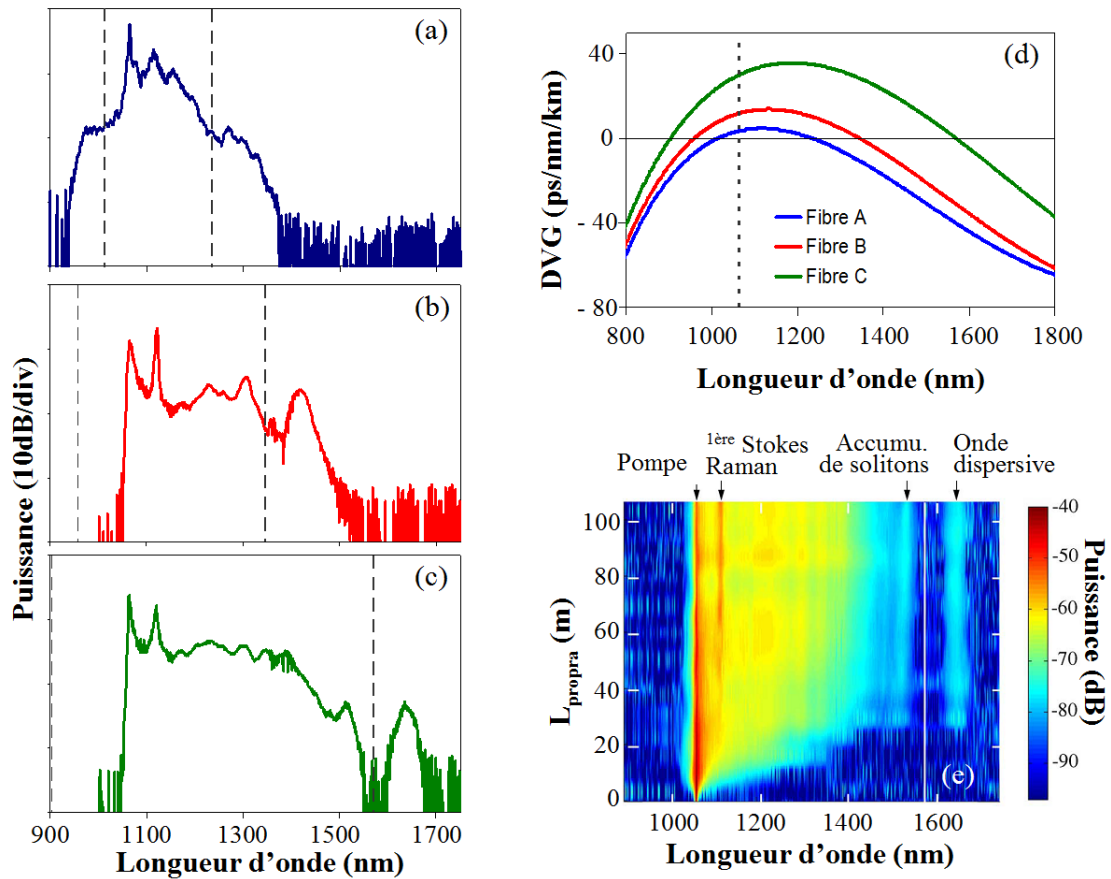


Figure 4.1 – Spectres obtenus en injectant 12,5 W à 1064 nm dans 100 m des fibres A (a), B (b) et C (c), les traits verticaux indiquant les positions des deux longueurs d’onde de dispersion nulle. d) Courbes de dispersion chromatique de vitesse de groupe de ces 3 fibres. e) Dynamique expérimentale de la formation du SC engendrée dans la fibre C en fonction de la longueur de fibre.

- Stopper l’auto-décalage Raman du soliton par la présence d’un 2^{ème} zéro de dispersion côté grandes longueurs d’onde [118] et ainsi pouvoir conserver la puissance émise dans une gamme spectrale souhaitée.

Résultats

Afin de confirmer ces concepts en régime de pompage continu, plusieurs fibres présentant deux zéros de dispersion chromatique de vitesse de groupe (cf. Fig. 4.1-d) ont été réalisées et pompées par un laser continu Ytterbium délivrant 17 W à 1064 nm. Les spectres des différents SC ainsi obtenus pour 100 m de fibre sont représentés Fig. 4.1-a, b et c. Ces dernières montrent bien que le SC est principalement borné par la présence du 2nd zéro de dispersion. Précisons que le pic d’énergie observé (à 1420 nm pour la fibre B et 1630 nm pour la Fibre C) au delà du 2nd zéro de dispersion peut être interprété comme étant dû à des ondes dispersives [115,118] liées aux solitons qui se sont accumulés (à 1310 nm pour la fibre B et 1515 nm pour la Fibre C) juste devant ce 2nd zéro de dispersion. L’étude de la dynamique du spectre émis en fonction de la longueur de la fibre C, par pas de 5 m, met également clairement en évidence (cf. Fig. 4.1-e) cet arrêt de l’élargissement³.

3. Le pic d’énergie autour de 1120 nm est lié à l’onde Stoke Raman et peut être minimisé en supprimant la réflexion en sortie de fibre par une coupe faisant un angle de 8°.

4.1.3 Fibre fortement non-linéaire et à longueur d'onde de zéro de dispersion décroissante

Cette section est dédiée aux résultats, obtenus toujours en pompage continu, démontrant un élargissement spectral spectaculaire notamment côté courtes longueurs d'onde (jusqu'à 470 nm) grâce à une FCP combinant à la fois une décroissance de la longueur d'onde du zéro de dispersion et un cœur fortement non-linéaire.

Principe

Rappelons tout d'abord que le SC étant engendré par des effets non-linéaires liés au coefficient γ de non-linéarité de la fibre et au coefficient C_R associé au gain Raman [116, 119], nous avons tout intérêt à rechercher des fibres ayant des valeurs élevées pour ces coefficients. Le Germanium (Ge) est un dopant bien connu pour augmenter l'indice de réfraction linéaire et le coefficient non-linéaire n_2 de la silice [120, 121]. Ainsi une FCP possédant un cœur dopé Ge aura un coefficient γ accru à cause d'une plus faible aire effective, A_{eff} , et d'un plus fort n_2 , γ étant égal à $\frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$ ⁴. De plus le C_R augmente aussi avec la concentration en Ge [122]. Ainsi, il est clair qu'une FCP à cœur dopé Ge est une bonne candidate pour l'exacerbation des effets non-linéaires et notamment pour faciliter la génération d'un SC.

L'autre aspect important à considérer lorsque l'on cherche à générer un SC est la courbe de dispersion chromatique de la fibre. Il est en effet bien connu que pour obtenir un SC large, il est souhaitable de pomper en régime anormal mais en restant proche de la longueur d'onde du zéro de dispersion [119]. Ainsi les solitons engendrés par l'instabilité de modulation vont pouvoir se décaler rapidement vers les grandes longueurs d'onde via la diffusion Raman intrapulse alors que des ondes dispersives peuvent être simultanément et relativement efficacement générées dans la zone de dispersion normale⁵. Ces ondes dispersives vont ensuite pouvoir se décaler vers les courtes longueurs d'onde (autorisant ainsi un élargissement "symétrique" du SC) grâce au phénomène appelé piégeage d'ondes dispersives par solitons (soliton trapping) mis en évidence notamment par P. Beaud et al. [124] et N. Nishizawa et T. Goto [125]. En effet il a été montré que le décalage des solitons dans le régime de dispersion normale pouvait entraîner un décalage des ondes dispersives dans le régime de dispersion normale, ces deux types d'ondes étant alors liés par une condition d'accord de vitesse de groupe [125].

L'idée est alors de modifier la courbe de dispersion de la fibre le long de sa longueur afin de continuer à pomper à l'entrée de la fibre en régime anormal et proche du zéro de dispersion puis de forcer cet accord de vitesse de groupe à apparaître au cours de la propagation à des longueurs d'onde de plus en plus courtes pour l'onde dispersive afin d'élargir continuellement le SC vers les courtes longueurs d'onde. Pour cela il est souhaitable de décaler la courbe en forme de U de l'indice de groupe vers les courtes longueurs d'onde et donc de diminuer la longueur d'onde du zéro de dispersion le long de la fibre comme illustré schématiquement sur la Fig. 4.2 et démontré expérimentalement dans A. Kudlinski et al. [126].

Résultats marquants

Afin de mettre en évidence expérimentalement les avantages d'une fibre dopée Ge, nous avons réalisé deux FCP [127] ayant des courbes de pertes et de dispersion chromatique de vitesse de groupe similaires (cf. Fig. 4.3-b) mais l'une possédant un cœur en pure silice, l'autre possédant un

4. ω_0 est la pulsation centrale de l'impulsion et c la vitesse de la lumière dans le vide.

5. Phénomène analogue à la radiation de Cherenkov [123].

4.1. CONTRÔLE DE SC DANS LES FCP À CŒUR HAUT INDICE EN RÉGIME DE POMPAGE CONTINU

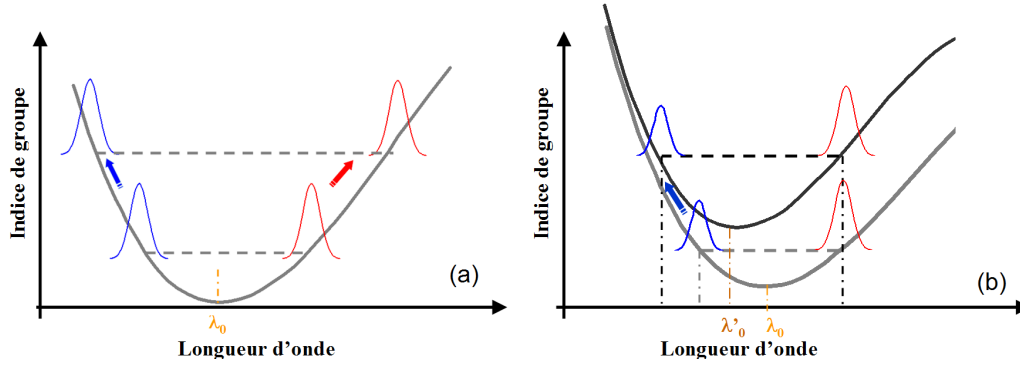


Figure 4.2 – Schéma du principe d'accord de vitesse groupe entre l'impulsion solitonique (en rouge) décalée par le diffusion Raman intrapulse à grandes longueurs d'onde et l'onde dispersive associée (en bleu) côté courtes longueurs d'onde. a) Évolution induite par une augmentation de la puissance initiale du soliton (ou de la non linéarité de la fibre). b) Évolution induite par une longueur d'onde de zéro de dispersion décroissante le long de la fibre de λ_0 à λ'_0 : une diminution de la longueur d'onde associée au zéro de dispersion entraîne une augmentation de l'indice de groupe associé à une même longueur d'onde du soliton et ainsi à décalage vers le bleu de la longueur d'onde de l'onde dispersive afin de préserver l'accord des vitesses de groupe entre ces deux ondes.

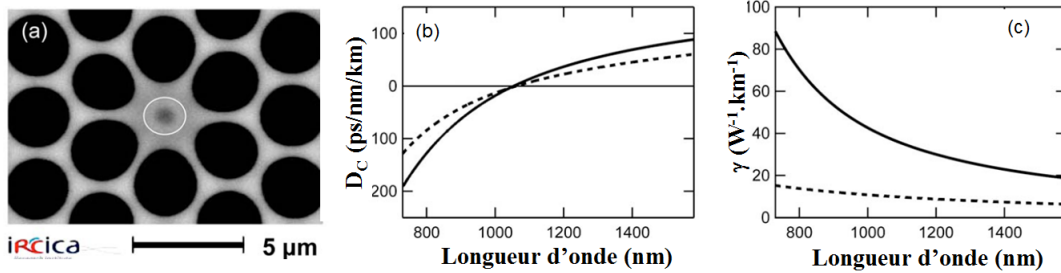


Figure 4.3 – Image MEB de la fibre au cœur dopé Ge (a), le cercle blanc délimitant la zone du dopage. Courbes calculées de la dispersion chromatique de vitesse de groupe (b) et du coefficient non-linéaire (c) de la fibre en pure silice (en trait discontinu) et de la fibre au cœur dopé Ge (en trait continu).

cœur dopé Ge⁶ (cf. Fig. 4.3-a). Le gain apporté par ce dopage en terme de coefficient non-linéaire γ est illustré sur la Fig. 4.3-c obtenue en utilisant la méthode de calcul décrite dans la référence [128] : la fibre dopée Ge possède à la longueur d'onde de pompe un γ quasiment 4 fois plus important que la fibre en pure silice. De même le coefficient C_R ⁷ passe de $2,6 W^{-1}km^{-1}$ pour la fibre en silice pure à $17 W^{-1}km^{-1}$ pour la fibre dopée.

Ces deux fibres pompées par 13 W d'un laser Yb fibré continu génèrent toutes deux un SC s'élargissant autour de la pompe (cf. Fig. 4.4-a), le pompage s'effectuant proche de la longueur d'onde de dispersion nulle (estimée à 1062 nm pour les deux fibres). Le SC obtenu pour 400 m de fibre en pure silice s'étend approximativement de 850 à 1350 nm tandis que celui obtenu pour une longueur de 300 m de la fibre dopée est bien plus large puisqu'il commence à 570 nm pour dépasser 1750 nm qui est la limite de notre analyseur de spectre optique. En utilisant la condition d'accord de vitesse de groupe existant entre les deux extrémités du SC, la limite haute de ce SC a été estimée à approximativement 2040 nm (cf. Fig. 4.4-b). Ainsi le dopage Ge, en augmentant γ et C_R , a permis d'atteindre des longueurs d'onde plus importantes (grâce notamment à un auto-décalage Raman plus efficace) et ainsi de générer également des longueurs d'ondes plus courtes

6. Provenant d'une préforme possédant un profil d'indice parabolique de contraste maximum de $32 \cdot 10^{-3}$.

7. Calculé pour un décalage de 13,2 THz par rapport à la pompe en utilisant la méthode décrite dans la référence [122].

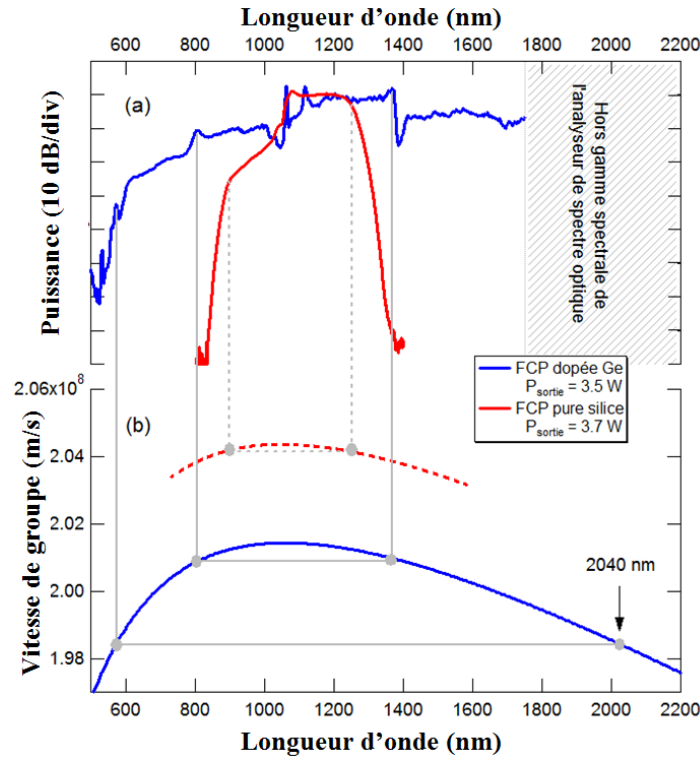


Figure 4.4 – (a) Spectres expérimentaux des SC générés en injectant 13W dans la fibre pure silice (en rouge) et dans la fibre au cœur dopé Ge (en bleu). (b) Courbes des vitesses de groupes associées.

(par piégeage d’ondes dispersives), les deux bords du SC étant reliés par la condition d’accord des vitesses de groupes. Dans notre cas [127], *le gain induit par le dopage se traduit par une largeur fréquentielle du SC quasiment trois fois plus importante*. A titre de comparaison, J.C. Travers et al. [110] rapporte la génération d’un SC de largeur comparable dans une fibre air-silice mais en utilisant une pompe près de 20 fois plus puissante.

Signalons enfin qu’en réalisant une fibre qui combine à la fois un cœur fortement non-linéaire (dopé Ge) et une longueur d’onde de zéro de dispersion décroissante [127], nous avons pu *générer le premier supercontinuum blanc puissant obtenu en pompage continu* avec une puissance injectée de seulement 45 W, comme illustré sur la figure 4.5. Ce SC a été engendré dans une fibre possédant un tronçon uniforme de 50 m suivi d’un tronçon de 130 m le long duquel le diamètre extérieur passe progressivement de 135 à 85 μm assurant ainsi une décroissance de la longueur d’onde du zéro de dispersion et poussant l’accord de vitesse de groupe entre ondes solitoniques et dispersives à se produire pour de plus courtes longueurs d’onde comme explicité précédemment.

4.2 Effets non-linéaires dans des fibres BIP-CS

Comme indiqué dans la section 3.3.4 traitant des applications des fibres BIP-CS, nous avons voulu étudier les particularités en terme de génération de nouvelles fréquences qu’on peut espérer obtenir grâce aux propriétés spécifiques de ces fibres à cœur solide guidant par BIP. La première étude menée concerne le potentiel qu’ouvre ce genre de fibre en terme de génération de second ou troisième harmonique dans un système fibré. Dans un second temps, nous montrons que ce type de fibre permet de contrôler efficacement et facilement l’étendue spectrale d’un SC généré en régime de pompage nanoseconde. Nous terminerons cette partie par une étude de l’impact des

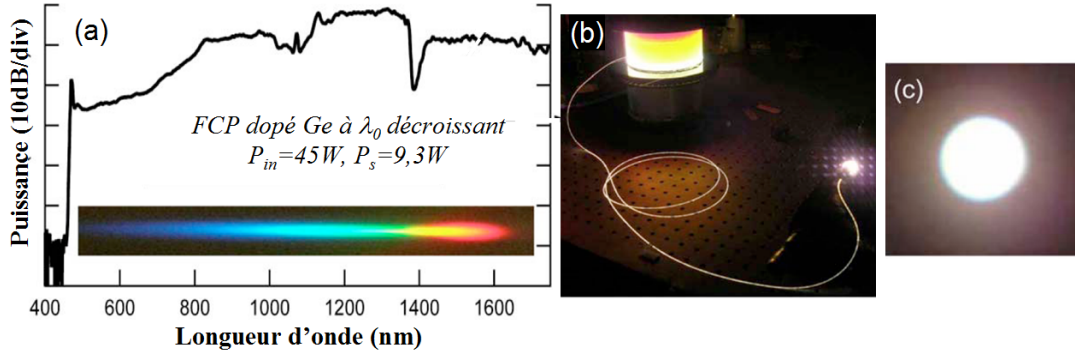


Figure 4.5 – a) Spectre expérimental du SC généré en injectant 45 W dans la fibre dopée Ge possédant une longueur d'onde de zéro de dispersion décroissante le long de la fibre. L'encart illustre le spectre obtenu par dispersion du SC via un prisme. Photos du spot lumineux émis en sortie de fibre (c) et de la bobine (b).

propriétés spectrales de ces fibres sur l'auto-décalage Raman d'impulsions femtosecondes.

4.2.1 Design pour génération de second ou troisième harmonique

Commençons cette section en rappelant que les fibres optiques sont connues pour être de bons outils pour générer des effets non-linéaires. En effet le mécanisme de guidage annulant l'effet de diffraction, il permet de conserver sur de très grandes distances des faisceaux de très faibles aires effectives (jusqu'à quelques μm^2) et donc de fortes densités de puissance. Toutefois, pour pouvoir accumuler efficacement les effets non-linéaires au cours de la propagation, il est indispensable que ces effets soient 'auto-accordés' (comme l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée, les diffusions Raman et Brillouin stimulées...) ou que la fibre soit conçue de façon spécifique afin de respecter une condition particulière, dite d'accord de phase, aux longueurs d'onde mises en jeu. Cette dernière condition, nécessaire pour tout mélange efficace à 3 ou 4 ondes, se traduit mathématiquement, dans le cas particulier de la génération de second harmonique (GSH) ou de troisième harmonique (GTH), par la relation simple suivante :

$$n_{eff}(\lambda) = n_{eff}(\lambda/k) \quad (4.2)$$

où $k=2$ pour la GSH et 3 pour la GTH.

Cette condition, qui signifie que les ondes de pompe et harmonique doivent se propager avec la même vitesse de phase, *n'est jamais satisfaite dans une fibre conventionnelle* pour des ondes pompe et harmonique se propageant selon le mode fondamental du guide. En effet, les deux sources de dispersion chromatique, à savoir celle induite par le matériau et celle induite par le guide, sont toutes deux des fonctions décroissantes de la longueur d'onde. Rappelons que dans le cas de la silice, la différence d'indice du matériau à compenser dans le cas de la GSH et GTH (représentée sur la Fig. 4.6-a) est minimale à une longueur d'onde de pompe respectivement de 1,4 μm et 1,7 μm et vaut alors respectivement $-9,5 \cdot 10^{-3}$ et $-17 \cdot 10^{-3}$.

Pour remédier à ce problème, nous proposons d'utiliser la fibre hybride décrite dans la section 3.3.3 et dont une représentation schématique du profil transverse est à nouveau représentée sur la figure 4.7-a. L'idée est de profiter de la forte dispersion du guide visible sur le diagramme de bande (calculé sans tenir compte de la dispersion des matériaux) représenté sur la Fig. 4.7-b. En effet, l'indice effectif du mode fondamental dans la 1^{ère} BIP étant significativement plus faible que dans la bande spectrale associée au guidage par RTIM, il devient envisageable de compenser la forte dispersion du matériau en plaçant la pompe, de longueur d'onde λ_P , dans la zone RTIM, le signal

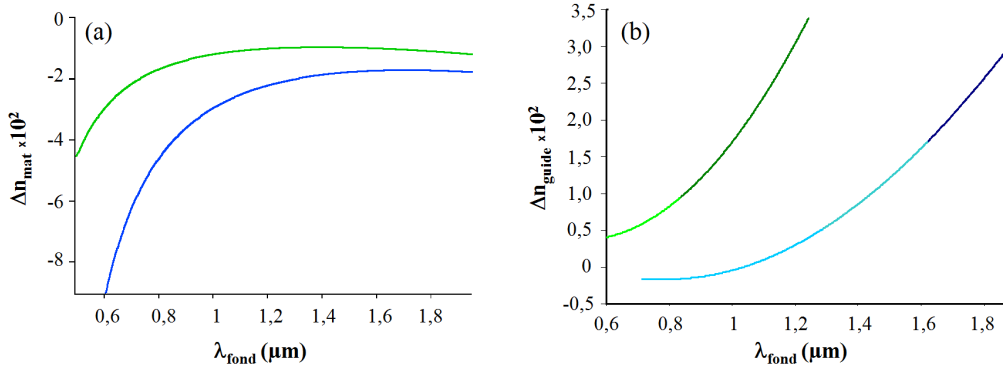


Figure 4.6 – Différence d'indice entre la longueur d'onde de pompe, λ_{fond} , et sa seconde (courbes vertes) ou troisième (courbes bleues) harmonique, λ_{harm} , associée à la dispersion chromatique du verre massif de silice, Δn_{mat} (a) et à celle du guide associée à la fibre hybride, Δn_{guide} (b). Cette dernière a été calculée sans tenir compte de la dispersion des matériaux et dans le cas où le mode fondamental à λ_{fond} est guidé par RTIM alors que le mode à λ_{harm} se situe dans la 1^{ère} BIP. Les parties sombres des courbes de la figure b) correspondent aux zones pour lesquelles la dispersion du guide peut être suffisante pour compenser celle du matériau.

harmonique se situant alors dans la 1^{ère} BIP. De fait, nos études numériques ont prouvé qu'il était possible de trouver de telles structures comme l'illustre la figure 4.6-b. La figure 4.8 permet quant à elle de déterminer le pas de la structure permettant d'obtenir cet accord de phase pour la GSH⁸ ou la GTH à la longueur d'onde de pompe choisie.

Cette solution est très attractive⁹ puisqu'elle ouvre la voie au doublage et au triplage efficace dans une fibre sans devoir faire appel à (i) des techniques de quasi accord de phase [130,131] toujours délicates à mettre en œuvre et limitées à des courtes longueurs ou à (ii) un accord de phase faisant intervenir un mode d'ordre supérieur [116,132] ce qui a le double désavantage de réduire l'efficacité du processus et de générer une onde harmonique avec un profil d'intensité peu avantageux. Enfin rappelons qu'une solution toute fibrée de génération de second ou troisième harmonique remplacerait avantageusement les solutions actuelles basées sur des cristaux non-linéaires, puisqu'elle permettrait un système plus compact, robuste et stable et délivrant un faisceau de bonne qualité spatiale.

4.2.2 Génération contrôlée de SC dans des fibres BIP-CS

Dans cette section nous allons nous intéresser à la génération de SC dans un type de fibre similaire à celui décrit dans la section précédente sauf que pour des raisons pratiques de fabrication les trous d'air ne correspondent plus à des trous interstitiels mais proviennent des trous internes de capillaires assemblés avec des barreaux dopés Ge lors de la réalisation de la préforme (cf. Fig. 4.9-a). De plus le pompage s'effectuera ici dans la 1^{ère} BIP (et non dans le mode RTIM) et le processus non-linéaire étudié ici ne nécessite pas de condition d'accord de phase, la source principale d'élargissement spectral étant due à l'auto-décalage fréquentiel du soliton par effet Raman comme décrit dans la section 4.1.

8. Précisons toutefois que le verre de silice étant centro-symétrique, il sera nécessaire de créer artificiellement une susceptibilité d'ordre 2 (par exemple par poling [129]), pour tirer pleinement partie de cet accord de phase pour la GSH.

9. Elle fait d'ailleurs l'objet d'un brevet sous le n° EP2020611 et dont le titre est *Fibre Optique Microstructurée Hybride permettant un guidage par bandes interdites photoniques et par réflexion totale interne et optimisée pour des applications non-linéaires*, cf. 6.3.6.

4.2. EFFETS NON-LINÉAIRES DANS DES FIBRES BIP-CS

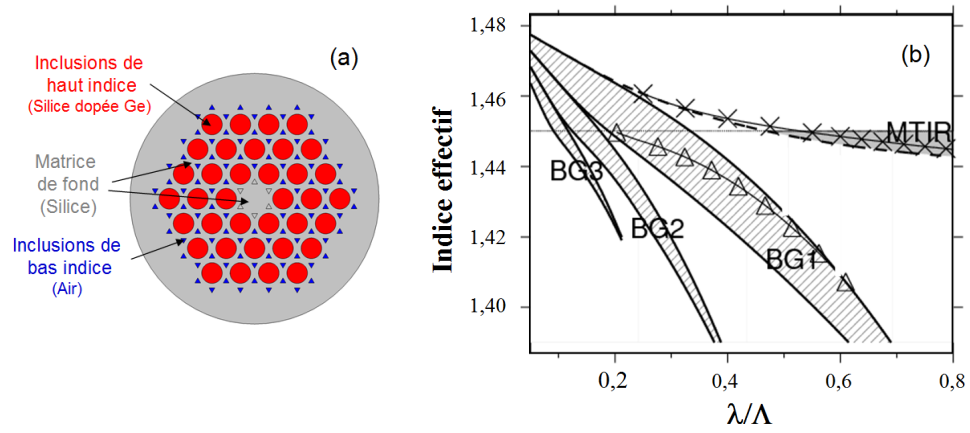


Figure 4.7 – a) Représentation schématique de la structure hybride proposée pour satisfaire l'accord de phase pour la GSH et la GTH. b) Exemple de diagramme de bande (sans tenir compte de la dispersion du matériau) de la structure hybride. Les 3 premières BIP sont hachurées, la zone grisée correspondant au domaine pour lequel le guidage par RTIM est possible. Les courbes de dispersion du mode fondamental dans la BIP (triangle) et dans la zone de RTIM (croix) y sont également représentées.

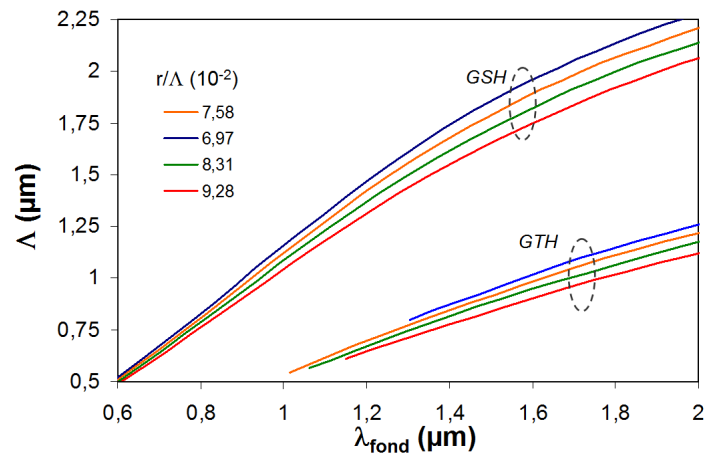


Figure 4.8 – Évolution du pas, Λ , requis pour satisfaire l'accord de phase pour la GSH et la GTH en fonction de la longueur d'onde de pompe et pour différents rapports r/Λ .

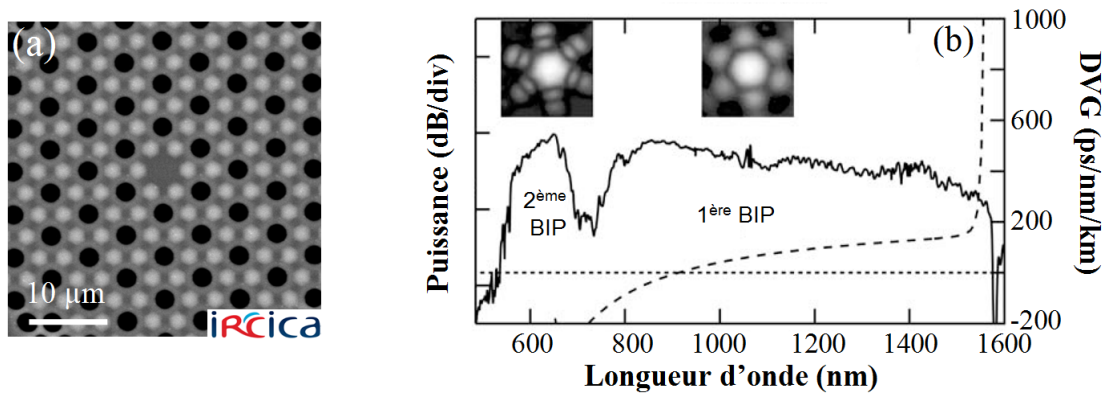


Figure 4.9 – a) Photo MEB d’une coupe transversale de la fibre utilisée pour générer le SC, les zones claires et noires correspondent aux inclusions de haut indice dopées au Ge et aux trous d’air respectivement. b) Spectre expérimental de la transmission (courbe en trait continu) ainsi que la courbe dispersion de vitesse de groupe (courbe en trait pointillé) calculée pour le mode fondamental de la 1^{ère} BIP. Les encarts représentent le profil d’intensité observé dans la 1^{ère} et 2^{ème} BIP.

Contexte et motivations

Rappelons tout d’abord, comme explicité dans la section 3.3, que ce n’est que relativement récemment que des fibres BIP à cœur solide facilement exploitables sont apparues. Ceci explique que relativement peu d’études [133–135] ont porté sur la génération d’effets non-linéaires dans ce type de fibre. Or les fibres BIP possèdent des dépendances spectrales uniques de paramètres clés régissant la dynamique des effets non-linéaires tels que l’aire effective (A_{eff}) ou la dispersion chromatique de vitesse de groupe (β_2). Qui plus est, chaque BIP possède sa propre zone spectrale de dispersion normale et anormale [1]. Ces fibres BIP constituent donc une plateforme de premier choix pour des études fondamentales et/ou appliquées d’effets non-linéaires, qu’ils soient originaux ou plus classiques mais alors exacerbés, ou au contraire inhibés, par la présence de BIP.

Contrairement aux études d’autres groupes (effectuées en régime femtoseconde et dans des BIP d’ordre élevé [133–135]), nous nous sommes intéressés à la génération de SC à l’aide d’un microlaser délivrant des impulsions *nanosecondes* injectées dans la 1^{ère} BIP. L’utilisation de la 1^{ère} BIP, qui usuellement possède des pertes élevées, a été rendue possible par le développement récent de nos fibres hybrides et par l’ajout d’une couronne d’air externe (cf. section 3.3.2). Cette BIP possède l’avantage de diminuer les seuils d’apparition des effets non-linéaires, grâce à la réduction de l’aire effective du mode fondamental, et de posséder une largeur spectrale plus importante que celles des autres BIP. De façon plus précise, nous avons voulu étudier l’impact des propriétés linéaires associées au guidage par BIP sur la dynamique de la génération du SC, notamment son extension côté grandes longueurs d’onde. D’un point de vue pratique, le but recherché est identique à celui de la section 4.1 : pouvoir contrôler la gamme spectrale du SC afin de l’adapter au mieux à l’application visée.

Principe

Nous pouvons en effet nous attendre à ce que l’extension du SC soit limitée par le bord grandes longueurs d’onde de la BIP considérée, cet arrêt de l’élargissement spectral pouvant provenir d’une forte augmentation des pertes, de β_2 et/ou de l’aire effective A_{eff} observables pour tout bord de BIP. Afin de justifier ces affirmations, précisons dans un premier temps l’impact des variations de ces paramètres pris un à un, bien que dans la situation réelle ces 3 paramètres évoluent évidemment

ensemble¹⁰.

Une augmentation des pertes va entraîner une diminution de la puissance disponible et donc des effets non-linéaires en général et en particulier de l'auto-décalage Raman solitonique responsable de l'extension côté grandes longueurs d'onde des SC comme rappelé dans la section 4.1. Notons de plus que, puisque cet auto-décalage a pour origine l'amplification des composantes grandes longueurs d'onde de l'impulsion par effet Raman, il est envisageable qu'une augmentation des pertes avec la longueur d'onde puisse compenser ce gain et ainsi annuler ce décalage fréquentiel.

Concernant l'effet de la dispersion associé à β_2 , rappelons tout d'abord que la largeur temporelle T_0 d'un soliton fondamental satisfait la relation classique suivante [116] :

$$\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = 1 \quad (4.3)$$

où P_0 est la puissance crête de l'impulsion considérée. En supposant que l'impulsion reste solitonique lors du décalage et que son énergie ($\propto P_0 T_0$) soit conservée, on peut s'attendre à ce que la forte augmentation de la dispersion sur le bord de bande induise une forte augmentation de la largeur temporelle de l'impulsion et donc une forte diminution de la puissance crête P_0 et par conséquent de l'efficacité de l'auto-décalage Raman.

Enfin l'augmentation de A_{eff} sur le bord de bande entraîne une diminution de γ et donc, par un raisonnement analogue au précédent, une baisse de l'efficacité de l'auto-décalage Raman.

Le but recherché est alors une vérification expérimentale de ce contrôle de l'extension du SC et d'en préciser le mécanisme principal, notamment si cette limitation est due à un simple filtrage spectral lié aux pertes linéaires ou si au contraire elle peut être obtenue sans perte significative de puissance.

Résultats marquants

La figure 4.10 représente la dynamique de formation d'un SC en fonction de la longueur pour une fibre, ci-après appelée fibre A, possédant une 1^{ère} BIP entre 760 et 1580 nm (cf. Fig. 4.9-b), un zéro de dispersion autour de 915 nm, un coefficient non-linéaire de $8 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ à la longueur de pompe (1064 nm). Cette dynamique est sur les 5 premiers mètres similaire à celle que l'on peut observer pour une FCP à cœur de haut indice pompée également en régime anormal et relativement loin du zéro de dispersion, à savoir l'apparition dans un premier temps de bandes latérales symétriques autour de la pompe dues à l'instabilité de modulation, puis un élargissement asymétrique (uniquement vers les grandes longueurs d'onde), dû à l'auto-décalage Raman d'impulsions de type solitoniques engendrées par l'instabilité de modulation.

Néanmoins, l'élargissement du spectre observé aux grandes longueurs d'onde s'arrête plus brutalement que dans le cas classique des SC engendrés dans des FCP guidant par RTIM. En effet l'élargissement quasi-linéaire sur les 5 premiers mètres s'arrête brusquement autour de 1580 nm, soit au bord de la BIP, et n'augmente alors plus avec la longueur de fibre. Notons de plus qu'il apparaît très clairement un pic de puissance autour de 1550 nm. Nous interprétons ce pic comme étant dû à une accumulation de soliton¹¹ juste avant l'anti croisement [136] entre le mode de cœur et des modes de gaine associés à la fin de la première bande de transmission. L'arrêt de l'élargissement du SC apparaît aussi très nettement lors de l'étude de la dynamique en fonction de la puissance injectée, comme illustré sur les Fig. 4.11-a et 4.12-a.

Afin de confirmer que nous pouvions effectivement contrôler l'extension de cet élargissement,

10. Une étude plus détaillée est présentée section 4.2.3.

11. L'étude de la section suivante portant sur l'auto-décalage Raman dans ce genre de fibre justifiera cette interprétation.

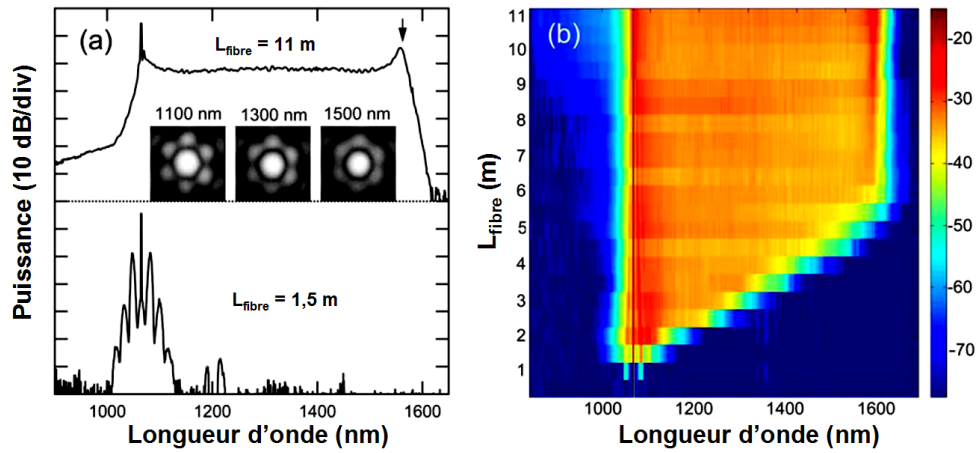


Figure 4.10 – a) Spectres expérimentaux observés pour une longueur de fibre L_{fibre} de 1,5 m (bas) et de 11 m (haut), des photos du champ proche émis à 1100, 1300 et 1500 nm sont insérées en encart du spectre associé à $L_{fibre} = 11$ m. b) Évolution expérimentale du spectre en sortie de fibre en fonction de L_{fibre} obtenue par troncatures successives.

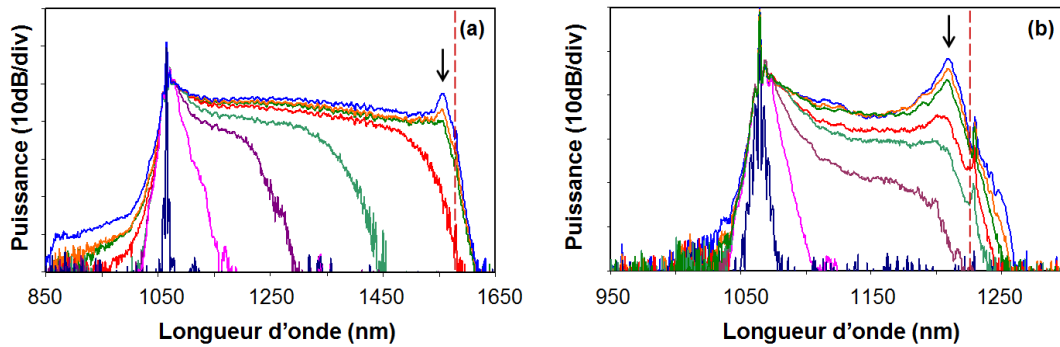


Figure 4.11 – Spectres émis pour $L_{fibre} = 10$ m pour des puissances crêtes incidentes variant de 0,2 à 2,7 kW dans le cas de la fibre A (a) et de la fibre B (b). Pour chaque figure, la flèche indique l'accumulation de puissance observée juste avant la fin de la 1^{ère} fenêtre de transmission symbolisée par le trait discontinu rouge.

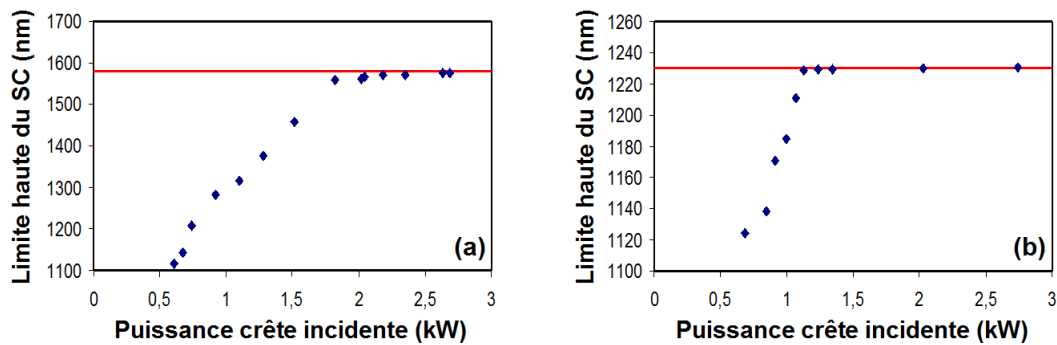


Figure 4.12 – Évolution en fonction de la puissance crête incidente du bord grandes longueurs d'onde du SC pour les fibres A (a) et B (b).

4.2. EFFETS NON-LINÉAIRES DANS DES FIBRES BIP-CS

nous avons réalisé une seconde fibre (fibre B), similaire à la précédente excepté un pas plus petit, si bien que le bord de bande a été ramené autour de 1230 nm. L'étude de la dynamique de l'élargissement du SC en fonction de la puissance de pompe est représentée sur les Fig. 4.11-b et 4.12-b. On y observe clairement que le SC s'arrête de nouveau au bord de bande et qu'une accumulation de puissance est observée juste en amont, autour de 1210 nm.

Après avoir mis en évidence la possibilité de limiter l'expansion du SC grâce à l'utilisation de fibre BIP-CS [137], reste à clarifier le mécanisme responsable de cet effet : quel est le rôle joué par l'augmentation des pertes, de β_2 et de A_{eff} ? La réponse à cette question ne peut pas être mise en évidence expérimentalement de façon simple. Notons toutefois que l'apparition d'une accumulation d'énergie au bord de la BIP ne plaide pas pour un simple filtrage spectral linéaire du SC. De plus, nous avons vérifié que la puissance émise dans le SC au delà de 1100 nm (pour éliminer l'influence due au résidu de pompe) augmente bien quasi linéairement avec la puissance de pompe injectée et cela même après avoir atteint le bord de la BIP. Ainsi *le contrôle de l'extension du SC ne se fait pas au prix d'une augmentation de pertes* du moins notable, rendant ce mécanisme intéressant pour les applications nécessitant une étendue spectrale limitée mais de forte densité spectrale. Cette solution est une alternative intéressante à celle présentée dans la section 4.1 basée sur l'utilisation de fibres RTIM à deux longueurs d'onde de zéro de dispersion. En effet la proposition décrite ici devrait a priori permettre une plus grande flexibilité sur le choix de la longueur d'onde de la pompe et d'arrêt du SC puisque la dispersion du guide des fibres BIP est plus importante que celles des fibres RTIM.

4.2.3 Auto-décalage Raman dans les fibres BIP-CS

Contexte et motivations

Nous avons vu dans la partie précédente que l'extension spectrale d'un SC pouvait être manipulée en utilisant des fibres BIP-CS. Nous avons suggéré que l'accumulation d'énergie observée juste avant la fin de la BIP (cf. Fig. 4.11) pouvait être due à une accumulation de solitons sur le bord de bande liée à un arrêt du décalage fréquentiel induit par la diffusion Raman intrapulse [137]. Signalons que, si un arrêt de ce décalage peut être obtenu dans le cas des fibres présentant deux longueurs d'onde de zéro de dispersion (cf. section 4.1), les raisons de cet arrêt sont ici différentes puisque β_2 ne décroît pas pour s'annuler mais, au contraire, augmente très fortement à l'approche du bord de bande.

Afin de confirmer cette interprétation, nous avons cherché à étudier directement cet auto-décalage Raman dans le même type de fibre que celui étudié précédemment, que ce soit expérimentalement ou à l'aide de simulation numérique. Précisons dès à présent que l'étude numérique, couplée à une étude analytique, permettra de mettre en évidence le poids relatif des différents mécanismes pouvant mener à un quasi arrêt du décalage fréquentiel.

Principaux résultats expérimentaux

Les expériences ont consisté à injecter des impulsions femtosecondes dans une fibre similaire à celle étudiée précédemment¹² et à étudier le spectre récolté en sortie de fibre pour différentes longueurs de propagation. Les résultats ainsi obtenus par la méthode des tronçures successives sont regroupés sur la figure 4.14. Les impulsions de pompe possédaient une largeur totale à mi-hauteur estimée à 270 fs. La longueur d'onde centrale de 1200 nm du rayonnement de pompe a été choisie comme un compromis entre une longueur d'onde qui ne soit ni trop proche du zéro

¹². Excepté un pas légèrement plus petit ce qui conduit à un bord de bande à 1535 nm au lieu de 1580 nm, cf. Fig. 4.13.

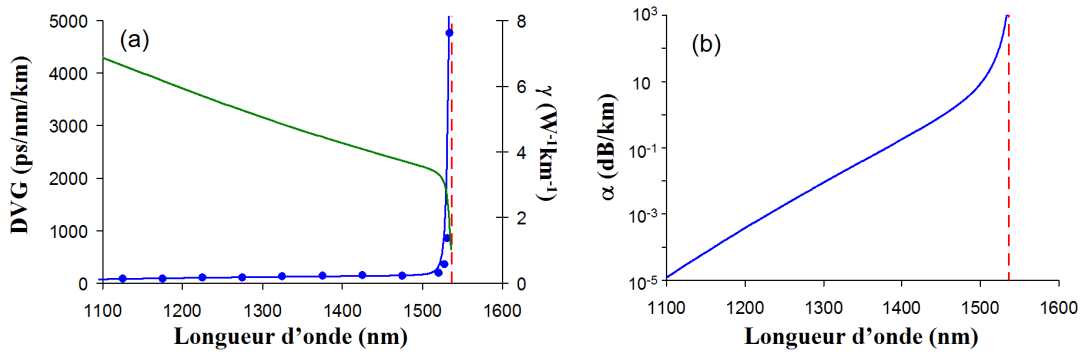


Figure 4.13 – a) Évolution de la dispersion chromatique de vitesse de groupe (courbe bleue), du coefficient non-linéaire γ (courbe verte) et b) des pertes α à l’intérieur de la fenêtre de transmission associée à la 1^{ère} BIP. Les courbes en traits continus sont déduites de calculs numériques, les points de valeurs expérimentales. Les lignes rouges discontinues verticales indiquent la fin de cette première fenêtre de transmission.

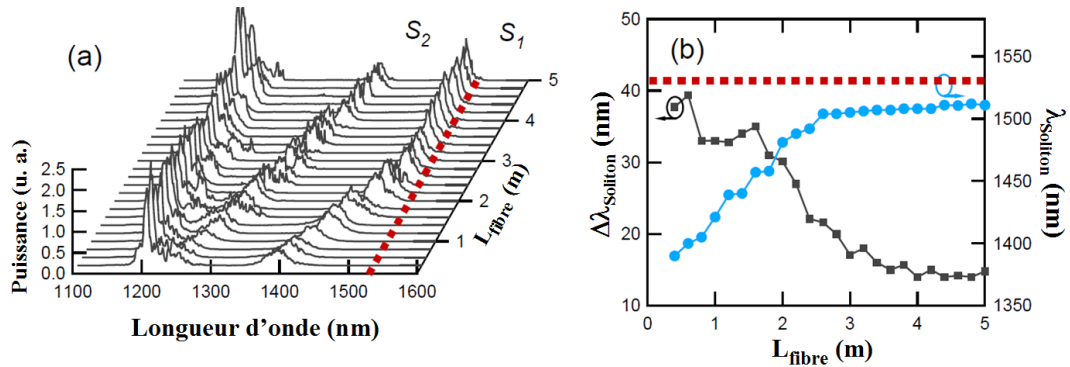


Figure 4.14 – a) Évolution expérimentale du spectre de sortie en fonction de la longueur de fibre (L_{fibre}) pour un pompage à 1200 nm avec des impulsions initiales de 270 fs. b) Évolution au cours de la propagation de la longueur d’onde centrale (λ_{soliton}) et de la largeur totale à mi-hauteur ($\Delta\lambda_{\text{soliton}}$) du premier soliton éjecté. Les lignes discontinues rouges marquent le bord grandes longueurs d’onde de la BIP.

de dispersion (pour éviter la génération d’un SC) ni trop proche du bord de bande (pour pouvoir observer un décalage fréquentiel significatif). De même la puissance des impulsions délivrées par la chaîne femtoseconde¹³ a du être significativement atténuée afin d’éviter la génération de SC (ou même d’endommager la fibre), rendant délicate la détermination de la puissance réellement injectée dans le cœur de la fibre.

Dans l’exemple de la Fig. 4.14, pour lequel la puissance crête est estimée à quelques dizaines de kilowatts, les spectres montrent clairement que deux solitons, S_1 et S_2 , sont éjectés très tôt de l’impulsion de pompe initiale. Ce phénomène bien connu est appelé fission de solitons et est lié à la déstabilisation de l’impulsion initiale par la diffusion Raman et par les termes de dispersion chromatique d’ordres supérieurs à deux [119,124,138,139]. Ces deux solitons fondamentaux S_1 et S_2 subissent chacun un décalage fréquentiel à cause de la diffusion Raman intrapulse, le premier soliton éjecté se décalant plus rapidement car il est tout simplement plus puissant [119,138]. Toutefois le décalage du soliton S_1 ralentit brutalement pour des longueurs de propagation (L_{fibre}) supérieures à 2,5 m : en effet sa longueur d’onde centrale passe progressivement de 1390 nm pour $L_{\text{fibre}} = 0,4$ m à 1510 nm pour $L_{\text{fibre}} = 2,5$ m mais reste quasi inchangée au delà. Cet extrême ralentissement du

13. Chaîne fournie par la société Spectra Physcis et comprenant l’oscillateur Tsunami, l’amplificateur Spitfire Pro-40F et l’OPA Topas-C.

4.2. EFFETS NON-LINÉAIRES DANS DES FIBRES BIP-CS

décalage fréquentiel se produit donc juste avant le bord de bande représenté par le trait discontinu rouge sur les figures 4.13 et 4.14. Notons alors que le spectre du soliton commence à atteindre ce bord de bande (cf. Fig 4.14-a). Précisons enfin que pour des puissances de pompe plus importantes nous avons pu observer l'éjection d'un nombre conséquent de solitons fondamentaux (plus de 5) dont les décalages s'arrêtaient à chaque fois autour de 1510 nm.

Principaux résultats numériques

Afin de confirmer numériquement ces résultats, nous avons résolu la forme modifiée de l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée, forme développée par J. Laegsgaard [140] dans le domaine fréquentiel afin de tenir compte de la dispersion chromatique de l'aire effective ¹⁴ :

$$\frac{\partial \tilde{C}(z, \omega)}{\partial z} = i(\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)[\omega - \omega_0]) \tilde{C}(z, \omega) - \frac{\alpha(\omega)}{2} \tilde{C}(z, \omega) + i \bar{\gamma}(\omega) \mathcal{F} \left\{ C(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t-t') |C(z, t')|^2 dt' \right\} \quad (4.4)$$

avec

$$\bar{\gamma}(\omega) = \frac{n_2 n_0 \omega}{c n_{eff}(\omega) \sqrt{A_{eff}(\omega) A_{eff}(\omega_0)}} \quad (4.5)$$

$$\tilde{C}(z, \omega) = \tilde{A}(z, \omega) \left(\frac{A_{eff}(\omega_0)}{A_{eff}(\omega)} \right)^{1/4} \quad (4.6)$$

où selon les notations usuelles $\tilde{A}(z, \omega)$ représente l'amplitude du champ à la distance z et à la pulsation ω , $\beta(\omega)$ la constante de propagation du mode, β_1 sa dérivée première soit $\frac{\partial \beta}{\partial \omega}$ et le symbole \mathcal{F} la transformée de Fourier de la fonction en argument. Les dépendances spectrales de la constante de propagation, $\beta(\omega)$, des pertes, $\alpha(\omega)$, et de l'aire effective, $A_{eff}(\omega)$, sont déduites de calculs de modes via une méthode classique d'éléments finis pour une fibre idéale (ie ayant une structure parfaitement régulière) en utilisant les paramètres opto-géométriques déduits notamment de mesures au MEB de la fibre réelle. La réponse non-linéaire de la silice est prise sous sa forme habituelle

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (4.7)$$

où $f_R = 0,18$ et $h_R(t)$ est la fonction réponse Raman dont l'expression est approchée par la formule analytique déterminée par D. Hollenbeck and C.D. Cantrell [141].

Nous n'avons pas cherché à reproduire ici quantitativement les résultats expérimentaux, qui mettaient en jeu la fission de l'impulsion initiale en plusieurs solitons fondamentaux. Nous avons préféré mettre en évidence de façon plus pédagogique le rôle de chacun des paramètres clés sur la dynamique du décalage fréquentiel d'un soliton fondamental unique. Pour cela nous avons résolu numériquement l'équation 4.4 en injectant un soliton fondamental de 21 fs (largeur totale à mi-hauteur) et de 100 kW de puissance crête ¹⁵. Nous avons alors pu vérifier que l'on retrouvait bien un quasi arrêt de l'auto-décalage Raman lorsque le soliton s'approche du bord de la BIP comme l'illustre la figure 4.15-a qui représente l'évolution du spectre au cours de la propagation pour des paramètres $\beta(\omega)$, $A_{eff}(\omega)$ et $\alpha(\omega)$ correspondant à la fibre expérimentale. Précisons que la prise en compte ou non de l'atténuation de la fibre n'entraîne aucune modification significative

14. Nous avons en fait résolu l'équation 4.4 qui est similaire à celle présentée dans la référence [108] et qui possède l'avantage par rapport à celle de la référence [140] (i) de conserver la symétrie des notations des amplitudes dans le domaine fréquentiel et temporel et (ii) d'introduire un coefficient non-linéaire $\bar{\gamma}(\omega)$ se réduisant à l'expression classique de γ si on néglige les dépendances spectrales de n_{eff} et A_{eff} .

15. Paramètres retenus car similaires à ceux du soliton S_1 de la Fig. 4.14.

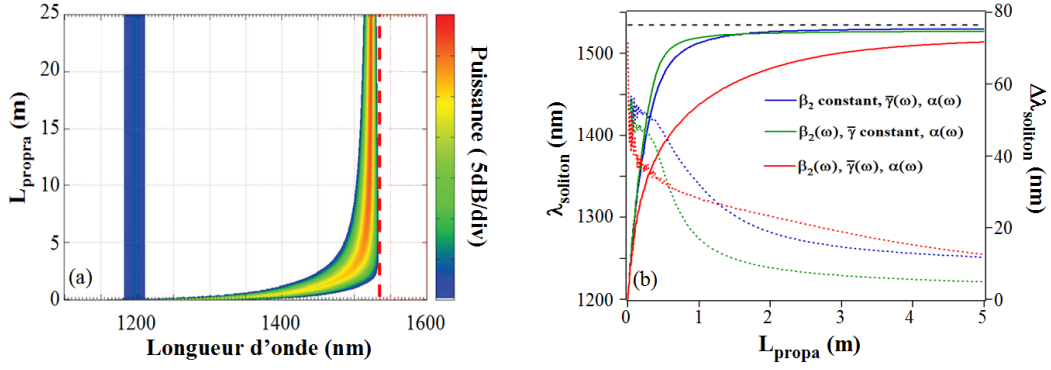


Figure 4.15 – a) Évolution au cours de la propagation du spectre calculé numériquement en résolvant l'équation 4.4 et en tenant compte de la dispersion chromatique de l'ensemble des paramètres ie des fonctions $\beta(\omega)$, $\bar{\gamma}(\omega)$ et $\alpha(\omega)$ associées à la fibre étudiée expérimentalement. b) Évolution de la longueur d'onde du soliton, $\lambda_{soliton}$, et de sa largeur, $\Delta\lambda_{soliton}$ dans le cas des paramètres de la Fig.4.15-a (courbes rouges), en négligeant la dispersion chromatique de β_2 (courbes bleues) ou celle de $\bar{\gamma}$ (courbes vertes).

sur l'ensemble des résultats de la Fig. 4.15, démontrant ainsi que la dynamique de la diffusion intrapulse n'est pas dans notre cas influencée de façon significative par les pertes. Les courbes de la Fig. 4.15-b, représentant l'évolution de la longueur d'onde du soliton ainsi que de sa largeur spectrale, ont quant à elles été obtenues en supposant soit β_2 constant¹⁶ (courbes bleues), soit $\bar{\gamma}$ constant¹⁷ (courbes vertes) soit en tenant compte de la dispersion chromatique de l'ensemble des 3 paramètres clés (courbes rouges) correspondant alors au cas de la Fig.4.15-a.

Pour les trois cas présentés sur la Fig. 4.15-b, le décalage est très fortement ralenti lorsque le soliton s'approche du bord de bande. De plus il s'accompagne d'une compression spectrale comme observé expérimentalement. Ceci implique qu'à la fois l'augmentation de β_2 et la réduction de $\bar{\gamma}$ à l'approche du bord de la BIP peuvent conduire à l'arrêt de l'auto-décalage Raman. Ainsi, dans le cas réel la "vitesse" du décalage est réduite (cf. la courbe rouge en trait plein de la Fig. 4.15-b), les deux effets étant tous deux défavorables à l'efficacité de la diffusion Raman intrapulse.

Discussions

Afin d'aller plus loin dans la compréhension de ce phénomène, nous avons cherché à analyser le poids relatif de l'augmentation de β_2 et de la diminution de $\bar{\gamma}$ sur la dynamique de l'auto-décalage fréquentiel du soliton induit par la diffusion Raman Intrapulse¹⁸. Pour cela nous sommes repartis de l'équation développée par J.P. Gordon [142] :

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dz} = -\frac{f_R|\beta_2(z)|T(z)\pi}{4} \int \Im\left(\tilde{h}_R(\Omega')\right) \frac{\Omega'^3}{\sinh^2\left(\frac{T(z)\pi\Omega'}{2}\right)} d\Omega' \quad (4.8)$$

où $\Im\left(\tilde{h}_R(\Omega')\right)$ est la partie imaginaire de la transformée de Fourier de la réponse Raman et $\bar{\Omega}$ la pulsation centrale du soliton.

16. Le terme $\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)[\omega - \omega_0]$ de l'équation 4.4 devient alors égal à $\frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)[\omega - \omega_0]^2$.

17. L'équation 4.4 est alors équivalente à l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée standard.

18. Nous avons dans cette partie négligé les pertes car, comme déjà mentionné, la prise en compte ou non de celles-ci dans le cas de la fibre réelle (cf. Fig. 4.15-a) n'induit pas de modifications notables de la dynamique de l'auto-décalage Raman. De plus, au moins d'un point de vue numérique, les pertes peuvent être arbitrairement basses en augmentant simplement le nombre de couronnes.

4.2. EFFETS NON-LINÉAIRES DANS DES FIBRES BIP-CS

Bien que la fibre soit supposée invariante le long de l'axe de propagation, ce taux de décalage varie en fonction de z à cause des variations de $T(z)$ et de $\beta_2(z)$ elles mêmes induites par le décalage fréquentiel et à la dispersion chromatique de β_2 et de $\bar{\gamma}$.

En remarquant que la forme modifiée de l'équation non linéaire conserve le nombre de photons [140] et en supposant que l'impulsion continue de pouvoir être approximée par un soliton fondamental lors du décalage, nous pouvons déduire la loi d'évolution suivante pour la durée $T(z)$ de l'impulsion :

$$T(z) = \frac{\bar{\gamma}(0)^2 |\beta_2(z)|}{\bar{\gamma}(z)^2 |\beta_2(0)|} T_0 \quad (4.9)$$

où $T_0 = T(0)$ est la largeur temporelle injectée en $z=0$. La Fig. 4.16-a montre un accord relativement satisfaisant entre l'évolution de la longueur d'onde centrale du soliton calculée en intégrant simplement l'équation 4.8 à l'aide de la relation 4.9 (courbe bleue) et celle obtenue à partir de la résolution numérique de l'équation 4.4 (courbe rouge). A titre d'indication, la courbe verte représente la longueur d'onde centrale obtenue en utilisant la forme simplifiée du gain Raman valable pour $T_0 > 70$ fs et pour laquelle le taux de décalage prend la forme simple suivante :

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dz} = -\frac{8 T_R |\beta_2(z)|}{15 T(z)^4} \quad (4.10)$$

où T_R est de l'ordre de 3 fs [116].

Comme nous l'avons montré dans la section précédente, l'augmentation de β_2 et la diminution de $\bar{\gamma}$ peuvent toutes deux expliquer le quasi arrêt de l'auto-décalage Raman. Afin d'identifier si l'un de ces deux effets domine l'autre, nous avons cherché à exprimer analytiquement la variation au cours de la propagation de ce taux d'auto-décalage fréquentiel. De manière générale, cette variation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{d^2\bar{\Omega}}{dz^2} = A \frac{d\bar{\gamma}}{dz} + B \frac{d\beta_2}{dz} \quad (4.11)$$

Nous avons alors introduit le rapport R :

$$R = \frac{A d\bar{\gamma}/dz}{B \beta_2/d\omega} = \frac{A d\bar{\gamma}/d\omega}{B \beta_2/d\omega} \quad (4.12)$$

où nous avons supposé que les variations selon z n'étaient dues qu'à la variation de la pulsation centrale du soliton (ie que la fibre est supposée invariante selon z). Ainsi une valeur de $R > 1$ implique que la dynamique de l'auto-décalage Raman est dominée par la dispersion chromatique de $\bar{\gamma}$ alors que pour des valeurs de $R < 1$, l'effet prédominant est lié à la dispersion chromatique de β_2 . Le lecteur pourra trouver dans l'annexe 6.2 les expressions analytiques des coefficients A et B ainsi que celles de R pour les deux formes de gain Raman étudiées, à savoir celle liée à la forme de $h_R(t)$ donnée dans la référence [141] et utilisée lors de la section précédente et celle de la variation linéaire en fréquence du gain Raman. Précisons juste ici une différence qualitative sur l'expression de R selon la forme de gain Raman retenue : dans le 1^{er} cas, R dépend à la fois de la fibre (via $\bar{\gamma}(\omega)$ et $\beta_2(\omega)$) et de l'impulsion initiale (via T_0) alors que la dépendance en T_0 disparaît dans le cas de l'approximation linéaire du gain Raman.

La courbe bleue de la Fig. 4.16-b montre l'évolution de ce rapport R calculé pour des paramètres identiques à ceux utilisés pour la courbe rouge de la Fig 4.16-a. On en déduit que si la décroissance de $\bar{\gamma}$ domine tout d'abord la dynamique de l'auto-décalage Raman, l'arrêt observé proche du bord de la BIP est quant à lui principalement dû à l'augmentation brutale de β_2 et donc à *la très forte valeur de β_3 proche du bord de bande* ($10^{-37} \text{ s}^3/\text{m}$). A titre indicatif, nous avons également représenté l'évolution de ce paramètre R lorsqu'on suppose une dépendance du gain Raman linéaire

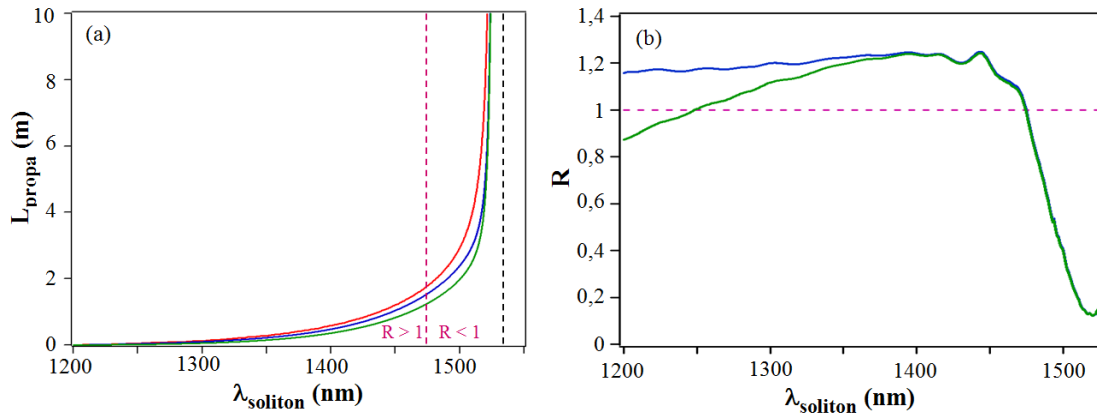


Figure 4.16 – a) Évolution au cours de la propagation de la longueur d’onde centrale du soliton calculée en résolvant la forme modifiée de l’équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (courbe rouge) ou en intégrant l’équation 4.8 (courbe bleue) en utilisant dans les deux cas la forme de la réponse Raman donnée dans la référence [141]. La courbe verte a été obtenue en intégrant l’équation 4.8 mais en utilisant l’approximation linéaire du gain Raman. La ligne noire verticale indique le bord de la BIP. b) Dépendance spectrale du rapport R calculé dans le cas général (courbe bleue) et dans le cadre de l’approximation linéaire du gain Raman.

en fréquence. Si les deux courbes sont au départ différentes, elles se rejoignent à l’approche du bord de la BIP (si bien que dans les deux cas l’effet de la dispersion domine) car l’impulsion est alors temporellement suffisamment longue pour que l’approximation linéaire du gain Raman devienne valide bien que l’impulsion injectée ne soit au départ que de 21 fs.

Ainsi, grâce à l’ensemble de ces études, nous avons pu vérifier qu’il était possible de quasiment stopper le décalage Raman d’un soliton au bord de la BIP sans qu’il y ait forcément une perte d’énergie significative, l’effet pouvant en effet être observé numériquement en absence de toutes pertes. Toutefois, précisons que si le taux de décalage $\frac{d\Omega}{dz}$ tend vers 0 à l’approche du bord de bande, il n’est pas strictement nul puisqu’il faudrait alors que T soit infini et donc que β_2 et/ou A_{eff} soient, eux aussi, égaux à l’infini. Toutefois d’un point de vue pratique, les ralentissements extrêmes¹⁹ que nous avons pu observer sont suffisants pour que l’on puisse considérer une stabilisation de la longueur d’onde centrale du soliton en sortie de fibre.

19. Par exemple le taux d’auto-décalage Raman varie de -60 THz/m à 20 cm de l’entrée de la fibre pour chuter à seulement -0,6 THz/m à 4,5 m.

Chapitre 5

Conclusions générales et Perspectives

Dans ce manuscrit, j'ai tenté de retracer mon parcours scientifique depuis mon stage de recherche de DEA à mes activités de recherche actuelles en tant que Maître de Conférences. Plus précisément une partie seulement des travaux que j'ai réalisés a été présentée, par souci de concision et de cohérence, en commençant par la dynamique non-linéaire de microlasers couplés étudiée au début de mon parcours au sein de l'équipe non-linéaire du laboratoire Phlam pour terminer par des études également d'effets non-linéaires mais observés dans des fibres à cristal photonique au sein de l'équipe photonique de ce même laboratoire. Entre ces deux sections furent décrits certains de mes travaux sur les propriétés linéaires de différents types de fibres à cristal photonique qu'elles guident par RTIM, BIP ou les deux (cas des fibres hybrides).

Durant ces 14 années, j'ai pu acquérir une certaine maturité scientifique grâce notamment à une prise d'autonomie de plus en plus importante depuis une activité de recherche encadrée en DEA à une liberté quasi totale dans le poste de Maître de Conférences que j'occupe depuis 2003, poste qui m'a amené à développer et à encadrer des travaux de recherche portant sur les fibres à cristal photonique. De plus, la reconversion thématique¹ effectuée durant mon stage post-doctoral à l'Université de Bath a également participé au développement de cette maturité scientifique.

Les travaux développés durant ces périodes ont mené à de nombreux résultats, que ce soit :

- La réalisation de "premières" marquantes comme l'obtention d'ouverture numérique record ($> 0,9$) utile, par exemple, pour augmenter l'efficacité des lasers à double-gaine, la réalisation des premières fibres BIP à cœur solide à faibles pertes (< 10 dB/km), des premiers réseaux de Bragg efficaces dans ce type de fibre, ou encore des premières fibres guidant par RTI à grandes longueurs d'onde et par BIP à courtes longueurs d'onde, fibres pouvant conduire à des applications de type conversion de fréquences et notamment la génération de second ou troisième harmonique.
- Le développement de nouveaux modèles notamment pour l'étude des fibres à gaine d'air ou des couplages entre deux microlasers et/ou entre deux modes de polarisation, ces derniers modèles reproduisant fidèlement nos observations expérimentales originales alors que les paramètres introduits sont tous justifiés simplement et déterminés expérimentalement.
- Une meilleure compréhension des mécanismes physiques mis en jeu comme par exemple la clarification des mécanismes de couplage par proximité de microlasers et de leurs conséquences

1. Entre des études portant sur la dynamique non-linéaire de lasers couplés et celles portant sur des fibres à cristal photonique.

(couplage par onde évanescente et par gain ainsi qu’une discussion sur la nature non-linéaire du couplage), l’influence de défauts optogéométriques sur les propriétés des fibres BIP-CS, une meilleure compréhension des diagrammes de bandes associés aux gaines de ces fibres ou encore, plus récemment, des mécanismes pouvant conduire dans une fibre BIP-CS à un arrêt brutal du décalage fréquentiel induit par la diffusion Raman intrapulse.

- Le développement de nouvelles sources comme une fibre BIP-CS dopée Yb forcée à émettre à 980 nm en éliminant le rayonnement à grandes longueurs d’onde ou encore la génération efficace et contrôlée de SC dans des fibres BIP-CS.

La thématique des fibres BIP à cœur solide que j’ai initiée au laboratoire (notamment à l’aide d’un projet jeune chercheur dont j’étais le porteur) a été particulièrement prolifique en terme de publications (12 articles avec un total de citations dépassant 120) et a conduit au dépôt d’un brevet² ainsi qu’à notre participation à l’ANR Focalase. Cette activité a été également soutenue par le CPER Campus Intelligence Ambiante et a profité du travail de deux thésards (V. Pureur et A. Bétourné) que j’ai co-encadrés aux côtés de Y. Quiquempois.

Je profite de cette section pour préciser également que d’autres travaux sur les FCP auxquels j’ai participé, mais non présentés dans ce manuscrit, ont reçu un soutien financier soit local via des plans de pluri-formations, soit national via le CPER et l’ANR (par exemple le projet Fonoteam portant sur la réduction des pertes dans les FCP et le projet Imfini portant sur la génération d’impulsion ultracourte) ou encore de l’Europe (PCRDT NextGenPCF dont la partie me concernant portait sur la possibilité de réaliser des fibres microstructurées résistantes aux courbures pour des applications FTTH³). Enfin, précisons que la qualité des recherches effectuées a été remarquée par la société Draka (deuxième producteur mondial de fibre optique). Ceci a tout d’abord conduit à une convention entre cette société et notre université puis à la formation d’un laboratoire commun entre ces deux entités. J’ai eu alors la volonté de prendre la responsabilité des activités liées au fibrage de ce laboratoire.

En terme de perspectives, je souhaite approfondir les recherches sur les fibres hybrides qui sont pleines de promesses et permettent d’imaginer des fibres possédant des vitesses de phase identiques et des vitesses de groupe similaires à des longueurs d’onde différentes. Ces propriétés sont très intéressantes pour la conversion de fréquences, du type mélange à 4 ondes. La compréhension des mécanismes de guidage est un point crucial pour le succès de ces recherches et des applications qui en découleront. On s’attachera, entre autre, à analyser à la fois les spécificités de ces fibres hybrides mais aussi leurs ressemblances avec des FCP plus ”classiques”, qu’elles guident par RTIM ou par BIP. La réussite de ces recherches permettrait d’envisager le remplacement des cristaux couramment utilisés pour la conversion de fréquences par un système tout fibré bien plus avantageux.

D’autre part, je vais orienter une partie de mes recherches vers l’étude des variations des paramètres de guidage le long de la fibre, qu’elles soient monotones ou périodiques, rapides (sur quelques millimètres) ou lentes (sur quelques mètres). En effet, cette direction de recherche est particulièrement fructueuse lorsqu’elle celle-ci est appliquée à la génération de nouvelles fréquences. Par exemple la réalisation de fibre microstructurée éfilée de manière contrôlée doit permettre l’obtention d’impulsions ultracourtes (idéalement subcycle optique) comme cela est proposé dans le projet Imfini (supporté par l’ANR et en collaboration avec l’institut Femto-St et le LCFIO). Je

2. Cf. le Curriculum Vitae détaillé fourni en annexe 6.3.

3. Fiber To The Home.

propose également d'étudier les effets non-linéaires dans des fibres BIP ou hybrides possédant des propriétés linéaires variant le long de la fibre, par exemple pour générer un auto-décalage Raman très important (typiquement supérieur à un octave) tout en stabilisant la longueur d'onde finale émise comme explicité section 4.2.3. Ce sujet combinera les compétences acquises sur les effets non-linéaires et les fibres BIP-CS à une technique de fabrication développée spécialement pour réaliser des fibres dont le diamètre varie au cours du tirage.

Je suis par ailleurs très intéressé par un projet que nous essayons de mettre en place en collaboration avec le LFCIO, XLIM et l'ONERA, et dont je serais le représentant local. Ce projet, nommé Multifemto, propose d'étudier l'amplification d'impulsions courtes (pico et femtosecondes) à l'aide de fibres multicœurs dopés. L'idée est de répartir l'intensité lumineuse sur différents cœurs de façon à accroître significativement l'aire effective totale de la fibre et d'augmenter ainsi sa capacité à amplifier des faisceaux de forte puissance tout en conservant une bonne qualité spatiale et spectrale du rayonnement émis. Cette thématique met en jeu des compétences que j'ai développées lors de mes recherches sur des FCP dopées à double gaine (entre autre durant mon stage post-doctoral) et lors de mes études de thèse sur la dynamique de couplage par proximité de microlasers.

Enfin la tour de fibrage basse température, qui sera installée fin 2010, permettra de continuer d'élargir le champ des possibilités et de compléter nos compétences en exploitant de nouveaux matériaux, particulièrement ceux réalisés dans le groupe que ce soit par MCVD, OVD ou sol-gel, et contenant des dopants (sous forme de nanoparticules ou d'ions) aux propriétés de luminescence ou non-linéaires intéressantes.

Chapitre 6

Annexes

6.1 Description de la fabrication de fibres à cristal photonique

Cette annexe a pour but d'illustrer à l'aide de schémas et de photos le principe général de la fabrication d'une FCP réalisée par la méthode dite de l'assemblage & étirage (stack & draw). La première étape consiste à tirer à partir d'un tube mère, généralement de diamètres centimétriques, des capillaires de diamètres millimétriques à l'aide d'une tour d'étirage de tube. La seconde étape consiste à assembler manuellement les différents capillaires sous la forme géométrique souhaitée. Dans l'exemple de la figure 6.1, le défaut central correspond à un barreau de silice, ce qui conduira à une fibre de cœur de haut indice, les capillaires autour étant creux (la silice étant en gris et l'air en blanc). Cet assemblage est ensuite inséré à l'intérieur d'un tube manchon en ajoutant si nécessaire des capillaires supplémentaires (comme le coin en rouge sur la Fig. 6.1) pour stabiliser l'ensemble qui constitue alors la préforme primaire. Les zones bleues de la Fig. 6.1 représentent les trous d'air interstitiels apparaissant ici naturellement lors de l'assemblage selon une maille triangulaire de capillaires circulaires. Cette préforme primaire peut ensuite être soit tirée directement en fibre soit étirée d'abord en préforme secondaire (comme dans l'exemple de la Fig. 6.1), elle-même manchonnée avant d'être étirée en une fibre optique finale.

Le principe de fonctionnement d'une tour de fibrage est illustré sur la Fig. 6.2. Une préforme est descendue lentement (\sim mm/min) dans un four chauffé à haute température (2000°C) alors qu'un cabestan situé en bas de la tour permet de tirer rapidement (\sim 100 m/min) cette préforme en fibre. Un capteur placé en sortie de four permet de mesurer le diamètre de la fibre et d'ajuster ainsi en temps réel les paramètres de tirages afin d'obtenir le diamètre visé. La résistance mécanique de la fibre a besoin d'être renforcée avant d'atteindre le cabestan. C'est l'un des buts du système de revêtement en polymère schématisé sur la Fig. 6.2. Les photos de la Fig. 6.3 illustrent quant à elles la centrale technologique actuellement en fonctionnement à l'IRCICA.

6.2 Détermination des expressions analytiques des variations du taux de décalage Raman

En dérivant par rapport à z l'expression de la variation de la pulsation centrale du soliton développée par J.P. Gordon [142] (cf. l'équation 4.8), nous obtenons :

$$\frac{d^2\bar{\Omega}}{dz^2} = \frac{f_R T(z) \pi I(z)}{4} \left[\frac{2\beta_2(z)}{\gamma(z)} (4 - K(z)) \frac{d\gamma}{dz} - (3 - K(z)) \frac{d\beta_2}{dz} \right] \quad (6.1)$$

où nous avons supposé $\beta_2 < 0$ et introduit les variables $I(z)$ et $K(z)$ égales à :

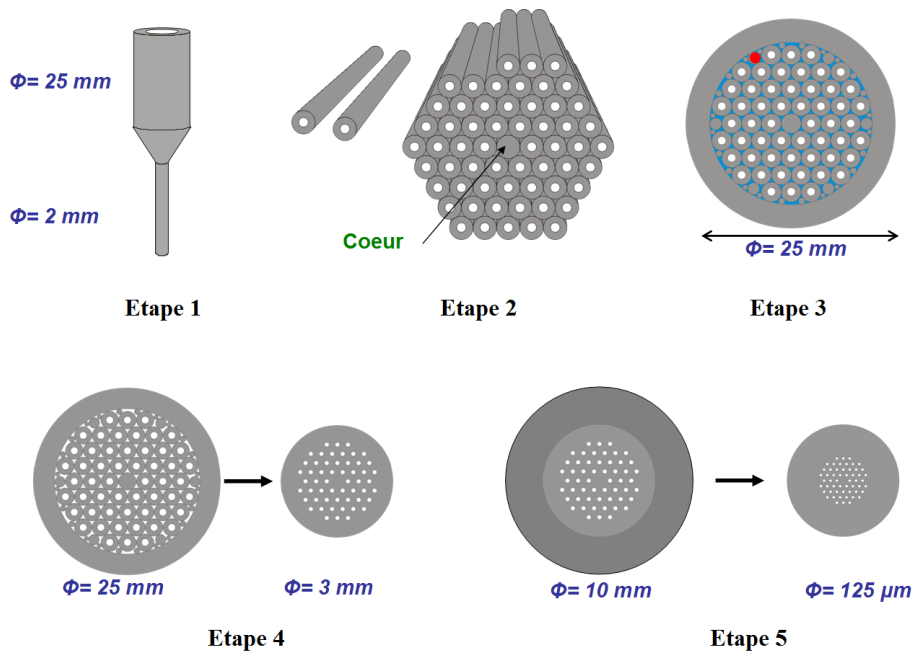


Figure 6.1 – Représentation schématique des différentes étapes d'une fabrication typique d'une FCP. Étape 1 : Étirage d'un tube mère en capillaires. Étape 2 : Assemblage des capillaires sous la forme géométrique souhaitée. Étape 3 : Manchonnage de l'assemblage. Étape 4 : Étirage de la préforme primaire en préforme secondaire. Étape 5 : Fibrage de la préforme secondaire manchonnée en la fibre finale.

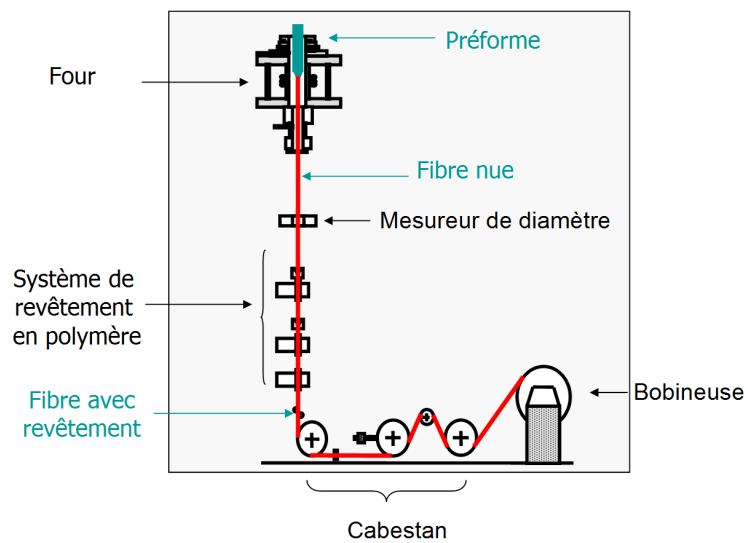


Figure 6.2 – Représentation schématique du principe d'une tour de fibrage.

6.2. DÉTERMINATION DES EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES VARIATIONS DU TAUX DE DÉCALAGE RAMAN

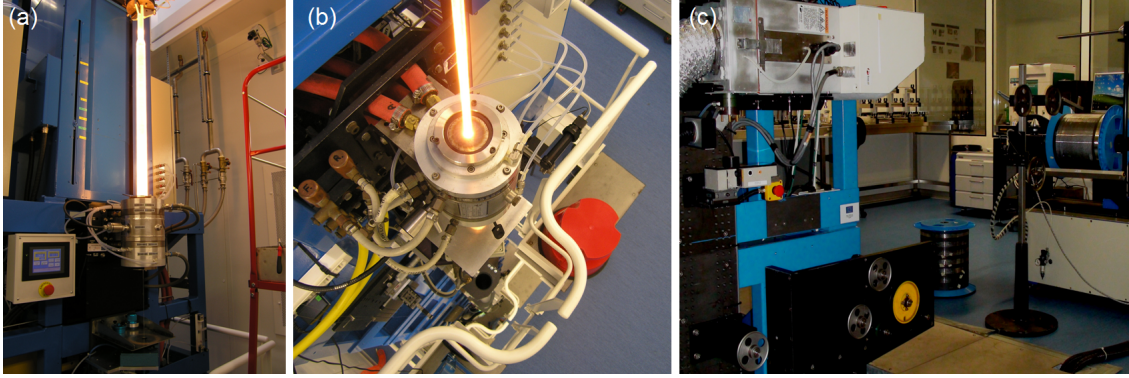


Figure 6.3 – Photos de la centrale fibres photoniques de l'IRCICA durant un tirage d'une préforme en capillaires (a) et en fibre optique (b et c). Les photos (a) et (b) représentent la zone des fours tandis que l'on peut voir le cabestan, la bobineuse ainsi qu'une partie du système de revêtement sur la photo (c).

$$I(z) = \int \Im(\tilde{h}_R(\Omega')) \frac{\Omega'^3}{\sinh^2\left(\frac{T(z)\pi\Omega'}{2}\right)} d\Omega'$$

$$K(z) = \frac{1}{I(z)} \int \left(\Im(\tilde{h}_R(\Omega')) - \left(\frac{d\Im(\tilde{h}_R)}{d\Omega} \right)_{\Omega'} \Omega' \right) \frac{\Omega'^3}{\sinh^2\left(\frac{T(z)\pi\Omega'}{2}\right)} d\Omega'$$

Le paramètre R prend alors la forme suivante :

$$R = -\frac{8\beta_2}{3\bar{\gamma}} \frac{d\bar{\gamma}/d\omega}{d\beta_2/d\omega} \left(\frac{1-K(z)/4}{1-K(z)/3} \right) \quad (6.2)$$

Les expressions précédentes sont générales. Elles peuvent prendre des formes bien plus simples dans le cas de l'approximation régulièrement utilisée pour des impulsions de durée T_0 plus longue que $1/\Delta\nu_{max}$ où ν_{max} est le décalage de fréquence correspondant au maximum de la courbe de gain Raman¹. On peut alors approximer la dépendance spectrale du gain Raman comme étant linéaire si bien que $\Im(\tilde{h}_R(\Omega)) = \frac{T_R}{f_R} \Omega$ où $T_R = f_R \frac{d\Im(\tilde{h}_R)}{d\Omega}|_{\Omega=0}$ soit environ 3 fs dans le cas de la silice. L'expression du décalage Raman prend alors la forme simple suivante [116] :

$$\frac{d\bar{\Omega}}{dz} = -\frac{8T_R|\beta_2|}{15T(z)^4} \quad (6.3)$$

Dans ce cas, le coefficient K s'annule si bien que l'équation 6.1 se simplifie en :

$$\frac{d^2\bar{\Omega}}{dz^2} = \frac{8T_R}{15T(z)^4} \left(8\frac{\beta_2(z)}{\bar{\gamma}(z)} \frac{d\bar{\gamma}}{dz} - 3\frac{d\beta_2}{dz} \right) \quad (6.4)$$

Le coefficient R prend alors la forme suivante :

$$R = -\frac{8\beta_2}{3\bar{\gamma}} \frac{d\bar{\gamma}/d\omega}{d\beta_2/d\omega} \quad (6.5)$$

Ainsi, contrairement au cas général (cf. Eq. 6.2), R ne dépend plus de la durée de l'impulsion initiale mais uniquement des propriétés de dispersion de la fibre (via $\beta_2(\omega)$ et $\bar{\gamma}(\omega)$).

1. Pour la silice $\nu_{max} \simeq 13,2$ THz si bien que l'approximation devient valide pour des $T_0 > 76$ fs.

6.3 Curriculum Vitae détaillé

6.3.1 Etat civil

NOM et prénom : Bouwmans Géraud
 Né le : 6 mars 1975 à Lesquin (59)
 Nationalité : Française
 Situation familiale : Pacsé, sans enfant
 Adresse : Apt. 142, 86 rue Meurein
 59800 Lille
 Téléphone : +33 (0)3 20 40 26 77

6.3.2 Situation actuelle

Fonction : Maître de Conférences, 4^{ème} échelon
 Section CNU : 30 (milieux dilués et optique)
 Unité d'affectation : Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules
 UMR CNRS 8523
 Université Lille 1
 Equipe : Photonique
 Adresse : Institut IRCICA
 Parc de la Haute Borne
 50 avenue Halley
 59658 Villeneuve d'Ascq
 Téléphone : +33 (0)3 62 53 15 39
 E-mail : geraud.bouwmans@univ-lille1.fr

6.3.3 Coursus

1997 - 2001 **Doctorat de Physique** - Université Lille 1
 Allocation de recherche BDI CNRS
Microlasers : Dynamique de Couplage et de Polarisation
 Thèse soutenue le 6 novembre 2001 - *Mention très honorable.*

1996 - 1997 **DEA Lasers, Molécules et Rayonnement Atmosphérique (LAMORA)** -
 Université Lille 1
Mention Très Bien, major de promotion.

1995 - 1996 **Maîtrise de Physique** - Université Lille 1
Mention assez Bien.

1994 - 1995 **Licence de Physique** - Université Lille 1
Mention Bien.

6.3. CURRICULUM VITAE DÉTAILLÉ

6.3.4 Expériences professionnelles passées

- Janv.2001 - **Post-doctorat** - Université de Bath (Royaume-Uni)
Sept. 2003 *Étude des fibres à cristal photonique au sein du groupe photonique de P. Russell.*
- Mars 2003 - **Consultant** à temps partiel (10%) - Blazephotonics - Université de Bath
Sept. 2003 *Étude des fibres à cœur creux.*
- 1997 - 2000 **Doctorat de Physique**- Université Lille 1
Réalisé au sein du groupe non linéaire du laboratoire PhLAM.
Moniteur de l'enseignement supérieur - CIES Nord-Pas de Calais-Picardie.
- 1996 - 1997 **Stage de DEA LAMORA** (mi-temps sur toute l'année) - Université Lille 1
Premières études sur les microlasers et leurs couplages au Laboratoire Phlam.

6.3.5 Activités

Encadrement doctoral

Thèses de doctorat

- Co-encadrement scientifique (50%) avec Y. Quiquempois de la thèse de V. Pureur, soutenue en Janvier 2009.
Titre : *"Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide"*.
- Co-encadrement scientifique (50%) avec Y. Quiquempois de la thèse de A. Bétourné, soutenance prévue Décembre 2010.
Titre : *"Conception et caractérisation de fibres optiques à bandes interdites photoniques"*.

Je me suis également impliqué, bien que non encadrant officiel, aux thèses de C. Baskiotis (*"Evaluation des fibres de Bragg pour le transport de fortes puissances par la modélisation et la caractérisation"*) et de O. Vanvincq (*"Optique linéaire et non-linéaire dans les fibres à bandes interdites photoniques"*) dont les dates de soutenance sont prévues respectivement fin 2010 et été 2011.

Stages Master 2

- Encadrement scientifique (100%) du stage en laboratoire du master Recherche 2 PMOA de F. Desrats, stage de 8 mois à mi-temps effectué en 2009-2010.
Titre : *Fibres BIP à cœur solide hybrides, étude de la dispersion chromatique de vitesses de groupe et de l'auto-décalage Raman solitonique.*
- Encadrement scientifique (100%) du stage en laboratoire du master Professionnel 2 PMOA de Z. Ouhaddou, stage de 5 mois à mi-temps effectué en 2008-2009.
Titre : *Étude de fibres à cristal photonique pour la réalisation de composants optiques originaux.*
- Encadrement scientifique (100%) du stage en laboratoire du master Recherche 2 OMR d'A. Bétourné, stage de 8 mois à mi-temps effectué en 2005-2006.
Titre : *Étude de fibres à bandes interdites photoniques toute solides.*

Activités d'Enseignement, rayonnement, vulgarisation et diffusion des connaissances

Enseignements effectués à l'UFR de Physique

Les enseignements effectués depuis ma prise de fonction sont très variés. Je donne ci-dessous, sous

forme synthétique, l'exemple de l'année 2009-2010 en indiquant les heures en équivalent TD.

Master 2 Recherche	Cours (36h)	Optique Guidée Linéaire et Non Linéaire
Master 2 Pro.	Cours-TD (15h)	Optique Avancée
Prépa-CAPES	Cours-Montage (57h)	Physique Générale
Licence S4	TD et TP (43h)	Ondes et Vibrations
DAEU	Cours-TD (50h)	Physique Atomique et Nucléaire

Rayonnement, vulgarisation et diffusion des connaissances

- Membre du comité local d'organisation d'Optique Lille 2009 réunissant les congrès JNOG et Horizon ainsi que les 25 ans de la SFO (plus de 300 participants) en Juillet 2009.
- Cours invité dans une école doctorale anglophone à Mons (Belgique) en Mai 2005.
- Cours invité dans le cadre de la journée thématique du réseau des technologies femtosecondes sur les fibres à l'Institut d'Optique de Palaiseau en Octobre 2006.
- Cours sur les fibres microstructurées et leur fabrication donné dans le cadre des journées de formation du projet européen NextGenPCF.
- Participation active à la conception, réalisation et animation d'un stand présentant la photonique au grand public dans le cadre de l'Année Mondiale de la Physique (2005).
- Animation d'un stand de vulgarisation de la physique (Optique, IRM etc.) lors de l'Année Internationale de la Physique (2005).
- Vulgarisation scientifique au cours de très nombreuses visites des installations, notamment par des classes de collège et de lycée (depuis 2005).

Activités administratives et de responsabilités collectives

- Responsable de la partie fibrage de la plateforme technologique fibre optique de l'IRCICA.
- Membre élu du vivier du groupe de sections 28-30-37 à l'Université Lille 1 depuis 2009.
- Membre de la Commission ad hoc du groupe de sections 28-30-37 à l'Université Lille 1 depuis 2009.
- Membre du Comité de Sélection pour les recrutements de postes de Maîtres de Conférences 1435 et 0654 (2010).

Projets de recherche et Contrats

Appels à projets retenus

- ANR programme Blanc de Sep. 2009 à Août 2012
 Titre : *Impulsions Monocycles dans des Fibres : Nouvelles Implications*(Imfini)
 Le but de ce projet, en collaboration avec l'institut Femto-st et le LCFIO est de réaliser et caractériser des impulsions ultra-courtes, idéalement sub-cycle optique à l'aide de FCP effilées.
 Responsable Phlam : A. Kudlinski.
 Mise en œuvre : G. Bouwmans, A. Kudlinski, K. Delplace, Y. Quiquempois, G. Martinelli, M. Perrin.
- ANR programme Pnano de Sep. 2009 à Août 2012

6.3. CURRICULUM VITAE DÉTAILLÉ

Titre : *Slightly-multimodal TRansmission And DEtection* (Strade)

L'objectif est d'étudier la transmission et la détection de signaux légèrement multimodes afin d'augmenter la capacité des réseaux télécoms. Les partenaires sont Draka, Alcatel-Lucent Bell Labs France et Kyria.

Responsable Phlam : Y. Quiquempois.

Mise en œuvre : G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, V. Petit, A. Lerouge, K. Delplace, M. Douay.

- Convention entre PhLAM/USTL- Draka (second producteur mondial de fibres optique) de 2007 à 2010.

Titre : *Etude des fibres à bandes interdites*

La convention porte sur l'étude des fibres à bandes interdites, notamment de type Bragg, afin d'évaluer leurs potentiels pour des applications de transport de fortes puissances.

Responsable : M. Douay

Mise en œuvre : M. Douay, Y. Quiquempois, G Bouwmans, M.Perrin.

- ANR programme Blanc de Janv. 2006 à Janv. 2009

Titre : *Fibres Optiques Composites Amplificatrices pour applications aux LASErs de très forte puissance* (Focalase).

Ce projet en partenariat avec l'IRCOM et le LPMC avait pour but de concevoir, fabriquer et caractériser de nouvelles structures de fibres amplificatrices composites à double gaine qui permettront de repousser les limites actuelles des fibres lasers.

Responsable Phlam : L. Bigot.

Mise en œuvre : G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, K. Delplace, G. Martinelli, M. Douay.

- ANR programme Nanosciences & Techno. de Dec. 2005 à Dec. 2008

Titre : *Fibres Optiques à cristaux photoniques Nano Optimisées pour Télécommunications Et Applications Médicales* (Fonoteam).

L'objectif était l'émergence d'applications industrielles basées sur des FCP fortement non-linéaires via la réduction des pertes optiques (nano-déformations, zones absorbantes) et l'exacerbation des effets non-linéaires.

Responsable Phlam : Y. Quiquempois.

Mise en œuvre : G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, G. Martinelli, M. Bouazaoui, M. Douay.

- Projet européen PCRDT de 2006 à 2009

Titre : *Next Generation Photonic Crystal Fibres* (NextGenPCF).

Ce projet intégré européen réunissant des acteurs majeurs de la fibre optique en Europe (Université de Bath, Draka, Heraeus, Alcatel, Xlim, Iena, Ircica...) a plusieurs objectifs portant sur l'amélioration et l'application des FCP mais aussi sur la création de nouveaux types de FCP et dans lequel j'étais responsable UTSL de la partie fibre assistée par trous pour applications FTTH (Fiber To The Home).

Responsable Phlam : M. Douay.

Mise en œuvre : G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, M. Bouazaoui, M. Douay, K. Delplace, A. Lerouge, A. Lecluse.

- Aide jeune chercheur de Juin 2005 à Juin 2006

Titre : *Fibres à Bandes Interdites Photoniques* (FIBI).

Le but recherché était une meilleure compréhension des propriétés de guidage dans les fibres

à BIP afin d'exploiter et/ou exacerber leurs propriétés.

Responsable Phlam : G. Bouwmans

Mise en œuvre : G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois.

6.3.6 Publications

Chapitre d'ouvrage

Co-auteur avec L. Bigot et Y. Quiquempois du chapitre "La lumière manipulée par la matière (2) : les fibres micro-structurées" dans l'ouvrage collectif "nano-optique des matériaux" sous la direction de B. Jacquier et en cours d'édition dans la collection Hermes (Lavoisier).

Revue internationale avec comité de lecture

- 1 - O. Vanvincq, B. Barviau, M. Mussot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, and A. Kudlinski, *Significant reduction of power fluctuations at the long-wavelength edge of a supercontinuum generated in solid-core photonic bandgap fibers*, Opt. Express **18** (23), 24352–24360(2010).
- 2 - O. Vanvincq, A. Kudlinski, A. Betourne, Y. Quiquempois, and G. Bouwmans, *Extreme deceleration of the soliton self-frequency shift by the third-order dispersion in solid-core photonic bandgap fibers*, J. Opt. Soc. Am. B **27** (11), 2328–2335(2010).
- 3 - B. Stiller, S.M. Foaleng, J.-C. Beugnot, M.W. Lee, M. Delqué, G. Bouwmans, A. Kudlinski, L. Thévenaz, H. Maillotte, and T. Sylvestre, *Photonic crystal fiber mapping using Brillouin echoes distributed sensing*, Opt. Express **18** (19), 20136–20142 (2010).
- 4 - I. Razdobreev, H. El Hamzaoui, L. Bigot, V. Arion, G. Bouwmans, A. Le Rouge, and M. Bouazaoui, *Optical properties of Bismuth-doped silica core photonic crystal fiber*, Opt. Express **18** (19), 19479–19484 (2010).
- 5 - J. A. Slater, J.S. Corbeil, S. Virally, F. Bussieres, A. Kudlinski, G. Bouwmans, S. Lacroix, N. Godbout, and W. Tittel, *Microstructured fiber source of photon pairs at widely separated wavelengths*, Opt. Lett. **35** (4), 499–501 (2010).
- 6 - A. Kudlinski, G. Bouwmans, M. Douay, M. Taki, and A. Mussot, *Dispersion-Engineered Photonic Crystal Fibers for CW-Pumped Supercontinuum Sources*, J. Lightwave Technol. **27** (11), 1556–1564 (2009).
- 7 - A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, L. Bigot, G. Melin, and A. Mussot, *White-light cw-pumped supercontinuum generation in highly GeO₂-doped-core photonic crystal fibers*, Opt. Lett. **34** (23), 3631–3633 (2009).
- 8 - C. Baskiotis, Y. Jaouen, R. Gabet, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and P. Sillard, *Microbending behavior of large-effective-area Bragg fibers*, Opt. Lett. **34** (22), 3490–3492 (2009).
- 9 - A. Betourne, A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, A. Mussot, and Y. Quiquempois, *Control of supercontinuum generation and soliton self-frequency shift in solid-core photonic bandgap fibers*, Opt. Lett. **34** (20), 3083–3085 (2009).
- 10 - L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, V. Pureur, O. Vanvincq, and M. Douay, *Efficient fiber Bragg gratings in 2D all-solid photonic bandgap fiber*, Opt. Express **17** (12), 10105–10112 (2009).
- 11 - V. Pureur, G. Bouwmans, K. Delplace, Y. Quiquempois, and M. Douay, *Birefringent solid-core photonic bandgap fibers assisted by interstitial air holes*, Appl. Phys. Lett. **94** (13), art. n° 131102 (2009).

6.3. CURRICULUM VITAE DÉTAILLÉ

- 12 - V. Pureur, A. Betourne, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Kudlinski, K. Delplace, A. Le Rouge, Y. Quiquempois, and M. Douay, *Overview on Solid Core Photonic BandGap Fibers*, *Fiber Integrated Opt.* **28**, (1), 27–50 (2009).
- 13 - A. Betourne, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, and M. Douay, *Design of a photonic crystal fiber for phase-matched frequency doubling or tripling*, *Opt. Express* **16**(18), 14255–14262 (2008).
- 14 - C. Chen, A. Laronche, L. Bouwmans, G. and Bigot, Y. Quiquempois, and J. Albert, *Sensitivity of photonic crystal fiber modes to temperature, strain and external refractive index*, *Opt. Express* **16**(13), 9645–9653 (2008).
- 15 - A. Kudlinski, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, and A. Mussot, *Experimental demonstration of multiwatt continuous-wave supercontinuum tailoring in photonic crystal fibers*, *Appl. Phys. Lett.* **92** (14), art. n° 141103 (2008).
- 16 - V. Pureur, L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and Y. Jaouen, *Ytterbium-doped solid core photonic bandgap fiber for laser operation around 980 nm*, *Appl. Phys. Lett.* **92** (6), art. n° 061113 (2008).
- 17 - A. Kudlinski, V. Pureur, G. Bouwmans, and A. Mussot, *Experimental investigation of combined four-wave mixing and Raman effect in the normal dispersion regime of a photonic crystal fiber*, *Opt. Lett.* **33** (21), 2488–2490 (2008).
- 18 - A. Betourne, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Perrin, and M. Douay, *Improvements of solid-core photonic bandgap fibers by means of interstitial air holes*, *Opt. Lett.* **32** (12), 1719–1721 (2007).
- 19 - M. Perrin, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, and M. Douay, *Coexistence of total internal reflection and bandgap modes in solid core photonic bandgap fibre with interstitial air holes*, *Opt. Express* **15** (21), 13783–13795 (2007).
- 20 - V. Pureur, G. Bouwmans, M. Perrin, Y. Quiquempois, and M. Douay, *Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber*, *J. Lightwave Technol.* **25** (11), 3589–3596 (2007).
- 21 - I. Razdobreev, L. Bigot, V. Pureur, A. Favre, G. Bouwmans, and M. Douay, *Efficient all-fiber bismuth-doped laser*, *Appl. Phys. Lett.* **90** (3), art. n° 031103 (2007).
- 22 - A. B. Rulkov, A. A. Ferin, S. V. Popov, J. R. Taylor, I. Razdobreev, L. Bigot, and G. Bouwmans, *Narrow-line, 1178nm CW bismuth-doped fiber laser with 6.4W output for direct frequency doubling*, *Opt. Express* **15** (9), 5473–5476 (2007).
- 23 - A. Betourne, V. Pureur, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, L. Bigot, M. Perrin, and M. Douay, *Solid photonic bandgap fiber assisted by an extra air-clad structure for low-loss operation around 1.5 μm* , *Opt. Express* **15** (2), 316–324 (2007).
- 24 - H.W. Li, A. S. Daryoush, J.P. Vilcot, D. Decoster, J. Chazelas, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, and E. Deborgies, *Improving thermal stability of opto-electronic oscillators*, *IEEE Microw. Mag.* **7** (4), 38–47 (2006).
- 25 - G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, and M. Douay, *Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm*, *Opt. Express* **13** (21), 8452–8459 (2005).
- 26 - W. Belardi, G. Bouwmans, L. Provino, and M. Douay, *Form-induced birefringence in elliptical hollow photonic crystal fiber with large mode area*, *IEEE J. Quant. Elec.* **41** (12), 1558–1564 (2005).

- 27 - F. Benabid, G. Bouwmans, J.C. Knight, P.S.J. Russell, and F. Couny, *Ultra-high efficiency laser wavelength conversion in a gas-filled hollow core photonic crystal fiber by pure stimulated rotational Raman scattering in molecular hydrogen*, Phys. Rev. Lett. **93** (12), art. n° 123903 (2004).
- 28 - J.D. Shephard, J.D.C. Jones, D.P. Hand, G. Bouwmans, J.C. Knight, P.S. Russell, and B.J. Mangan, *High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers*, Opt. Express **12** (4), 717–723 (2004).
- 29 - W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, T.A. Birks, T.D. Hedley, and P.S. Russell, *Very high numerical aperture fibers*, IEEE Photon. Technol. Lett. **16** (3), 843–845 (2004).
- 30 - G. Bouwmans, F. Luan, J.C. Knight, P.S.J. Russell, L. Farr, B.J. Mangan, and H. Sabert, *Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength*, Opt. Express **11** (14), 1613–1620 (2003).
- 31 - G. Bouwmans, R.M. Percival, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, and P.S.J. Russell, *High-power Er :Yb fiber laser with very high numerical aperture pump-cladding waveguide*, Appl. Phys. Lett. **83** (5), 817–818 (2003).
- 32 - W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.S.J. Russell, *High power air-clad photonic crystal fibre laser*, Opt. Express **11** (1), 48–53 (2003).
- 33 - M.T. Myaing, J.Y. Ye, T.B. Norris, T. Thomas, J.R. Baker, W.J. Wadsworth, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.S.J. Russell, *Enhanced two-photon biosensing with double-clad photonic crystal fibers*, Opt. Lett. **28**, (14), 1224–1226 (2003).
- 34 - C. Serrat, R. Vilaseca, G. Bouwmans, B. Segard, and P. Glorieux, *Observation of noise reduction in spatially coupled microchip lasers*, Phys. Rev. A **66** (3), art. n° 033819 (2002).
- 35 - G. Bouwmans, B. Segard, and P. Glorieux, *Polarisation dynamics of monomode Nd³⁺ : YAG lasers with Cr⁴⁺ saturable absorber : influence of the pump polarisation*, Opt. Commun. **196** (1-6), 257–268 (2001).
- 36 - G. Bouwmans, B. Segard, D. Dangoisse, and P. Glorieux, *Modeling coupled microchip lasers requires complex coupling coefficients*, J. Opt. Soc. Am. B **17** (5), 781–789 (2000).

Conférences internationales

Ne sont présentées ici que les communications orales, l’astérisque indiquant les communications invitées.

- 1 - O. Vanvincq, A. Kudlinski, A. Bétourné, A. Mussot, Y. Quiquempois, and G. Bouwmans, *Cancellation of the soliton self-frequency shift near the bandgap edge of solid-core photonic bandgap fibers*, Nonlinear Photonics (NP), NMC4, Karlsruhe (Allemagne), Juin 2010.
- 2 - H. El Hamzaoui, L. Bigot, G. Bouwmans, I Razdobreev, A. Lerouge, B. Capoen, and M. Bouazaoui, *Making pure or doped nanoporous silica matrices for the achievement of optical fibers preforms*, SiO₂, Advanced Dielectrics and Related Devices, 2010.
- 3 - A. Bétourné, A. Kudlinski, G. Bouwmans, A. Mussot, and Y. Quiquempois, *Supercontinuum generation in solid-core photonic bandgap fibers*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-Europe), CD8, Munich (Allemagne), Juin 2009.
- 4 - B. Capoen, H. El Hamzaoui, L. Bigot, G. Bouwmans, and M. Bouazaoui, *New pure and doped optical fibres using sol-gel technology*, Novel Optical Materials and Applications (NOMA), Cetraro (Italie), Juin 2009.

6.3. CURRICULUM VITAE DÉTAILLÉ

- 5 - A. Kudlinski, B. A. Cumberland, G. Travers, J. C. and Bouwmans, Y. Quiquempois, and A. Mussot, *Dynamics of cw supercontinuum generation in photonic crystal fibres with two zero-dispersion wavelengths*, Materials, Devices and Spatio-Temporal Effects. EOS Annual Meeting, Paris, Sept-Oct. 2008.
- 6 - A. Kudlinski, B. A. Cumberland, J. C. Travers, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, and A. Mussot, *CW Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibres with Two Zero-Dispersion Wavelengths*, 1st Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications, Sao Pedro (Brésil), Août 2008.
Publié dans AIP Conference proceedings, **1055**, pp. 15–18 (2008).
- 7 - C. Chen, A. Laronche, G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, and J. Albert, *The inner cladding mode in a photonic crystal fiber for temperature and refractive index-independent strain sensing applications*, 19th International conference on optical fibre sensors, Perth (Australie), Avril 2008.
Publié dans Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers **7004** (1-2), p. B46 (2008).
- 8 - A. Mussot, A. Kudlinski, J-C Beugnot, T. Sylvestre, M. Gonzalez-Herraez, and G. Bouwmans, *Extended blue side of flat supercontinuum generation in PCFs with a CW Yb fiber laser*, IEEE/LEOS Winter Topical Meeting, Sorrento (Italie), Janv. 2008.
Publié dans IEEE/LEOS Winter Topical Meeting series pp-178–179 (2008)
- 9 - * G. Bouwmans, V. Pureur, A. Betourne, Y. Quiquempois, L. Bigot, M. Perrin, and M. Douay, *Solid-Core Photonic Bandgap Fiber and its future potential*, IEEE/LEOS Winter Topical Meeting, TuD3.4, Sorrento (Italie), Janv. 2008.
Publié dans IEEE/LEOS Winter Topical Meeting series pp. 186–187 (2008)
- 10 - * G. Bouwmans, V. Pureur, A. Betourne, Y. Quiquempois, M. Perrin, L. Bigot, and M. Douay, *Progress in solid core photonic bandgap fibers*, Symposium on Microstructured and Nanostructured Optical Fibers (ICMAT), F-5-IN8, Singapore Juillet 2007.
Publié dans J. of Optical and Quantum Electronics **39**, pp. 949–961 (2007).
- 11 - L. Bigot, Y. Pureur, V. Jaouen, Y. Quiquempois, and G. Bouwmans, *Ytterbium-doped 2D solid core photonic bandgap fiber for laser operation at 980 nm*, European Conference on Optical Communication (ECOC), Mo 1.4.6, Berlin, Sept. 2007.
- 12 - * Y. Quiquempois, A. Betourne, V. Pureur, G. Bouwmans, L. Bigot, M. Perrin, and M. Douay, *Nonlinear applications in silica glasses : Poling and new microstructured optical fibers*, ISNCS 2007 (Brésil), 2007.
- 13 - B. Rulkov, Ferin, S. V. Popov, J. R. Taylor, I. Razdobreev, L. Bigot, and G. Bouwmans, *6.4 W, Narrow-line CW Bismuth-doped Fiber Laser for Frequency Doubling to 590nm*, Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS 2007), Baltimore (USA), mai 2007.
Publié dans Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference **1-5**, pp. 1904–1905 2007.
- 14 - A. Bétourné, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, Y. Perrin, and M. Douay, *Novel solid-core photonic bandgap fiber structures for second and third harmonic generation*, NonLinear Photonics (NP), Postdeadline JWBPBP5, Québec (Canada), Sept. 2007.
- 15 - A. S. Daryoush, H. W. Li, G. Bouwmans, D. Decoster, J. Chazelas, and F. Deborgies, *Performance evaluation of opto-electronic oscillators employing photonic crystal fibers*, 36th European Microwave Conference, Manchester (RU), Sep. 2006.
Publié dans European Microwave Conference 2006 (1-4), pp. 1808–1811.

- 16 - L. Bigot, I. Razdobreev, V. Pureur, A. Favre, G. Bouwmans, and M. Douay, *Broadband and efficient bismuth fiber laser around 1.2 μm* , Europhoton, ThE6, Pise (Italie), Sept. 2006.
- 17 - * V. Pureur, A. Betourne, G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, W. Belardi, and M. Douay, *Recent results in photonic crystal fibres*, Europhoton, TuB1, Pise (Italie), Sept. 2006.
- 18 - *M. Douay, V. Pureur, A. Betourne, G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez and M. Lancry, *All Solid Band Gap Fibers*, European Conference on Optical Communication (ECOC), Cannes, Sept.2006.
- 19 - W. Belardi, G. Bouwmans, L. Provino, V. Pureur, and M. Douay, *A large mode area elliptical hollow photonic crystal fiber*, Conference on Optical Fiber Communications (OFC), Anaheim (USA), Mars 2006.
- 20 - * E. Berrier, C. Zoller, A. Favre, V.N. Nguyen, L. Courthéoux, L. Bigot, G. Bouwmans, F. Belclin, B. Capoen, and Bouazaoui M., *Sol-gel derived silica glasses for optical fiber preforms : recent advances and applications*, Eight ESG conference on glass science and technology, Sunderland (R.U.) Sept. 2006.
- 21 - J.Y. Ye, M.T. Myaing, T.B. Norris, T.P. Thomas, I. Majoros, A. Kotlyar, J.R. Baker, W.J. Wadsworth, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.S.J. Russell, *Double-clad photonic-crystal-fiber based scanning microscopy*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore (USA), Mai 2005.
Publié dans Conference on Lasers & Electro-Optics, Vols 1-3, pp. 1509–1511 (2005).
- 22 - J.Y. Ye, M.T. Myaing, T.P. Thomas, I. Majoros, A. Koltlyar, J.R. Baker, W.J. Wadsworth, G. Bouwmans, J.C. Knight, P.S.J. Russell, and T.B. Norris, *Development of a double-clad photonic-crystal-fiber based scanning microscope*, Multiphoton Microscopy in the Biomedical Sciences V San Jose (USA), Janv. 2005.
Publié dans Proceedings of the society of photo-optical instrumentation engineers, vol. 5700, pp. 23–27 (2005).
- 23 - G. Humbert, J.C. Knight, G. Bouwmans, P.S. Russell, D.P. Williams, P.J. Roberts, and B.J. Mangan, *Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery*, LEOS Topical Meeting on Photonic Crystals and Holey Fibers, Vancouver (Canada), Juillet 2003.
Publié dans Opt. Express **12**, 1477-1484 (2004)
- 24 - J. D. Shephard, B. Mangan, J. D. C. Jones, G. Bouwmans, P. St.J. Russell, J. C. Knight, and D. P. Hand, *Delivery of high energy light through pbg fibre for laser machining applications*, ICALEO 04, M607, San Francisco (USA), Oct. 2004.
- 25 - J. D. Shephard, J. D. C. Jones, D. P. Hand, G. Bouwmans, J.C. Knight, P. St. J. Russell, and B. J. Mangan, *Delivery of high-peak power nanosecond pulses through air-core photonic bandgap fibres*, Conference on Lasers and Electro-Optics, 2004.
- 26 - G. Antonopoulos, F. Benabid, T. A. Birks, G. Bouwmans, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Experimental demonstration of the bandgap frequency shift in D_2O -filled hollow-core photonic crystal fibers*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2004), CThHH1, San Francisco (USA), Mai 2004.
- 27 - G. Antonopoulos, F. Benabid, T.A. Birks, D.M. Bird, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.St.J Russell, *Experimental demonstration of refractive index scaling in photonic bandgap fibers*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2004), San Francisco (USA), Mai 2004.
- 28 - F. Benabid, G. Bouwmans, F. Couny, J.C. Knight, and P. St. J. Russell, *Rotational SRS in hydrogen gas filled hollow-core pcf with 3 nJ threshold and 92 % conversion efficiency*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CThEE5, San Francisco (USA), Mai 2004.

6.3. CURRICULUM VITAE DÉTAILLÉ

- 29 - M. T. Myaing, J. Y. Ye, T. B. Norris, T. Thomas, J. R. Baker, W. J. Wadsworth, G. Bouwmans, J. C. Knight, and P. S. Russell, *Two-photon fluorescence biosensing with conventional and photonic crystal fibers*, Photonics West, symposia BIOS, San Jose(USA), Janv. 2004
Publié dans Proceedings of the SPIE **5317**(1), 151-157, 2004).
- 30 - M. T. Myaing, J. Y. Ye, T. B. Norris, T. Thomas, A. Kotylar, P. Cao, J. Baker, W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.St.J. Russell, *Enhanced biosensing using holey fibers*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CMG2, Baltimore (USA), Juin 2003.
- 31 - * R.M. Percival, W.J. Wadsworth, G. Bouwmans, J.C. Knight, T.A. Birks, T.D. Hedley, and P.St.J. Russell, *High power photonic crystal fibre laser with very high na pump cladding*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CWO3, Baltimore (USA), Juin 2003.
- 32 - G. Bouwmans, R.M. Percival, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, T.A. Birks, and P.St.J. Russell, *High power Er/Yb fiber laser with very high numerical aperture pump cladding waveguide*, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO),CL2-1-THU, Munich (Allemagne), Juin 2003.
- 33 - * P.St.J. Russell, J.C. Knight, F. Benabid, G. Bouwmans, G. Antonopoulos, W.H. Reeves, and W.J. Wadsworth, *Generation and wavelength conversion of laser light in photonic crystal fibres*, Advanced Solid State Photonics meeting, San Antonio (USA), Fév. 2003.
- 34 - C. Serrat, J. Torrent, M. C. and Garcia-Ojalvo, R. Vilaseseca, G. Bouwmans, B. Ségard, and Glorieux P., *Intensity noise reduction in spatially coupled microchip lasers*, Photonics West, symposia LASE, San Jose CA (US), Janv. 2003.
Publié dans Solid State Lasers XII **19** 4968-4968 (2003)
- 35 - * P. Russell, W.J. Wadsworth, G. Bouwmans, R.M. Percival, and J.C. Knight, *High power photonic crystal fibre lasers and amplifiers*, OSA annual meeting, Orlando (USA), Sept. 2002.
- 36 - * W.J. Wadsworth, J.C. Knight, R.M. Percival, G. Bouwmans, A. Ortigosa-Blanch, and P.St.J. Reeves, W.H. and Russell, *Properties and applications of photonic crystal fibres*, IQEC / LAT 2002, Moscou (Russie), Juin 2002.
- 37 - G. Bouwmans, B. Ségard, P. Glorieux, N. Milovsky, Y. Khandokhin, and E. Shirokov, *Phase sensitive effects in laser polarisation dynamics : A test bench for yag laser models*, XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO), Minsk (Belarus), Juin 2001.
- 38 - G. Bouwmans, B. Ségard, D. Dangoisse, and P. Glorieux, *Polarization effects in microchip YAG : Cr⁴⁺ lasers*, Conference on Polarization Effects in Laser, Spectroscopy and optoelectronics (PELS 2000), Southampton (UK), Sept. 2000.
- 39 - * G. Bouwmans, B. Ségard, and P. Glorieux, *Coupled microchip lasers*, Conference on Coherent Structures in Optical Systems (COCOS 1999), Munster (Allemagne), Oct. 1999.

Brevets

- Inventeurs : A. Kudlinski, A. Mussot, G. Bouwmans, G. Mélin. Déposé le 25 mai 2010 sous le n° FR1054023.
Titre : *Système de génération d'une lumière polychromatique en régime continu par fibre microstructurée dopée.*
- Inventeurs : B. Barviau, A. Kudlinski, G. Bouwmans, A. Mussot. Brevet déposé le 27/05/2010.
Titre : *Amélioration de la stabilité de sources supercontinuum.*

- Inventeurs : Y. Quiquempois, G. Bouwmans, M. Perrin, A. Bétourné, M. Douay, K. Delplace, A. Lerouge, L. Bigot. Déposé Juillet 2007. Extension à l’International en Juillet 2008 (PCT) sous le n° EP2020611. Dépôt en cours aux USA, en Europe et au Japon.
Titre : *Fibre Optique Microstructurée Hybride permettant un guidage par bandes interdites photoniques et par réflexion totale interne et optimisée pour des applications non linéaires.*
- Inventeurs : H. El Hamzaoui, M. Bouazaoui, B. Capoen, L. Bigot et G. Bouwmans. Publication internationale le 15/04/10 sous le n° WO2010/040910 et publication européenne le 14/04/10 sous le n° EP2174916.
Titre : *Monolithe de silice de haute pureté et son procédé de synthèse.*

6.4 Sélection d’articles

Comme il est de coutume, j’ai ajouté à ce manuscrit une sélection d’articles dont je suis co-auteur. Mon choix, forcément arbitraire, ne s’est pas effectué sur des critères de taux de citations des dits articles ni sur ma place dans la liste des auteurs. Il s’est en fait porté sur des publications qui apportaient des approfondissements sur les sujets abordés dans ce manuscrit ou au contraire présentaient de façon concise des travaux non décrits ici et qui incluent à la fois de la fabrication, des résultats expérimentaux et des discussions sur les phénomènes observés.

Modeling coupled microchip lasers requires complex coupling coefficients

G. Bouwmans, B. Segard, D. Dangoisse, and P. Glorieux

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, Centre d'Etude et de Recherches Lasers et Applications, Bâtiment P5, Université des Sciences et Technologies de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

Received September 21, 1999

Two coupled microlasers display instabilities in the intermediate regime between locked and independent states of oscillations. The frequencies and amplitudes of these oscillations exhibit strongly asymmetric behaviors for positive and negative detunings. Our experimental findings cannot be accounted for by coupled-equation models with purely real or imaginary coupling coefficients but are well described if complex coupling coefficients are introduced. We describe a method to determine experimentally the coupling coefficient and study its dependence as a function of the separation between lasers. © 2000 Optical Society of America [S0740-3224(00)01205-4]

OCIS codes: 140.0140, 140.3290, 190.0190, 190.3100.

1. INTRODUCTION

The recent development of microchip lasers and their possible use in large-scale integration allows realization of microchip arrays. For an understanding of their dynamics, it is crucial to elucidate the coupling mechanisms of two microchip lasers placed nearby each other on the same wafer. Coupling of lasers has long been investigated in the context of laser arrays,¹ lasers with injected signals,² or, more recently, synchronized chaos,³ with limit situations of master-slave or symmetric partner configurations. Theoretical descriptions of coupled lasers are usually made by use of field equations with either a real coupling coefficient⁴⁻⁶ or a purely imaginary one.^{1,7} Real coupling coefficients are often chosen for coupled solid-state lasers, whereas imaginary ones were introduced for diode laser arrays. Until now, only a few authors have introduced a complex coupling coefficient. In Ref. 8 the complex coupling coefficient is calculated in the particular case of parallel-stripe diode lasers placed on the same wafer. More recently Ru *et al.*⁹ proposed an analytical study of the stability of coupled diode-laser arrays on a rate-equation model including the linewidth-enhancement factor and a complex coupling coefficient, but they do not consider the possibility of different cavity-resonance frequencies. Owing to the small cavity length of microlasers, detunings are almost unavoidable and play a crucial role in the locking dynamics. This detuning was introduced by Xu *et al.*¹⁰ to describe phase locking of two elements of a laser array, but in their experiments the detuning always depends on the laser separation. In the present work we have investigated the coupling mechanism of two microlasers placed on the same wafer by varying independently their separation and their frequency detuning. We take advantage of this possibility to extract quantitative information on the coupling coefficient κ , which is shown to be complex. It is classical to study phase locking of lasers by means of the visibility of interference fringes produced by mixing the laser beams but, as it will be explained below, it is more

convenient to extract values of the real and imaginary parts of the coupling coefficient κ from the temporal characteristics of the intensities of the emitted fields. This has been achieved for different laser separations d and has allowed the measurement of the evolution of κ versus d .

Section 2 presents our experimental setup. In Section 3 we describe the simple model of coupled lasers used in our numerical simulations and also for interpretation of the experimental observations. In Section 4 the lasers' dynamics is experimentally studied as a function of the detuning between the two lasers and we show that, for lasers subjected to different pump rates, the dynamics strongly depends on the sign of the detuning revealing the complex nature of κ . We then describe the method to deduce κ from experimental data. In Section 5 we show that numerical simulations based on the model described in Section 3 reproduce quite well our experimental results.

2. EXPERIMENTAL SETUP

Our observations have been carried out on a 500- μm -thick Nd:YVO₄ microchip coated with dielectric mirrors. The experimental setup is shown in Fig. 1. Two fiber-coupled diode lasers of 50- μm core diameter are used as independent pumps. Each fiber is fixed on a nonrotating micrometer head, and both systems are mounted on the same three-dimensional positioning unit. The fiber outputs are imaged on the microchip through a group of lenses to focus the pump beams inside the crystal and to reduce their divergence. The microchip is fixed in a copper ring of 4-mm inner diameter. The ring is held in a rotating mount fixed on a three-dimensional unit. This setup allows us to adjust separately the focalization of the pump beams, their positions on the chip, and the distance between them. This distance can be varied from 140 to 2000 μm with an accuracy of 5 μm . The pump beams are focused on the chip with a beam waist w_p measured to

$30 \pm 4 \mu\text{m}$ leading to a minimum beam waist w_0 for the microchip lasers calculated as $43 \pm 5 \mu\text{m}$ from the divergence of their output beams. The pump power available on each laser is typically 200 mW at 808 nm. The lasing threshold is obtained at ~ 60 mW and mostly depends on the pump focusing. The stability of the plane-plane cavity is achieved through gain guiding and thermal effects induced by pump absorption, namely, mirror curvature and waveguiding resulting from a temperature-induced increase of the refractive index. Note that the temperature is nearly uniform along the beam axis in our microchip laser, whereas it decreases rapidly in the transverse direction. The cavity resonance depends on the temperature through refractive-index and crystal-length variations. A small adjustment of one pump power then allows us to vary the detuning frequency between the two lasers at a rate of ~ 40 MHz/mW as measured for $d = 200 \mu\text{m}$. Therefore detunings in, e.g., ± 40 MHz are obtained with relative pump-power changes of less than 10^{-2} . We achieve coarse tuning by selecting appropriate points on the microchip to match the optical lengths of the cavities. An isolator is placed just at the output of the microlaser to avoid any coupling by feedback. The frequency detuning between the two microlasers is monitored by a fast photodiode (dc–2 GHz) coupled to a rf spectrum analyzer and by a high-finesse Fabry-Perot interferometer of 20-MHz resolution. The latter device allows us to identify which laser has the higher frequency and also to check that the two lasers are always operating single mode. The near field is imaged on two photodiodes of 200-MHz bandwidth in order to separate the beams

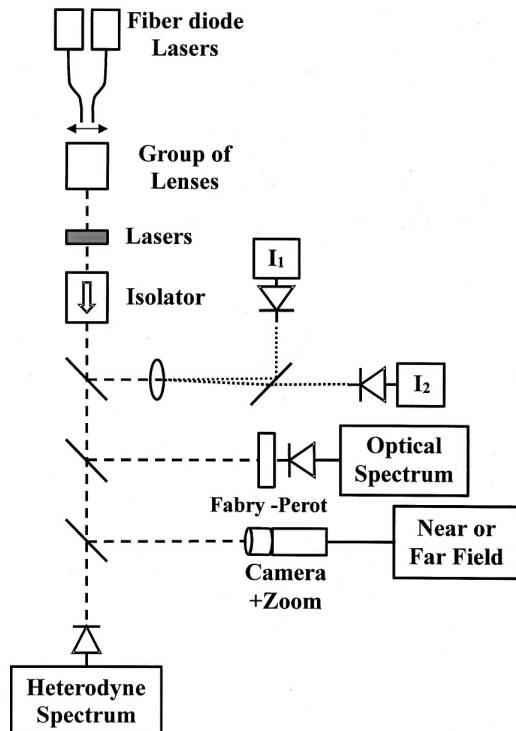


Fig. 1. Experimental setup. The lasers are separately imaged on two detectors; I_i refers to the time series of the laser i intensity.

and to monitor their power independently. Their signals are sent on a 500-Ms/s oscilloscope connected to a microcomputer for data storage and processing. A time series of 25000 samples (total duration 50 μs) is obtained for each laser and for different values of the microlaser frequency detuning. The amplitude of the intensity variations and the frequencies of the main components of the spectrum are measured. Both far- and near-field emissions may be imaged on a CCD camera also in connection with the microcomputer in order to study the interference pattern.

3. MODEL

Our model is based on the simple equations of coupled lasers introduced by Kuske and Erneux.¹¹ It reads

$$\frac{\partial \bar{E}_i}{\partial t} = (D_i - 1 - i\delta_i)\bar{E}_i + \kappa \bar{E}_j, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial t} = \gamma[A_i - (1 + |\bar{E}_i|^2)D_i], \quad (3.2)$$

with $i = 1$ or $i = 2$ and $j = 3 - i$. \bar{E}_i and D_i are, respectively, the complex field and the population inversion of laser i , δ_i is the detuning between the laser cavity-resonant frequency and the reference introduced in the rotating-frame approximation. A_i is the pump power in units of the pump power at threshold. γ^{-1} is the population decay time in units of the field decay time. κ is the coupling coefficient, which is real in Refs. 4, 5, 6, and 11 but is considered here as complex [$\kappa = \kappa_r + i\kappa_i = K \exp(-i\theta)$] for the reasons given below.

In terms of real field amplitude E_i and relative phase φ , Eq. (3.1) becomes

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = (D_i - 1)E_i + KE_j \cos[\varphi + (-1)^j \theta], \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \Delta - K \left[\frac{E_2}{E_1} \sin(\varphi + \theta) + \frac{E_1}{E_2} \sin(\varphi - \theta) \right], \quad (3.4)$$

with $\bar{E}_i = E_i \exp(-i\varphi_i)$, $\Delta = \delta_2 - \delta_1$, and $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Let us emphasize that the detuning between free cavity resonance Δ is not reachable in experiments, but the beat $(\nu_2 - \nu_1)$, when it exists, gives a good approximation of this quantity (ν_i is the optical frequency of the laser i). Numerical simulations show that, when the lasers are unlocked, the difference between the two previous quantities never exceeds 10% in our experimental conditions.

Up to this point, we have assumed that the coupling coefficient is complex; the imaginary part corresponds to conservative coupling, whereas the real one leads to dissipation. The arguments yielding to the introduction of such a coefficient originate from modal expansion of the laser fields as a product of a time-dependent modal amplitude with a transverse profile. They may be summarized in the following way. When two waves of planar wave fronts interact by means of a nonuniform transverse gain profile, one can show that the coefficient introduced in the model to account for the coupling is necessarily real.¹² If the same waves are coupled by means of a non-

uniform index profile, the coupling coefficient is, on the contrary, purely imaginary.¹³ If the planar wave-front approximation is removed, each kind of coupling, either through gain or index, requires the introduction of a complex coefficient. Finally, in our experimental conditions, where two pump beams create two gain and index profiles, the coupling coefficient becomes complex whatever the nature of the wave fronts.

Note that the symmetry of the equations changes with the nature of κ . For equal pumping rates ($A_1 = A_2$), a purely real or imaginary coupling coefficient leads to two field symmetries with respect to the detuning: $E_i(\Delta) = E_i(-\Delta)$ and $E_i(\Delta) = E_j(-\Delta)$. It is clear that the first symmetry is broken in the case of complex coupling, whereas the second one still holds, but this breaking of symmetry remains too weak to be clearly observed in our experimental condition. In the case of different pumping rates ($A_1 \neq A_2$) the second symmetry disappears whatever κ , but the first one is held if and only if κ is purely real or imaginary. Owing to this breaking of symmetry, we have used different pump rates for the two lasers in order to reveal the nature of κ in an easier way. In Section 4 we choose the pump rates such that $A_1 < A_2$, and we define the sign of Δ as positive when the frequency of laser 2 is larger than that of laser 1, which is the less pumped one.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

First, we study the dynamics of the two lasers as a function of the beat detuning. The strong asymmetry with respect to the sign of Δ in these experimental results reveals the complex nature of κ . This study is completed by the analysis of the far-field pattern evolution, or, more precisely, of the fringe visibility. We then describe a method to measure the modulus and the argument of the coupling coefficient κ . Finally, we study the evolution of κ as a function of the distance d between pumps.

A. Influence of Detuning

All our experiments, performed for different pumping rates and distance d , show three kinds of regime as the frequency detuning is varied, the width of each domain mainly depending on d . These regimes are as follows:

(i) *Independent oscillation.* For large detunings the interaction between lasers is weak and they behave almost independently. In these conditions the Fourier spectrum of each laser intensity mainly shows two components. The lowest frequency is the relaxation frequency of the corresponding laser and is excited by technical fluctuations. The highest frequency corresponds to the beat between lasers and presents sidebands at the relaxation frequencies. As explained in the following, the modulation of the intensities at the beat frequency gives access to quantitative information on the coupling coefficient.

(ii) *Phase-locked oscillation.* For small detunings the two coupled lasers oscillate at the same optical frequency, keeping a constant phase offset φ . Their output intensities are constant (except for technical fluctuations peaked at the common relaxation frequency), and their phase coherence is revealed by the very good visibility of the interference pattern.

(iii) *Unstable operation.* For intermediate detunings the output intensities are no longer constant. Periodic sharp pulses and chaotic regimes can be observed. The amplitude and frequency of the laser oscillations depend on the detuning amplitude, its sign, and the relative pump power. This behavior is indicative of the asymmetry previously discussed.

Figure 2 illustrates the behaviors described above. It reports on the evolution of the main characteristics of the three regimes of operation, namely, the frequency and the relative amplitude of the oscillations observed in the intensities of each microlaser. More precisely, on Fig. 2(a) we have plotted the peak-to-peak amplitude of the oscillations in units of the average intensity versus $\nu_2 - \nu_1$. Figure 2(b) shows the evolution of the frequency of the fundamental components F_1 and F_2 [see the insert of Fig. 2(a)] of the intensity spectrum that coincide with the relaxation frequencies in the domain of independent oscillations. $\nu_2 - \nu_1$ is given either by direct on-line measurements from the rf analyzer or by a Fourier transform of the digitized time series. Experimental conditions of Fig. 2 are as follows: The distance between lasers is equal to

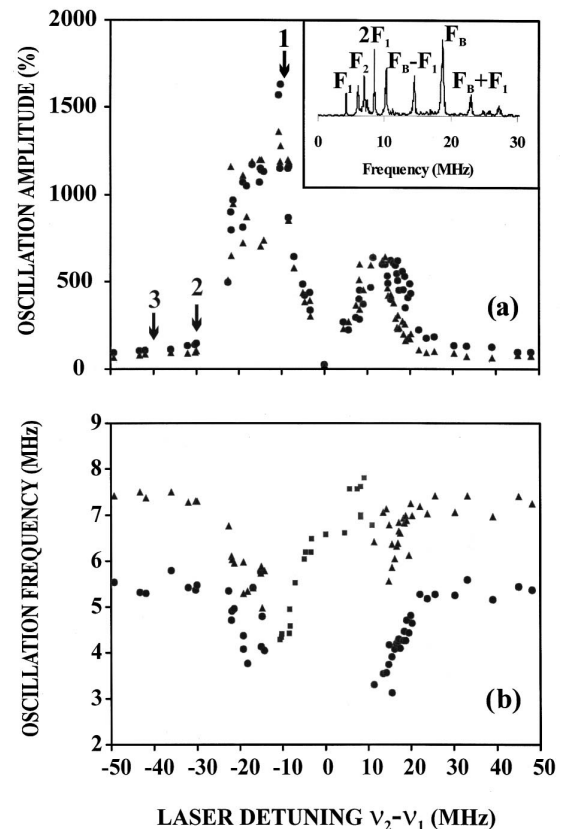


Fig. 2. Experimental observations on the different locking regimes of two coupled microlasers. (a) The relative peak-to-peak amplitudes and (b) the fundamental components F_1 and F_2 of the fast Fourier transform spectrum of the intensities are plotted versus the frequency detuning of the two lasers. Symbols refer to laser 1 (\bullet), to laser 2 (\blacktriangle), and to behaviors common to both lasers (\blacksquare). The insert gives an example of the fast Fourier transform spectrum obtained for a frequency detuning equal to 18.5 MHz (F_B). The distance between lasers is $d = 194 \mu\text{m}$.

$194 \pm 5 \mu\text{m}$, laser 1 (respectively 2) is operated at $A_1 = 2.47$ (respectively $A_2 = 3.53$) times above threshold. For these pumping rates, isolated lasers emit 23.1 mW and 40.0 mW, respectively. In the conditions of Fig. 2 the three kinds of regimes presented above are observed as follows.

Phase-locked regimes characterized by weak relaxation oscillations at a unique frequency (6.6 MHz) close to the relaxation frequency of laser 2 (7.4 MHz) occur in the range -3 to $+3$ MHz.

The almost independent laser regime appears for $\nu_2 - \nu_1 < -30$ MHz and for $\nu_2 - \nu_1 > 25$ MHz. The spectrum of each laser shows a component at the beat frequency and another one at the laser relaxation frequency (5.5 MHz for laser 1 and 7.4 MHz for laser 2), plotted in Fig. 2(b).

The instabilities are observed in the range -25 to -4 MHz and $+4$ to $+22$ MHz. The dynamical behaviors strongly depend on the value and the sign of the laser detuning $\nu_2 - \nu_1$. Both oscillation amplitudes and relaxation frequencies and more generally all spectrum characteristics display markedly qualitative and quantitative variations when the sign of the detuning changes. The most striking asymmetry is observed on amplitudes that are two or three times larger for negative than for positive small detunings ($|\nu_2 - \nu_1| < 10$ MHz). In this domain the dynamics of the two lasers is characterized by identical periodic pulses. Positive or negative detuning asymmetry is also observed in the pulse frequency. This frequency is smaller than the relaxation frequency in phase-locked regimes for negative detunings, whereas it is always equal to or larger than this relaxation frequency for positive detunings. In this domain the detunings are estimated from pumping-current variations and with the help of the measured time lag between pulses of the two lasers, which increases with detuning ($|\nu_2 - \nu_1|$). Outside this domain, intensity variation loses any regularity. For positive detunings, Fig. 2(a) shows that the oscillation amplitude of laser 1 is roughly twice larger than that of laser 2 on a wide detuning domain. The spectra [insert of Fig. 2(a)] show narrow components that indicate that the dynamics results from a subtle interplay between relaxation-frequency components (F_1 and F_2), their harmonics, the beat-frequency component F_B , and its sidebands. On the contrary, for negative detunings the main components of the spectra (relaxations and beat) are enlarged and superimpose themselves onto a broad background. In this domain the evolution of the oscillation amplitudes and frequencies is erratic.

When the distance between lasers is decreased, the dynamics are similar to those described above, but the domain of phase-locked emission and of instability enlarges. For instance, for $d = 150 \pm 5 \mu\text{m}$, phase locking occurs in the range -60 to 50 MHz, whereas instabilities are observed for detunings as large as 120 MHz. On the contrary for $d = 237.5 \pm 5 \mu\text{m}$, instabilities and the phase-locked regime occur only for $|\nu_2 - \nu_1| < 20$ MHz.

B. Fringe Visibility

We now study the far-field pattern in the three domains described in subsection 4.A. This far field presents fringes identical to Young's double-slit experiment. We

observed fringes with good visibility for small $|\Delta|$, and this visibility decreases as $|\Delta|$ increases. In the following, this decrease is shown to be linked to the deterministic dynamics of lasers contrarily to Ref. 5 in which a noise source is added in the phase equation to take into account the evolution of the visibility. We also show that the fringe pattern could not give information on the nature of the coupling coefficient if pumping rates are roughly equal. Note that all experimental parameters are kept identical to those of Fig. 2 except for the phase-locked regime [Figs. 3(a)–3(c)], where d is chosen smaller ($150 \mu\text{m}$) in order to have a phase-locked domain wide enough to allow for a study of the influence of the cavity detuning on the fringe pattern.

In this domain the far-field pattern displays fringes of visibility close to one, the value one corresponding to identical pumping rates and a noise-free situation. Figures 3(a)–3(c) display fringes obtained for three different detunings in this phase-locked domain. The visibility is close to one, and the change in Δ induces a shift of the whole fringe pattern (i.e., a variation of the phase offset between lasers). In this example, the fringe shift corresponds to a phase-offset variation equal to 0.72π . This effect can be simply explained on the basis of Eq. (3.4). The steady-state conditions for the phase φ leads to

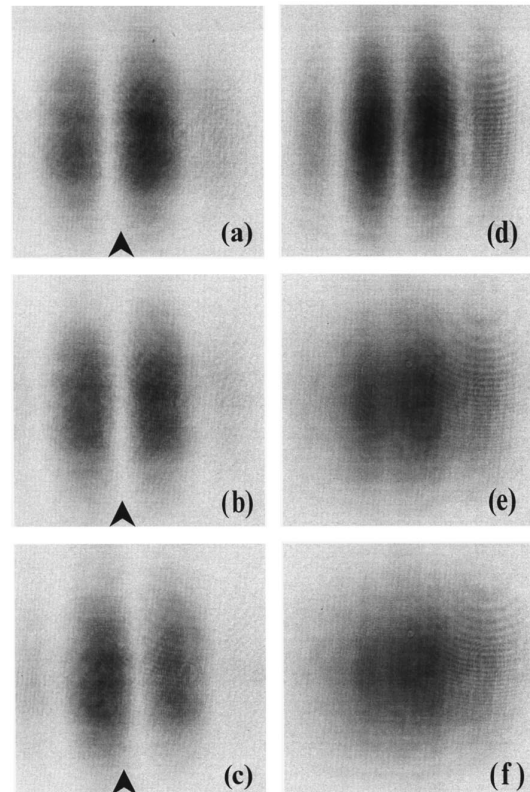


Fig. 3. Far-field patterns for different detunings: Figures (a)–(c) are obtained for a laser separation $d = 150 \mu\text{m}$; the lasers are phase locked, and the cavity detunings are estimated to (a) -60 MHz, (b) 0 MHz, and (c) 50 MHz. The arrow indicates the position of the central fringe for a detuning equal to zero. Figures (d)–(f) are obtained for $d = 194 \mu\text{m}$: (d) synchronized-pulsed regime [arrow 1 of Fig. 2(a)]; (e)–(f) in the almost-independent regime [arrows 2 and 3 of Fig. 2(a)]. Reverse contrast.

$$\Delta + \sqrt{C^2 + D^2} \sin(\varphi^S + \Phi) = 0, \quad (4.1)$$

where the superscript S indicates the steady-state solution,

$$C = -\kappa_r \left(\frac{E_1^S}{E_2^S} + \frac{E_2^S}{E_1^S} \right), \quad D = -\kappa_i \left(\frac{E_1^S}{E_2^S} - \frac{E_2^S}{E_1^S} \right),$$

$$\Phi = \arctan\left(\frac{D}{C}\right).$$

Equation (4.1) leads to a necessary condition for the existence of phase locking, given by

$$|\Delta| \leq \sqrt{C^2 + D^2}.$$

For the two solutions for the stationary value φ^S , the stable one is

$$\varphi^S = -\arcsin\left(\frac{\Delta}{\sqrt{C^2 + D^2}}\right) - \Phi. \quad (4.2)$$

Thus the phase offset φ^S , which is the relative phase of the two lasers, clearly depends on Δ and κ . φ^S can vary from $(\pi/2) - \Phi$ [$\Delta = -(C^2 + D^2)^{1/2}$] to $-(\pi/2) - \Phi$ [$\Delta = (C^2 + D^2)^{1/2}$]. For example, in the case of a purely real negative coupling coefficient ($\theta = \pi$), when the detuning is varied from negative to positive value, the phase offset shifts from $\pi/2$ to $3\pi/2$, reaching π when the detuning is equal to zero, so a fringe shift of half an interfringe can be observed. Let us emphasize that in the case of nearly equally pumped lasers ($A_1 \simeq A_2$), $E_1^S/E_2^S - E_2^S/E_1^S$ vanishes, and then the dependence of the fringe pattern on D and therefore on κ_i disappears. Thus the observation of the fringe pattern alone could not give information on the nature of κ in the case of equal pumping rates.

In the instability domain, it is still possible to observe fringes with visibility close to one, especially when the two lasers pulse simultaneously. An example of the observed pattern in this regime (corresponding to arrow 1 in Fig. 2) is given in Fig. 3(d). If constant phase is a necessary condition for good visibility when intensities are constant, fringes can also be observed in the case of pulsed intensities and a varying phase. This occurs when the phase varies little during the pulses and if its value repeats (modulo 2π) from pulse to pulse.

In the regime of almost-independent oscillations, fringes disappear rapidly when detuning increases. Figures 3(e) and 3(f) show the fringe patterns observed in this regime for detunings equal, respectively, to -30 MHz and -40 MHz (arrows 2 and 3 in Fig. 2). In these two cases each laser has a nonnegligible component at the frequency of the other (see the next paragraph). The component at the frequency ν_2 in the laser 2 beam interferes in the far field with the small component at the same frequency ν_2 in the laser 1 beam. Owing to the difference between the intensities of these components, the interference pattern presents fringes of small visibility. The observed far-field pattern can be then interpreted as the sum of two fringe patterns, one owing to the two components at ν_2 and the other to the two components at ν_1 . Thus fringes with nonvanishing visibility can be observed even in the presence of two optical frequencies. These

observations and more generally the model previously described agree with the results of Chen¹⁰ and Lenstra,⁵ but the analysis of fringe visibility does not allow for an accurate measurement of the coupling coefficient.

C. Measurement of the Coupling Coefficient

In the following, we present a method allowing a direct measurement of the modulus and the argument of the coupling coefficient from signals observed for large detunings.

1. Principle of the Method

This method is based on the following remarks. For large detunings ($K/|\Delta| \ll 1$) the two lasers are almost independent and the phase φ nearly evolves as Δt [see Eq. (3.4)]. In Eq. (3.3), the coupling then appears as a sinusoidal forcing at the detuning frequency Δ . In the linear regimes observed at large detunings the response of both lasers is proportional to the forcing amplitude and therefore to K . Thus the beat amplitude gives access to the modulus of the coupling coefficient. In addition, as the forcing of the two lasers has opposite phases ($\pm\theta$), the phase difference is equal to 2θ in the linear regime. This provides a direct measurement of the amplitude and the phase of the coupling coefficient. These qualitative arguments are supported by the approximate expressions of the laser fields valid at large detunings. We simply perform an asymptotic expansion of the lasers variable to the first order in $\epsilon = K/\Delta$ as

$$E_i = E_i^0 + \epsilon e_i + O(\epsilon^2),$$

$$D_i = D_i^0 + \epsilon d_i + O(\epsilon^2),$$

where E_i^0 and D_i^0 are the stationary solutions of the non-coupled equations ($E_i^0 = (A_i - 1)^{1/2}$, $D_i^0 = 1$).

Taking account the fact that γ is a small parameter ($\sim 10^{-6}$) and that the laser detuning is much larger than the relaxation frequencies, we finally find that the intensity is given by

$$I_i = E_i^2 = I_i^0 \left\{ 1 + \frac{2K\nu_{R_i}}{\Delta\nu_{R_i}} \sin[\Delta t + (-1)^j \theta] + O(\epsilon^2) \right\}, \quad (4.3)$$

where ν_{R_i} are the relaxation frequencies of laser i in the uncoupled regime and are easily measured in experiments.

Thus, as expected, the intensities of both lasers are modulated at the detuning frequency Δ . The amplitude of this modulation evolves as $1/\Delta$, and the relative phase Ψ of laser 2 with respect to laser 1 is independent of Δ except for its sign [$\Psi = -2 \operatorname{sgn}(\Delta) * \theta$]. This confirms the qualitative arguments given at the beginning of this paragraph. This method by itself is not complete because the signs of κ_r and κ_i are not determined. This follows from the fact that Ψ ranges from $-\pi$ to π and consequently θ ranges from $-\pi/2$ to $\pi/2$. The signs of κ_r and κ_i are extracted by comparison of the fringe patterns in the locked regime with the predictions from Eq. (4.2).

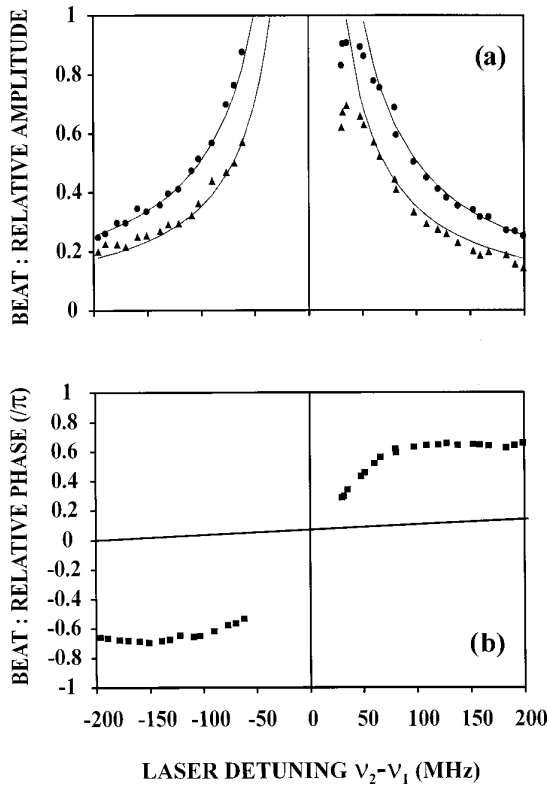


Fig. 4. (a) Relative amplitude and (b) phase of the modulation at the beat frequency of the two lasers for large detuning versus beat frequency. Symbols refer to laser 1 (●) and to laser 2 (▲), and the solid curve refers to the best fit to the hyperbolic law given by Eq. (4.3).

2. Experimental Measurements

We analyzed the time series from both lasers for different detunings ranging from -250 to $+250$ MHz to sort out the amplitude and phase of the component at the beat frequency from the laser intensities. Care has been taken to compensate for the finite bandwidth of the detectors (this correction entails a variation of K that never exceeds 10%, i.e., the error of measurement). Figure 4 shows the experimental results obtained for a pump distance $d = 173 \mu\text{m}$. Figure 4(a) presents the evolution of the beat-oscillation amplitudes in units of the average intensity versus laser detuning. Experimental points have been fitted with a hyperbola as predicted by Eq. (4.3). Figure 4(b) displays the evolution of the relative phase Ψ with the laser detuning. As expected from our previous analysis, for large enough values of the detuning, typically $|\nu_2 - \nu_1| > 80$ MHz in our working conditions, Ψ depends only on the sign of the detuning. In the conditions of Fig. 4, we obtain $K = 0.012 \pm 0.001$, in units of the field decay time, which is calculated as 90 ps from measurements of the fluorescence lifetime and relaxation frequency. The measurement of Ψ and the observation of the fringe pattern lead to $\theta = (0.673 \pm 0.007) * \pi$ modulo (2π) . Owing to the definition of the coupling coefficient [$\kappa = K \exp(-i\theta)$], both real and imaginary parts are negatives.

3. Influence of the Laser Separation

We study now the variation of the coupling coefficient versus the distance d separating both pump fields. Experiments similar to that reported in subsection 4.C.2 have been repeated and data processed as previously described for different values of d ranging from 140 to 240 μm . The experimental conditions are as close as possible to those of the first experiment. In particular, the pump focalization, the crystal orientation, and the mean position of the lasers on the crystal are the same for all experiments. The pumping rates vary by less than 10% in order to achieve the matching of the cavity frequencies. The accessible range of distance d is limited by several facts. At distances smaller than 140 μm the coupling is so strong that the frequency domain of validity of the hyperbolic law given by Eq. (4.3) falls outside the detection bandwidth. In addition the exploration of a sufficiently wide domain of detuning would require nonnegligible pump-power variations. For distances larger than 240 μm the amplitude of the oscillations becomes too small to achieve reliable measurements of K and θ . Figure 5 represents the evolution of the modulus K [Fig. 5(a)] and the argument $-\theta$ [Fig. 5(b)] as a function of d in the range 140–240 μm . In this domain the value of K varies monotonically from 2.55×10^{-2} for $d = 140 \mu\text{m}$ to 3.5×10^{-4} for $d = 240 \mu\text{m}$. Note that the value of K is divided by a factor 30 when d increases from 170 to 240 μm , but its variation is much smaller in the range of 140–170 μm . θ also clearly decreases from 0.8 to 0.67 π when d increases from 150 to 170 μm , whereas its dependence on d is less evident for larger values of d . Let us compare now these measured values with the predictions of several models.

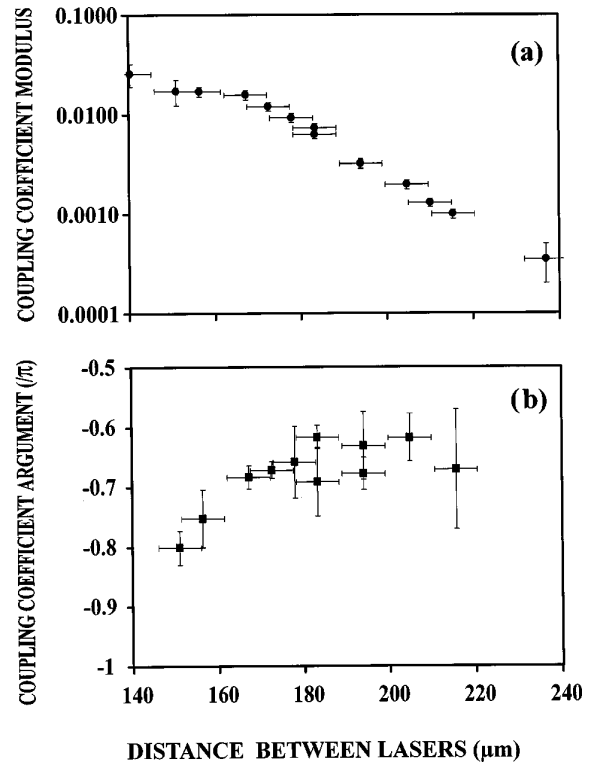


Fig. 5. Evolution of (a) the modulus and (b) the argument of the coupling coefficient versus laser separation d .

4. Discussion of the Measured Values

Reference 12 gives a formal expression for the real part of the coupling that is due to the overlap between the gain and field profiles. In this model the coupling coefficient depends on the gain, contrary to the simple model described in Section 3 where κ is a constant. In fact the two models are equivalent if we consider that the gain and losses are constant in the expression of the coupling coefficient. This assumption is well supported by numerical simulations performed on our model, which show that the gains D_i are always equal to one within a few percent even in the sharp-pulse regime. This is due to the small values of γ ($\approx 10^{-6}$) and K ($\leq 10^{-2}$). A few reasonable assumptions on the gain and laser field profiles strongly simplify the calculations and allow us to obtain an analytical expression of κ_r as a function of the distance between the pump beams, d . More specifically, we neglect the variations of the laser and gain profile along the beam propagation axis. The losses are assumed to be uniform, and the gain profile is supposed to be the sum of the two pump-beam profiles. We also assumed that both pumps and lasers have Gaussian transverse profiles of beam waists equal to w_p and w_0 , respectively. Straightforward calculations lead to

$$\kappa_r = (2\eta^{(2+\alpha)/(1+\alpha)} - \eta - \eta^{(5+\alpha)/(1+\alpha)}), \quad (4.4)$$

where $\eta = \exp(-d^2/2w_0^2)$ and $\alpha = w_p^2/w_0^2$.

Thus κ_r results from the difference between a positive overlap term and two terms owing to the nonorthogonality of modes. Such a result explains why κ_r changes sign as the distance d is changed. For small (large) distance and large (small) w_p , κ_r is positive (negative) leading to an in-phase (out-of-phase) locking. For our values of w_p , w_0 , and d , κ_r is always negative. The fit in Fig. 6(a) is performed with $w_p = 50 \mu\text{m}$ and $w_0 = 54.5 \mu\text{m}$. Although the fit looks good, it is very sensitive to the value of w_0 through η . The value of w_p used for the fit agrees with the measured one since the pump-beam radius [at $1/\exp(2)$] varies from 30 to 58 μm inside the crystal. On the contrary, the difference between the value of w_0 used for the fit (54.5 μm) and the measured value (43 $\pm 5 \mu\text{m}$) could not be explained by measurement errors. This difference could be attributed to an underestimate of η , which represents the overlap between the two laser beams. This overlap coefficient depends strongly on the field values in the region between the lasers where they are critically small because of their assumed Gaussian dependence. Thus a small deviation of the actual field from the ideal Gaussian profile, for instance, as due to guiding effects leading to a single exponential decrease, can account for the difference between the value of w_0 used for the fit and the experimental one.

The only explicit formal expression for the imaginary part κ_i is given by Yariv.¹³ As for κ_r , the contributions of the nonorthogonality of the modes should be added to the expression of κ_i as calculated by Yariv. This is consistent with our measurements of κ_i , which indicate the competitions of two contributions leading to a nonmonotonic behavior with an extremum at $d = 167 \mu\text{m}$ [see Fig. 6(b)]. A complete theory involving the index profile is under study. It should also include the dependence of κ_i on the temperature to obtain quantitative agreement.

5. NUMERICAL RESULTS

Finally, we performed numerical simulations with a set of parameters corresponding to the experiments reported in Fig. 2 to compare experimental results given in the first part of Section 4 with the model described in Section 3. The pumping rates are $A_1 = 2.47$ and $A_2 = 3.53$, the population and field decay times are equal to 26 μs and 90 ps, respectively, and $\kappa_r = -0.0013$ and $\kappa_i = -0.0029$. The population decay time is fixed to the directly measured value of the fluorescence lifetime, whereas the field decay is deduced from this measurement and that of the relaxation frequencies. In Fig. 7 the relative amplitudes and frequency of oscillations as observed in the individual laser intensities are plotted versus Δ . We have checked that the beat frequency observed in the intensity spectra (when it exists) is equal to the cavity detuning to better than 2 MHz in the explored range of Δ . As already noticed, purely real or imaginary values of κ lead to symmetric curves, but on the contrary the complex κ as used in Fig. 7 reproduces well the asymmetry. With such a coupling the main features of the dependences obtained experimentally are recovered by the results of the numerical simulations of the model. They agree on the following points: (i) Three different regimes exist, as described in Section 4. (ii) The lasers pulse at the same frequency in the instabilities domain for small detunings, whereas the amplitude variations lose any regularity for larger detunings. (iii) When the two lasers pulse, the fre-

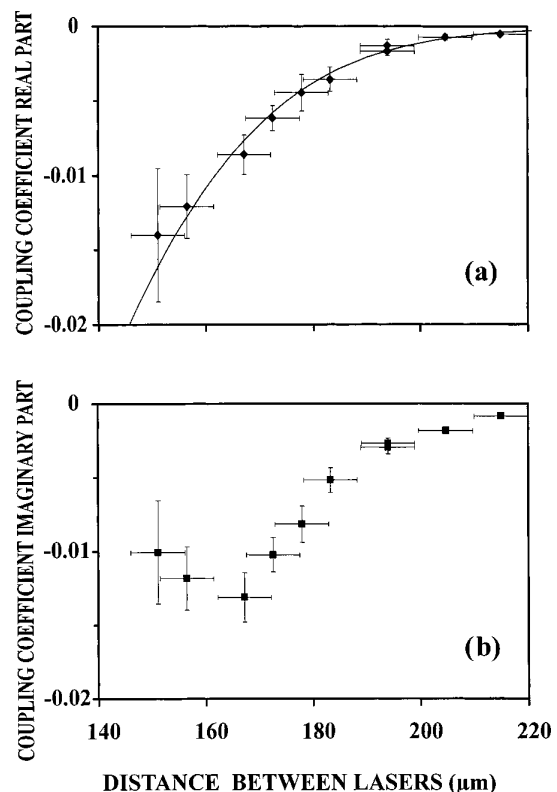


Fig. 6. (a) Real part of the coupling coefficient versus the laser separation d (\blacklozenge) and its fit (solid curve) obtained with a pump waist $w_p = 50 \mu\text{m}$ and a laser waist $w_0 = 54.5 \mu\text{m}$; (b) imaginary part versus d .

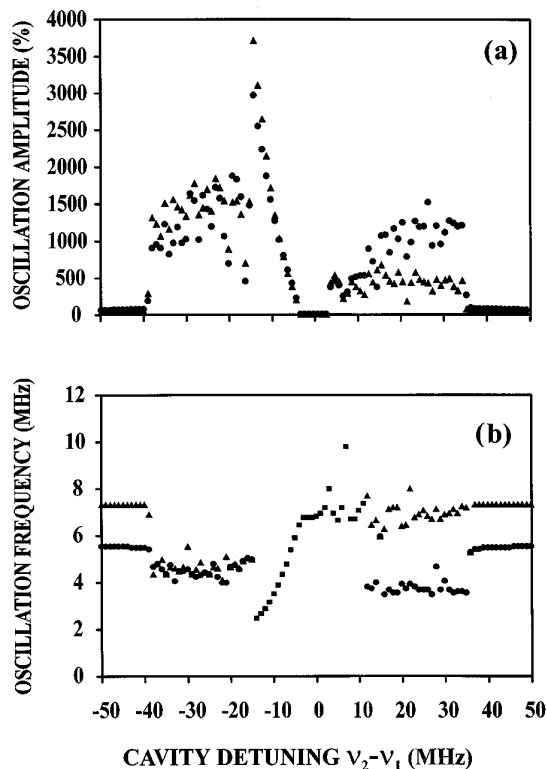


Fig. 7. Numerical predictions of the dynamical behavior of the two coupled microlasers' (a) amplitudes and (b) resonance frequencies with a complex coupling coefficient. Symbols refer to laser 1 (●), to laser 2 (▲), and to behaviors common to both lasers (■). The coupling coefficient ($\kappa_r = -0.0013$, $\kappa_i = -0.0029$) is measured in the conditions of Fig. 2.

quency of these pulses is smaller (greater) than the relaxation frequency of the phase-locked lasers for negative (positive) detunings. (iii) Laser 1 oscillates with an amplitude larger than laser 2 in the upper limit of the instability domains for positive detuning, whereas the amplitudes of the two lasers are closer for negative detuning. They only disagree on the limit of the instability range as the instabilities appear at -30 MHz and 25 MHz in experiments, whereas simulations yield to corresponding values of -39 MHz and 36 MHz. This discrepancy can be attributed to the inaccuracy in the values of the field and population-inversion damping coefficients or to the inadequacy of the simple two-level class B model for describing the $\text{YVO}_4:\text{Nd}$ microlasers. However, except for the small difference in the limits of the instability domain, simulations are in fairly good agreement with experimental observations.

6. CONCLUSION

We have described the three kinds of dynamics observed when the detuning between two neighboring microlasers is varied, namely, the phase-locked regime, the instability regime, and the almost-independent regimes. We have shown that these dynamics present a strong asymmetry of the amplitude and frequency of the oscillations with respect to positive versus negative detuning. These results

can be well reproduced by the classical simple model of coupled lasers provided that a complex coefficient is used. The evolution of the fringe visibility in the three different regimes is simply described, but it fails to obtain the nature and to measure the value of the coupling coefficient. Consequently we have proposed a measurement method based on model properties of the two laser's dynamics in the case of large detunings. The corresponding measurements are in good agreement with our experimental results concerning the whole dynamics of the system. Finally, we have obtained experimentally the evolution of the coupling as a function of the distance d between lasers.

ACKNOWLEDGMENTS

The Commissariat à l'Énergie Atomique-Laboratoire d'Électronique, de Technologie et d'Instrumentation is gratefully acknowledged for providing us with the microchip used in this study. We benefited from discussions with T. Erneux, P. Mandel, D. Herisson, Ph. Thony, and E. Molva. The Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules is part of Unité Mixte de Recherche de l'Université de Lille 1 et du Centre National de la Recherche Scientifique. The Centre d'Etude et de Recherches Lasers et Applications is supported by the Ministère chargé de la Recherche, the Région Nord-Pas de Calais, and the Fonds Européen de Développement Economique des Régions.

REFERENCES

1. H. G. Winful and L. Rahman, "Synchronized chaos and spatiotemporal chaos in arrays of coupled lasers," *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1575-1578 (1990); S. S. Wang and H. G. Winful, "Dynamics of phase-locked semiconductor laser arrays," *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1774-1776 (1988); H. G. Winful and S. S. Wang, "Stability of phase locking in coupled semiconductor laser arrays," *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1894-1896 (1988).
2. M. B. Spencer and W. E. Lamb, Jr., "Theory of two coupled lasers," *Phys. Rev. A* **5**, 893-898 (1972).
3. T. Sugawara, M. Tachikawa, T. Tsukamoto, and T. Shimizu, "Observation of synchronization in laser chaos," *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3502-3505 (1994); Y. Liu, P. C. de Oliveira, M. B. Danailov, and J. R. Rios Leite, "Chaotic and periodic passive Q switching in coupled CO_2 lasers with a saturable absorber," *Phys. Rev. A* **50**, 3464-3470 (1994); J. R. Terry, K. S. Thornburg, Jr., D. J. DeShazer, G. D. VanWiggeren, S. Zhu, P. Ashwin, and R. Roy, "Synchronization of chaos in an array of three lasers," *Phys. Rev. E* **59**, 4036-4043 (1999).
4. K. S. Thornburg, Jr., M. Möller, R. Roy, T. W. Carr, R.-D. Li, and T. Erneux, "Chaos and coherence in coupled lasers," *Phys. Rev. E* **55**, 3865-3869 (1997).
5. L. Fabiny, P. Colet, R. Roy, and D. Lenstra, "Coherence and phase dynamics of spatially coupled solid-state lasers," *Phys. Rev. A* **47**, 4287-4296 (1993).
6. P. Mandel, L. Ruo-Ding, and T. Erneux, "Pulsating self-coupled lasers," *Phys. Rev. A* **39**, 2502-2508 (1989); L. Ruo-Ding, P. Mandel, and T. Erneux, "Periodic and quasiperiodic regimes in self-coupled lasers," *Phys. Rev. A* **41**, 5117-5126 (1990); T. Erneux, T. W. Carr, and R.-D. Li, "Coupled lasers asymptotics," *Proc. SPIE* **2039**, 80-90 (1993).
7. K. Otsuka, "Self-induced phase turbulence and chaotic itinerancy in coupled laser systems," *Phys. Rev. Lett.* **65**, 329-332 (1990); J. Xu, S. Li, K. K. Lee, and Y. C. Chen, "Phase locking in a two element laser array: a test of the coupled-oscillator model," *Opt. Lett.* **18**, 513-515 (1993); F. Prati, D.

- Vecchione, and G. Vendramin, "Frequency locking of supermodes and stability of out-of-phase-locked state in one-dimensional and two-dimensional arrays of vertical-cavity surface-emitting lasers," *Opt. Lett.* **22**, 1633–1635 (1997).
8. J. Katz, E. Kapon, C. Lindsey, S. Margalit, and A. Yariv, "Coupling coefficient of gain-guided lasers," *Appl. Opt.* **23**, 2231–2235 (1984); J. K. Butler, D. E. Ackley, and M. Ettenberg, "Coupled-mode analysis of gain and wavelength oscillation characteristics of diode laser phased arrays," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, 458–463 (1985); E. Kapon, C. Lindsey, J. Katz, S. Margalit, and A. Yariv, "Coupling mechanism of gain-guided integrated semiconductor laser arrays," *Appl. Phys. Lett.* **44**, 389–391 (1984).
 9. P. Ru, P. K. Jakobsen, J. V. Moloney, and R. A. Indik, "Generalized coupled-mode model for the multistriple index-guided laser arrays," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 507–515 (1993).
 10. J. Xu, K. K. Lee, and Y. C. Chen, "Phase locking in a two-element laser array with detuning," *Opt. Commun.* **117**, 198–206 (1995).
 11. R. Kuske and T. Erneux, "Localized synchronization of two coupled solid state lasers," *Opt. Commun.* **139**, 125–131 (1997).
 12. H. Laabs and B. Ozygus, "The influence of transverse structures on the coupling of solid-state lasers," *Opt. Laser Technol.* **29**, 401–406 (1997).
 13. A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed. (Wiley, New York, 1988), p. 628.

Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength

G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell

Department of Physics, University of Bath, Claverton Down, Bath, BA2 7AY, United Kingdom
j.c.knight@bath.ac.uk

L. Farr, B. J. Mangan, H. Sabert

BlazePhotonics Ltd., University of Bath, Claverton Down, Bath, BA2 7AY, United Kingdom
info@blazephotonics.com

Abstract: We describe a hollow-core photonic bandgap fiber designed for use in the 850 nm wavelength region. The fiber has a minimum attenuation of 180dB/km at 847nm wavelength. The low-loss mode has a quasi-Gaussian intensity profile. The group-velocity dispersion of this mode passes through zero around 830nm, and is anomalous for longer wavelengths. The polarization beat length varies from 4 mm to 13 mm across the band gap. We expect this fiber to be useful for delivery of high-energy ultrashort optical pulses.

©2003 Optical Society of America

OCIS codes: (060.2310) Fiber optics; (160.2290) Fiber materials; (130.2790) Guided waves

References and links

1. T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, T. J. Shepherd, "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures," *Elect. Lett.* **31**, 1941-1942 (1995)
 2. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. Allen, P. J. Roberts, "Single-mode photonic bandgap guidance of light in air," *Science* **285**, 1537-1539 (1999)
 3. N. Venkataram, N. T. Gallagher, C. M. Smith, D. Müller, J. A. West, K. W. Koch, J. C. Fajardo, "Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fiber," Postdeadline paper PD1.1, Proceedings of the 28th European Conference on Optical Communication, Copenhagen (2002)
 4. J. A. West, J. C. Fajardo, M. T. Gallagher, K. W. Koch, N. F. Borrelli, D. C. Allan, "Demonstration of an IR-optimized air-core photonic bandgap fiber," Paper ThA2, Proceedings of the 27th European Conference on Optical Communication ECOC 2001, Amsterdam, Netherlands (2001)
 5. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers," *Opt. Lett.* **25**, 796-798 (2000)
 6. D. Muller, J. West and K. Koch, "Interferometric Chromatic Dispersion Measurement of a Photonic Band-gap Fiber," in *Active and Passive Components for WDM communications II*, A. K. Dutta, A. A. S. Awwal, N. K. Dutta, K. Okamoto, Eds. Proc. SPIE 4870, 395-403 (2002).
 7. T.P. Hansen, J. Broeng, C. Jakobsen, G. Vienne, H. R. Simonsen, M. D. Nielsen, P. M. W. Skovgaard, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev, "Air guidance over 345m large-core photonic bandgap fiber," Postdeadline paper PD4-1, OFC2003, Atlanta (2003)
 8. K. Saitoh, M. Koshiba, "Photonic bandgap fibers with high birefringence," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 1291-1293 (2002)
 9. J. Jasapara, R. Bise, and R. Windeler, "Chromatic dispersion measurements in a photonic bandgap fibre," *Proc. OFC 2002* 519-521 (2002)
 10. D. Ouzounov, F. Ahmad, A. Gaeta, M. Gallagher, K. Koch, D. Müller, N. Venkataraman, "Dispersion and nonlinear propagation in air-core photonic bandgap fibers," paper CThV5, CLEO 2003, Baltimore
 11. D. Ouzounov, F. R. Ahmad, A. L. Gaeta, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher and K. Koch, "Generation of high-power, non-frequency shifted solitons in a gas-filled photonic bandgap fiber," Postdeadline QThPDA3, CLEO 2003, Baltimore (2003)
-

1. Introduction

Standard optical fibers guide light using total internal reflection (TIR). This restricts their optical properties, because only solid or liquid materials can be used for the fiber core. There are no suitable cladding materials which have a sufficiently low refractive index to confine light by TIR in a vacuum or a gas core. Solid or liquid cores limit the fiber transparency, dispersion behavior and nonlinear response to roughly the corresponding values in the bulk materials. This has had a profound influence on the development of fiber optics: for example, the spectral dependence of the attenuation and dispersion of bulk silica led to the development of optical telecommunications in the 1.3 μm and 1.5 μm wavelength bands. We have recently shown that light can be guided through an air core in a hollow optical fiber by using a photonic bandgap material as the fiber cladding [1,2]. Such “hollow-core” fibers are potentially of massive importance, freeing fiber performance from material constraints. A low-loss (13 dB/km) air-core fiber designed for use at 1.5 μm wavelength was recently reported [3].

Photonic bandgap fibers guide light at a low-index “defect” site within the photonic crystal lattice which forms the cladding. At a given frequency, the band gaps appear in a range of values of the propagation constant β in which one would normally expect propagating modes, and they are surrounded at both higher and lower values of β by propagating modes. Band gaps can occur for values of $\beta < k$ (k is the vacuum wavevector), and so can be used to trap light in an air core. However, the range of $k > \beta$ for which bandgaps occur is limited. This means that in a photonic bandgap fiber only a limited range of wavelengths can be expected to be guided in the hollow core. Since the first report of hollow-core guidance at visible frequencies corresponding to higher-order bandgaps [2] researchers have concentrated on guidance in fundamental gaps at wavelengths beyond 1 μm [3,4]. In this work we extend the wavelength range of fundamental-bandgap guidance to cover the 850 nm wavelength band. Fabricating fibers for use at 850 nm is more difficult because the dimensions of the fiber microstructure have to be reduced compared to fibers for 1550 nm. The larger draw-down ratio results in more deformation of the fiber structure, while the stronger surface tension forces associated with the smaller features make the structure less stable during drawing. However, fabricating fibers for shorter wavelengths is worthwhile, because the properties of hollow-core fibers should make them useful for delivering ultrashort optical pulses. In this paper, we describe the linear optical properties of the fiber and draw conclusions about possible applications and future designs.

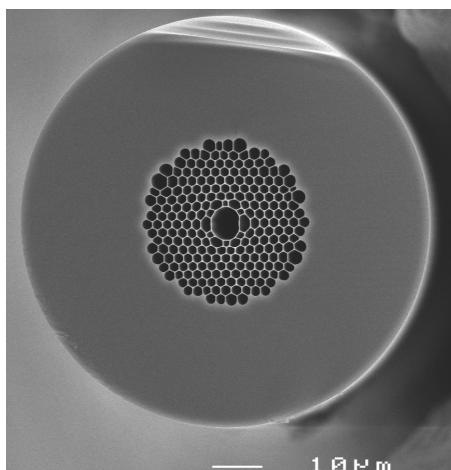


Fig. 1. Scanning electron micrograph of the 850 nm air-core fiber used in this work. The outer diameter of the fiber is 85 μm .

2. Fabrication

Our fibers have been made using the stack-and-draw fabrication technique, in which thin-walled silica tubes are drawn down to form meter-length capillaries, which are then stacked by hand to form the required close-packed array. Seven capillaries were omitted from the center of the stack to form the core in the final fiber, and the entire stack was jacketed before being drawn down to fiber. Before the draw, the preform was purged with nitrogen so that the holes in the final fiber are nitrogen-filled. The outer diameter of the fiber used in the present work was $85\ \mu\text{m}$, and a protective polymer jacket was applied during the draw. The fiber was drawn in lengths of several hundreds of meters, which were re-spooled for optical measurements.

A scanning electron micrograph of the fiber is shown in Fig. 1. The spacing between the holes in the cladding (the pitch A) is $1.94\ \mu\text{m}$, and the core diameter is $7\ \mu\text{m}$ by $6\ \mu\text{m}$. The air filling fraction in the cladding is over 85%. There are 7 “rings” of holes between the core and the silica jacket, although those near the inner and outer edges are somewhat deformed. When illuminated from below using a white-light source under an optical microscope, the cladding is brightly lit while the core remains dark, as expected in a fiber designed for 850 nm wavelength.

3. Loss

The optical attenuation of the fiber shown in Fig. 1 was measured with a broadband light source using a cut-back technique. The light source was a tungsten-halogen lamp and the spectral analysis was performed using a commercial optical spectrum analyzer (OSA). The fiber was wound in a single layer on a spool of 16 cm diameter. The measurements were done by holding the fiber in standard bare fiber adaptors connected directly to the light source and the OSA. The fiber length was cut from 56 m to 20 m. The shorter length was chosen to be 20 m because the broadband light source used in this measurement resulted in substantial cladding-mode and surface-mode excitation. The attenuation of the fiber as a function of wavelength is shown in Fig. 2. The fiber guides light in a band of roughly 70 nm width, centered at a wavelength of 850 nm. Outside of this low-loss band, the attenuation increases rapidly. No other low-loss transmission bands were found in a wavelength range spanning 500 nm – 1600 nm. The lowest loss recorded in this fiber was 180 dB/km at a wavelength of 847 nm, although we have measured similar fibers with losses in this wavelength band as low as 130 dB/km: the transmission curve of this lower-loss fiber was not as attractive in terms of symmetry and bandwidth. In principle, it is possible to form fibers with a somewhat broader transmission band than this fiber by improving the fiber structure, and it is certainly possible to form fibers with different central wavelengths in this band.

Attenuation in hollow-core fibers is expected to be limited by similar mechanisms to those found in conventional fibers: confinement, bend loss, microbending, Rayleigh

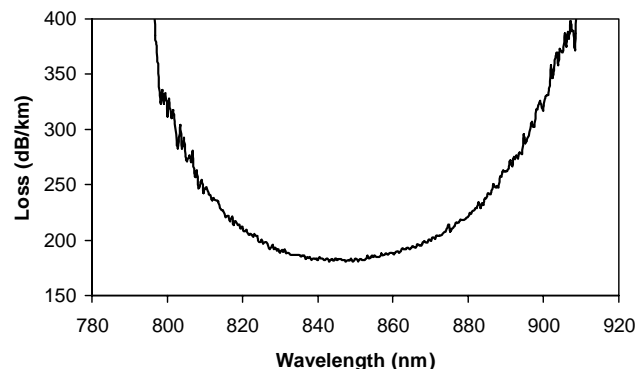


Fig. 2. Attenuation recorded using a cutback measurement on 56 m of fiber. Outside of this spectral window, no low-loss wavelength bands were observed.

6.4. SÉLECTION D'ARTICLES

scattering, and local imperfections. Clearly, the contributions of these to the overall loss, and the level of each of them, will differ from those in conventional fibers, as will their dependence on wavelength. In the current fiber, calculations suggest that the intrinsic cladding thickness is sufficient to reduce confinement loss to well below the observed level. On the other hand, the microstructure forming the cladding is imperfect (see Fig. 1), so that confinement loss is a likely mechanism limiting the fiber loss. Support for this is found in the variation in the fiber loss between nominally identical 50 m lengths of fiber, which can vary in magnitude with very little change in the bandwidth or central wavelength.

Bending the fiber macroscopically does not measurably increase the attenuation: in our experiments we have wound 100 turns of fiber around a mandrel of 5 mm diameter, and the additional loss caused by such bending is not measurable. Bending the fiber more tightly does not lead to catastrophic bend loss either, until the fiber snaps at a bend radius less than 2 mm. Rayleigh scattering in hollow-core fibers will be substantially reduced when compared to the bulk scattering from silica, because over 95% of the light of the guided mode is propagating in air. On the other hand, there is an unknown contribution from surface scattering, which will have a different spectral dependence to bulk scattering. Variations in the structure along the fiber over length scales of meters to microns will cause loss and scattering out of the fundamental mode: we know such variations are present (we detect variations in the outer fiber diameter of a fraction of a percent during the draw) but have not quantified their contribution to the overall loss. As in previous air-core fibers [2,3] we believe that variations in the fiber cross-section and along the fiber length are the limiting factors in the samples used in this work.

4. Observed guided modes

We have used near-field imaging to study the guided-mode pattern as a function of wavelength. Light from a Ti:Sapphire laser was introduced into the core of a 60 m length of the fiber using an objective lens, and the output face was imaged (with suitable attenuation) using a 40X objective onto a 12-bit digital camera. The pattern observed at a wavelength of 848 nm (the center of the guiding band) is shown in Fig. 3.

In order to unambiguously identify the relative orientation and scale of the fiber structure, we have illuminated the output face of the fiber with a small portion of the laser beam using a

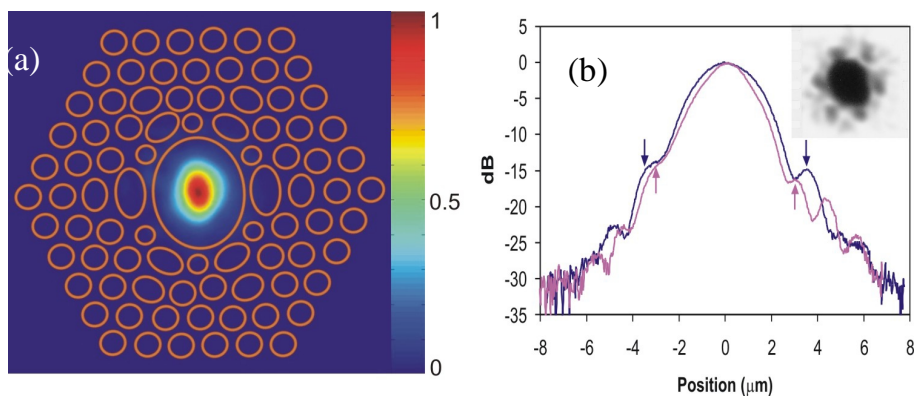


Fig. 3. (a) Near-field pattern of the guided mode, recorded at a wavelength of 848 nm after transmission through 60 m of fiber (linear scale). The location of the first few rings of air holes are represented schematically as the orange outlines. (b) Line plots through the two axes of the elliptical core, in a logarithmic scale, with arrows indicating the positions of the core wall. The inset shows the far-field pattern, as recorded on infrared photographic film.

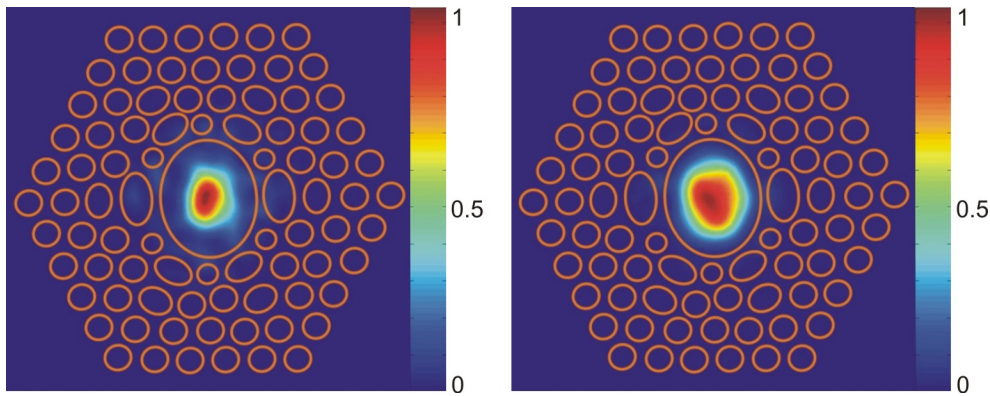


Fig. 4. Near-field patterns observed after transmission through 60 m of fiber on the edges of the guided wavelength range at 790 nm (left) and 898 nm (right), plotted on a linear scale. The locations of the air holes in the first few rings around the core are shown schematically.

beamsplitter, and so simultaneously imaged the fiber output face. This enables us to place the locations of the holes in the fiber relative to the guided-mode pattern, and a few rings of (not always circular) air holes are shown schematically as orange outlines in the figure. The guided mode is very well confined within the air core, and is roughly Gaussian in shape. Fig. 3(b) shows line scans through this plot on the two principal axes of the elliptical core (plotted on a logarithmic scale). Numerical analysis of Fig. 3(a) shows that more than 90% of the guided mode is in the core. Using photographic film, we recorded the far-field intensity pattern shown in the inset to Fig. 3(b) at a wavelength of 850 nm with no optics between the fiber endface and the film. The film is saturated in the centre to show the far weaker features on the edges, which are more than 20 dB below the main peak. The measured numerical aperture (NA) of this mode was 0.17 at 848 nm, taken at the 5% intensity points.

The observed patterns do not change as the input is varied, nor as the fiber is moved about. We have scanned the wavelength over the guiding band, and find only rather small changes in the modal field pattern over the 100 nm band centered on 850 nm, as shown in Fig. 4. We can couple more than 60% of the power of our Ti:Sapph laser beam into this “fundamental” mode at 850 nm, and this could probably be increased with more precise matching of the NA.

When this experiment is repeated using a shorter length of fiber (1 m) and a higher power coupling lens (numerical aperture roughly 0.3), a range of different output field patterns can be seen (Fig. 5). We attribute these to excitation of higher-order guided modes, which

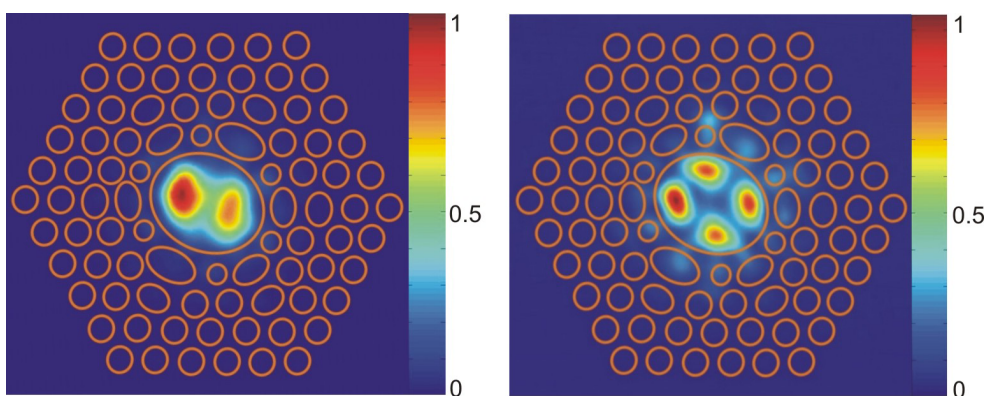


Fig. 5. Near-field patterns of higher-order modes excited in a short piece of fiber (1 m length) at a wavelength of 882 nm, plotted on a linear scale. The two plots correspond to different excitation conditions. The locations of the air holes in the first few rings around the core are shown schematically.

6.4. SÉLECTION D'ARTICLES

experience higher loss than the “fundamental” mode because of larger overlap with the silica, and a higher transverse k -vector. The fiber is not intrinsically single-mode, and computations on similar structures using the FDTD method reveal that one can expect several localized modes to be within the bandgap. However, the differential loss is found to be substantial, and as in strongly-guiding solid-core photonic crystal fibers [5], the bend-induced coupling between the low-loss mode and the higher modes is very weak. It is worth noting that the high differential loss means that bend-induced modal coupling would manifest as transmission loss through a long piece of fiber, which is not observed in our bending experiments. Unlike previous work at longer wavelengths [6,7], we can not observe higher-order mode patterns in lengths of longer than a few meters. Consequently, the fiber can be used as if single-mode.

5. Properties of the low-loss mode: birefringence

The fiber used in these experiments has an elliptical core (ratio of axes 0.85:1) due to unintentional but uniform deformation during the drawing process. The ellipticity is accommodated mainly by deformations in the innermost ring of air holes surrounding the core. The deformations are apparent in Fig. 1, and the effect of ellipticity on the modal field patterns is visible in Figs. 3 - 5. It is of interest to consider the polarization-mode splitting of the fundamental mode which arises as a result of this deformation, and the extent to which light introduced into one polarization mode of the fiber is coupled to the other by bends and twists along the fiber length. To this end we have measured the polarization beat length, by introducing a localized mechanical deformation of the fiber cross-section. We used a waveplate to excite both polarization modes equally at the fiber input, and a polarizer at the output. We then introduced localized mode coupling by sliding an object of around 1 mm diameter along the fiber length, with a force of a few Newtons. We observed high-visibility oscillations in the light transmitted through the polarizer as shown in the inset to Fig. 6. By repeating this measurement at different wavelengths, we found that the beat length ranges from 4 mm to 13 mm over the guiding band (Fig. 6). We confirmed the measurement at long wavelengths by cutting the fiber back in short lengths of approximately 1 mm, and studying the output polarization state, which gave results in good agreement with the mechanical perturbation method.

The observed level of mode splitting for a significant ellipticity suggests that changes in the fiber design rather than simply deformation of existing designs will be required in order to make a very highly birefringent air-core fiber without an elliptical mode [8], although the observed level of mode splitting is already significant.

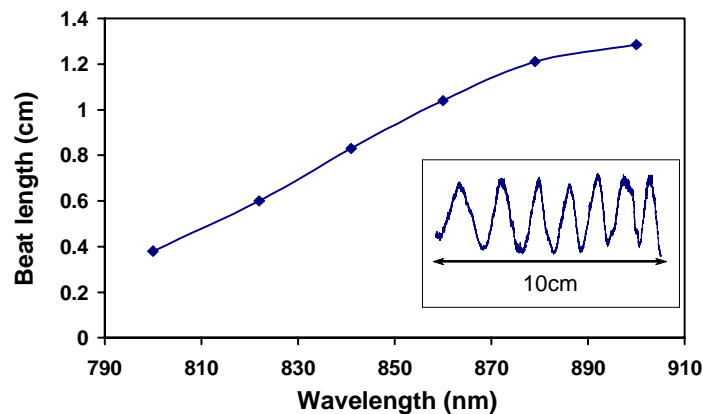


Fig. 6. Measured beat length for the fundamental polarization modes as a function of wavelength across the guiding wavelength band. Inset shows an example of the data used to measure the beat length, showing the intensity transmitted through the polarizer as the mechanical disturbance is slid along the fiber length. The fringes are not uniformly spaced only because the speed of the mechanical disturbance was not constant.

6. Properties of the low-loss mode: dispersion

We have studied the dispersion of the guided mode through the low-loss region using a combination of low-coherence and time-domain methods. The low-coherence measurements were performed using a white-light source and 10 nm or 3 nm bandpass filters with a Michelson interferometer. We measured the group index of the two fundamental polarization modes at a number of different wavelengths, in a fiber of length 30 cm. Some of these measurements are presented in Table 1. As expected, the group index is close to but slightly above unity. It can be deduced that the change in the group velocity with wavelength – the group velocity dispersion (GVD) – was small on the short-wavelength side of the transmission band, and far larger and positive (anomalous dispersion) on the long-wavelength side. More detailed experiments with smaller wavelength steps showed that both modes passed through zero GVD between 800 nm and 850 nm, with anomalous dispersion between 850 nm and 900 nm.

Table 1. Modal index for the two polarization modes measured on a short (30 cm) length of fiber using low-coherence interferometry. The group velocity dispersion is seen to be strongly anomalous between 850 nm and 900 nm.

Wavelength (nm)	Group index 1	Group index 2
800	1.0138	1.0131
850	1.0141	1.0133
900	1.0232	1.0210

Measurements of the GVD were also obtained directly by measuring output pulse length as a function of wavelength. We used an autocorrelator to measure pulse lengths using 200 fs input pulses from a mode-locked Ti:sapphire laser. In order to maintain a measurable output pulse length, we used a fiber length of 0.67 m. In deriving dispersion values from output pulse lengths, we assumed that the pulse propagation was linear, consistent with our observation that there were no observable spectral changes in the output at the powers used. We also found that the measured autocorrelation trace width was independent of the input power. In order to derive an output pulse length from the autocorrelation trace we assumed that the actual pulse lengths were 0.6 times the autocorrelation length, and used the measured bandwidth. This assumption affects the scale of the GVD curve, but to first order the shape of the curve is not affected.

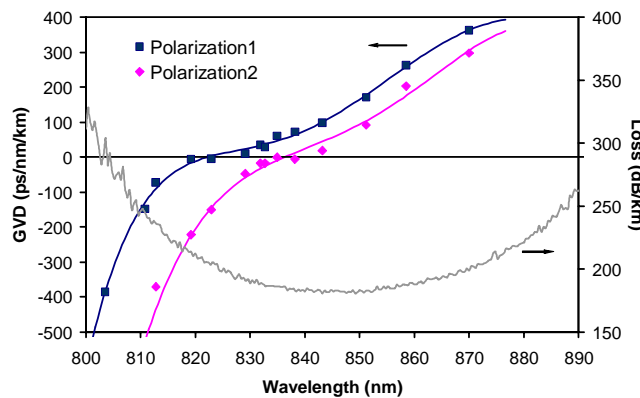


Fig. 7. Group velocity dispersion curves measured for the two polarization modes using the time-domain technique. Output pulse lengths were measured with an autocorrelator, and the sign of the dispersion was obtained from the low-coherence data. The attenuation curve is shown here for ease of reference.

6.4. SÉLECTION D'ARTICLES

The pulses were measured independently for the two polarization modes of the fiber, by using a half-wave plate between the laser and the fiber. The resultant GVD curves are shown in Fig. 7. As a check on the validity of the above assumptions, we have verified that the resultant curve is in overall agreement with the GVD estimates obtained by taking 2-point differences of the low-coherence data. Differences could be due to variations between the different pieces of fiber used in the two measurements, or the assumptions made in the time-domain measurement. The GVD curves are similar to those predicted and previously observed [6] for hollow-core fibers in the 1300 nm wavelength region, demonstrating the independence of the dispersion from that of bulk silica. The dispersion is far less than that in solid-core bandgap fibers which include isolated islands of high-index material [9]. The GVD crosses zero within the low-loss window, and is anomalous over much of the guiding band. The dispersion slope around the minimum-loss wavelength is less than $10 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ for both modes, comparable to that previously reported at 1300 nm [6]. This slope may be reduced through refinements in fiber design, suggesting that linear transmission of ultrashort pulses through lengths of many meters of fiber with low dispersion will be feasible. In our preliminary experiments, we have transmitted 200 fs, 4 nJ pulses through 20 meters of fiber at the zero-GVD wavelength. The autocorrelation width of the output pulse was then broadened to roughly 3.5 times the input pulse, partly due to modest spectral deformation. Improvement can be expected by working away from the zero-GVD wavelength and using a compensation or pre-chirping scheme. The fact that the GVD is anomalous over much of the wavelength range is expected to enable the formation of solitons in the fiber at relatively high peak powers [10,11] and we are currently investigating this using our Ti:Sapph laser source.

7. Conclusions

Photonic bandgap air-core fibers can be fabricated for operation at wavelengths as short as 850 nm. Losses in these fibers are already at an acceptable level for many applications, and are expected to fall further with improvement in the fabrication processes. The lowest-loss mode has a quasi-Gaussian field pattern, and is strongly peaked in the air core. Higher-order modes can be observed in short fiber lengths, but have substantially higher losses. Coupling from the fundamental to the higher-order modes is weak, even when the fiber is bent or twisted. The core ellipticity of 10-15% causes a splitting between the fundamental polarization modes of the order of a few times 10^{-4} .

The width of the bandgap in these fibers makes them suitable for delivery of ultrashort optical pulses from laser systems in this wavelength band. The group-velocity dispersion of the low-loss mode is low and anomalous over most of the low-loss band, passing through zero towards the shorter-wavelength edge of the band gap. Although higher-order dispersion will ultimately limit linear delivery of ultrashort pulses down PCFs with simple structures, it is likely that more sophisticated designs exist where higher-order dispersion can be controlled.

Ultrahigh Efficiency Laser Wavelength Conversion in a Gas-Filled Hollow Core Photonic Crystal Fiber by Pure Stimulated Rotational Raman Scattering in Molecular Hydrogen

F. Benabid, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P. St. J. Russell

Optoelectronics Group, Department of Physics, University Of Bath, Claverton Down, Bath BA27AY, United Kingdom

F. Couny

Blazephotonics Ltd., University Of Bath campus, Claverton Down, Bath BA27AY, United Kingdom

(Received 12 April 2004; published 16 September 2004)

We report on the generation of pure rotational stimulated Raman scattering in a hydrogen gas hollow-core photonic crystal fiber. Using the special properties of this low-loss fiber, the normally dominant vibrational stimulated Raman scattering is suppressed, permitting pure conversion to the rotational Stokes frequency in a single-pass configuration pumped by a microchip laser. We report 92% quantum conversion efficiency (40 nJ pulses in 2.9 m fiber) and threshold energies (3 nJ in 35 m) more than 1×10^6 times lower than previously reported. The control of the output spectral components by varying only the pump polarization is also shown. The results point to a new generation of highly engineerable and compact laser sources.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.123903

PACS numbers: 42.65.Dr, 33.20.Sn, 42.55.Ye, 42.65.Ky

Though the past decade has seen a dramatic growth in the number of compact laser sources, some wavelength bands are still unavailable, hampering technological development. One simple way of filling the remaining gaps is through wavelength conversion by nonlinear optical processes such as stimulated Raman scattering (SRS). Historically, SRS has been plagued by high pump power requirements, inefficient conversion to the desired frequency, and incidental conversion to other, unwanted frequencies. Previous experiments on SRS using single-pass gas cells required pulsed lasers with high peak power (a few MW) to reach threshold. We have previously demonstrated that this reliance on high power laser sources can be avoided by using a hollow-core photonic crystal fiber (HC-PCF) filled with a Raman active gas, resulting in lowering the threshold energy for vibrational SRS generation in hydrogen to the sub-micro-Joule level [1]. This value was more than 100 times lower than previously reported in a single-pass configuration.

Here we report the use of the latest ultralow loss HC-PCF to construct hydrogen gas cells that provide tight confinement of laser light, in a single transverse mode, over extremely long (tens of m) interaction lengths. This makes possible even larger reductions in threshold power P_{th} :

$$P_{th} = \frac{A_{eff}}{g} \frac{\alpha_p(G + \alpha_s L)}{1 - \exp(-\alpha_p L)}, \quad (1)$$

where A_{eff} is the effective area of the fiber mode, L is the fiber length, g is the Raman gain coefficient of the gas (a few cm per GW), α_p and α_s are the intensity loss coefficients (m^{-1}) at the pump and Stokes frequencies, respectively, and $G \equiv gLP/A_{eff}$ is the net gain factor.

Defining P_{th} as the power at which the conversion efficiency to the Stokes sideband reaches 1% (i.e., $G = 25$ [2]), single-pass SRS generation at pump powers well below 1 W is within reach using the latest HC-PCF with transmission losses less than 2 dB/km [3].

An associated long-standing problem, limiting the use of SRS in laser wavelength conversion, is conversion of light to unwanted frequencies via other Raman resonances, higher order Raman shifts, or wave mixing between generated Raman lines. Previously, these competing effects unavoidably limited the conversion efficiency to the desired frequency. For example, pure rotational SRS generation has always been difficult because the vibrational transition $Q_{01}(1)$ (frequency shift ~ 125 THz) has much higher Raman gain than the rotational transitions [e.g., the $S_{00}(1)$ with a shift of ~ 18 THz] (see Ref. [4] for the notation). Consequently, most reported experiments on SRS in hydrogen have been for vibrational SRS. Indeed, pure rotational SRS has never been demonstrated in a single-pass configuration and, in fact, was only recently observed in a high finesse Fabry-Perot cavity tightly locked to the laser frequency, with conversion efficiencies not exceeding 5% [4].

In our previous work [1] we used a HC-PCF that guided via an incomplete band gap over a broad wavelength range [5,6] with losses of ~ 1 dB/m. Here we use a PCF that guides via a full photonic band gap but with a narrower bandwidth and much lower transmission loss. The narrower guidance band allows us to suppress the usually dominant $Q_{01}(1)$, which would produce a Stokes signal lying outside the low-loss guidance band. The experimental setup is essentially identical to the one we reported in [1], except that the pump signal is generated by a much less powerful miniature laser source—a pas-

sively Q -switched frequency-doubled Nd-doped yttrium aluminum garnet microchip laser delivering 0.8 ns pulses at wavelength 1064 nm and repetition rate 6.3 kHz, with a maximum energy of 1 μ J. The laser power was controlled using a half-wave plate and polarizing beam splitter, the polarization state of the light being controlled using a quarter-wave plate before being launched into the PCF. The signal transmitted through the PCF was then monitored using photodetectors and an optical spectrum analyzer.

The fiber [Fig. 1(a)] was fabricated by the stack-draw technique [7]. It had a core diameter of 7.2 μ m and a triangular photonic crystal cladding with an interhole spacing of \sim 3.1 μ m and an air-filling fraction of \sim 90%. The HC-PCF transmitted over the 1000–1150 nm range with a loss $<$ 100 dB/km, the minimum loss being 67 dB/km at 1060 nm. The second Stokes frequency (two steps of 18 THz away from the pump and located at 1215 nm) was guided with a loss of 0.6 dB/m.

The fiber was filled with hydrogen to a pressure of 7 bars using the technique described in [1]. In order to efficiently and selectively generate rotational SRS, a circularly polarized laser beam is preferable, because the gain is 1.5 times higher than if the pump light is linearly polarized [8–10]. The pump and Stokes waves, if both circularly polarized in opposite senses, interfere to yield a linear polarization that rotates at the same rate as the molecules. Under these conditions rotational energy is transferred efficiently to the molecules and SRS ensues. Moreover, since the vibrational Raman lines lie outside the transmission bandwidth of the HC-PCF, their overall gain is substantially reduced, giving us an ideal means of achieving full quantum conversion to the rotational Stokes frequency.

The transmitted signal was measured as a function of fiber length by repeatedly cutting back a fiber with a starting length of 35 m. Figures 2(a) and 2(b) show, for two extreme fiber lengths (35 and 2.9 m, respectively), the evolution of the ratio of the transmitted to launched

power for the pump (1064 nm) and the first Stokes (1135 nm), respectively. For the longer fiber length, the threshold energy was \sim 3 \pm 2 nJ (\sim 3.75 \pm 2.5 W peak power). This value is more than 1×10^6 times lower than the lowest value reported in conventional experiments for rotational SRS generation [11–13].

For the shorter fiber length [Fig. 2(b)], although the threshold increased to \sim 20 nJ, the conversion efficiency was much higher [Fig. 2(a) and 2(b)], reaching a maximum of 86% for the 2.9 m length, compared to only 35% in the longer length. This corresponds to a photon conversion efficiency of 92%, which is to our knowledge the highest ever reported. In Fig. 2(b) it can also be seen that the Stokes signal slowly decreases (over a relatively large pump energy range) after leveling off. The start of this decrease, at around 60 nJ, coincides with the appearance a second Stokes signal (1216 nm). All these observed features agree with numerical solutions of the coupled wave equations where four-wave mixing of the first anti-Stokes (i.e., the high-frequency sideband), the pump, the first Stokes, and the second Stokes are taken into account [14]. Also, in the numerical model, we have assumed a slight ellipticity of the pump in order to take into account the distortion in the laser polarization introduced by the imperfections in the different optical components and by the residual birefringence of the fiber.

Figure 3 shows the dependence of the threshold power for different fiber lengths. The threshold was taken to correspond to an energy conversion fraction of around 2%. The measured threshold level increased as the fiber length shortened and shows good agreement with the theoretical prediction represented by the full and dashed curves, representing the two most extreme values of the Raman gain coefficient found in the literature [4,11,12]. These values were corrected to the pump wavelength used in our experiment using the dependence of the gain coefficient with the pump wavelength given in [15].

The numerical calculations also showed that, for fiber lengths shorter than \sim 5 m, there is a range of pump

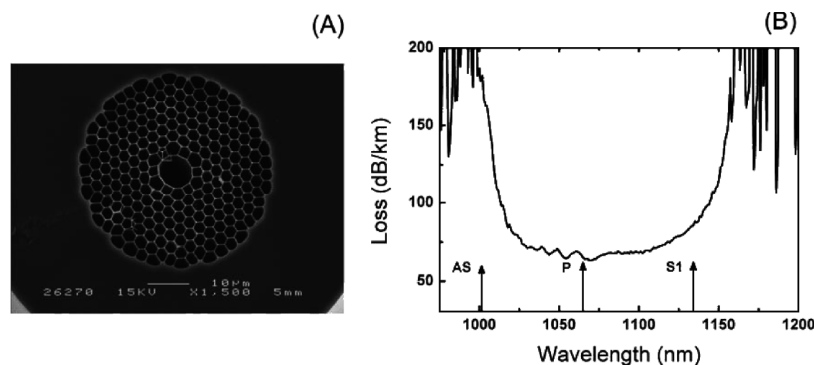


FIG. 1. (a) Scanning electronic micrograph of the HC-PCF. (b) Loss spectrum of the fiber. The arrows pointing upward indicate the wavelength of the pump (P), the first Stokes (S1), and anti-Stokes (AS).

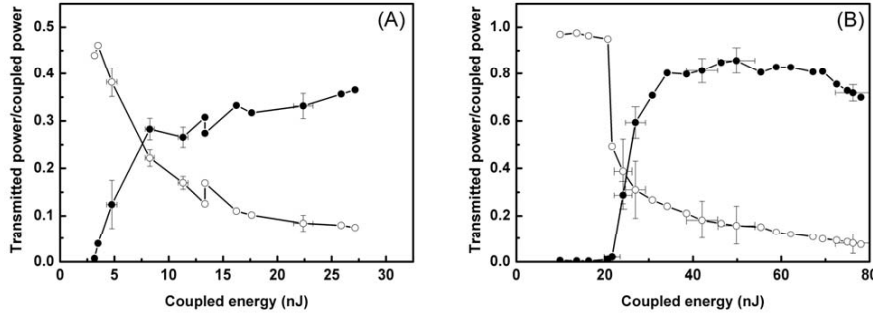


FIG. 2. Evolution of the ratio of transmitted average power over that of the coupled average power as the coupled pump energy is varied for the pump (open circles) and the Stokes (solid circles) in the case of a fiber length of (a) 35 m and (b) 2.9 m.

energies where the conversion efficiency plateaus around 98%—in a good qualitative agreement with the experimental growth at 2.9 m seen in Fig. 2(b). This suggests that efficient and flexible Raman-based frequency converters can be engineered simply by choosing an appropriate fiber length for a given dynamic range of the pump power.

Motivated by the lack of published experimental data, we also investigated the influence of the pump polarization on the coupling between the Stokes and the anti-Stokes signals in rotational SRS. This coupling is maximized when the Raman gain (m^{-1}) is much greater than the phase mismatch rate (m^{-1}) of the coupled waves, i.e.,

$$gP/A_{\text{eff}} \gg -(\lambda_p^2/2\pi c)D(\lambda_p)\Omega_R^2 + 2\gamma P, \quad (2)$$

where P is the peak power in the pump signal, Ω_R is the angular Raman frequency, c is the speed of light in vacuum, λ_p is the pump wavelength, γ ($\text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$) is the Kerr nonlinear coefficient for the hydrogen filled HC-PCF, and $D(\lambda_p)$ ($\text{ps nm}^{-1} \text{km}^{-1}$) is the group velocity dispersion at the pump wavelength [9]. Under our experimental conditions where the dispersion is anomalous at 1064 nm ($D(1064) \sim 50 \text{ ps/km/nm}$), Eq. (2) is fulfilled for P greater than $\sim 50\text{W}$, when the Stokes to anti-Stokes intensity ratio grows as

$$\left| \frac{E_S}{E_{AS}} \right|^2 = \cot^2(\psi - \pi/4), \quad (3)$$

where ψ is the polarization angle. The experimental measurements are plotted in Fig. 4(a) along with the theoretical predictions and show that for a circularly polarized pump beam the ratio increases dramatically in good agreement with theory. Furthermore, by simply changing the polarization state and power of the pump laser, we were able to control, over a wide range, the amount of power at the pump, first Stokes, second Stokes, and first anti-Stokes frequencies.

To illustrate this, Fig. 4(b) shows four different spectra generated by changing the pump beam polarization or the pump power or both. The magnitude of each spectral

component is normalized to that of the transmitted pump. The presence or absence of the anti-Stokes or the second Stokes components in each spectrum illustrates how easily the various processes can be suppressed or enhanced.

In conclusion, HC-PCF enables pure rotational SRS in hydrogen at power levels some 6 orders of magnitude lower than previously reported in a single-pass configuration, and quantum efficiencies close to 100% [11–13]. The well-controlled single guided mode, and absence of beam diffraction, makes it straightforward to maintain phase matching without the need to change the focusing configurations as in more conventional experiments [11,12]. This allowed, for the first time, a convincing exploration of the influence of the pump beam polarization on the Stokes to anti-Stokes coupling close to phase matching. By an appropriate choice of HC-PCF and launch conditions (power and polarization state), it was also possible to control the strength of the different wavelength bands in the output spectrum.

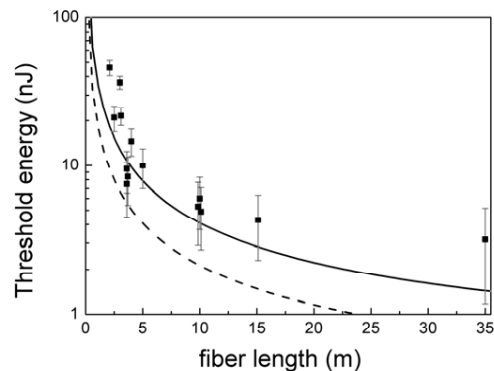


FIG. 3. The evolution of the threshold energy with the fiber length. The points are experimental measurements. The lines are from theory for $g = 1.5 \text{ cm/GW}$ (solid line) and $g = 2.68 \text{ cm/GW}$ (dashed line), taken from Refs. [4,11,12], respectively.

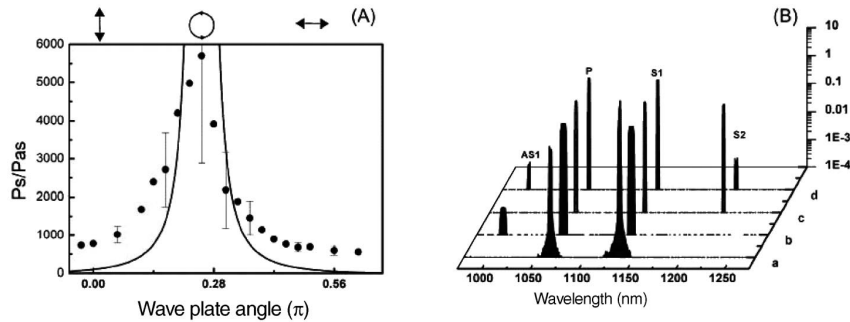


FIG. 4. (a) Stokes to anti-Stokes power ratio as a function of the angle of the quarter-wave plate. The points are the experimental data and the solid line is the theoretical prediction. (b) Four different spectra illustrating the control of the output spectra by changing only the polarization and the input pump power. The coupled energy, the polarization, and the fiber length for each spectrum are (a) circular, 48 nJ, 5 m (b) linear, 30 nJ, 3.6 m (c) elliptical, 20 nJ, 3.6 m (d) elliptical, 87 nJ, 3 m, respectively. The vertical axis represents the transmitted power normalized to that of the transmitted pump.

Gas-filled HC-PCF is an excellent vehicle for generating laser light at wavelengths where semiconductor lasers do not operate even though need is high (e.g., in biomedical applications). The possibility of generating multicomponent spectra at very low threshold power suggests the possibility of practical SRS-based mode-locked lasers [16].

- [1] F. Benabid *et al.*, *Science* **298**, 399 (2002).
- [2] A. Laubereau and W. Kaiser, *Rev. Mod. Phys.* **50**, 607 (1978).
- [3] Charlene M. Smith *et al.*, *Nature (London)* **424**, 657 (2003).
- [4] Lei S. Meng, Peter A. Roos, and John L. Carlsten, *Opt. Lett.* **27**, 1226 (2002).
- [5] T.D. Hedley *et al.*, in *Proceedings of the Quantum Electronics and Laser Science (CLEO/QELS 2003)*, 2003 (OSA, Washington, DC, 2003).

- [6] F. Benabid *et al.*, in *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2003)*, 2003 (OSA, Washington, DC, 2003).
- [7] Philip Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
- [8] R.W. Minck, E. E. Hagenlocker, and W.G. Rado, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 229 (1966).
- [9] G.V. Venkin, Yu. A. Il'inskii, and G. M. Mikheev, *Sov. J. Quantum Electron.* **15**, 395 (1985).
- [10] A. Flusberg and R. Holmes, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2039 (1987).
- [11] M. R. Perrone *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 938 (1997).
- [12] F. De Tomasi *et al.*, *Phys. Rev. A* **64**, 023812 (2001).
- [13] R. J. Heeman and H. P. Godfried, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 358 (1995).
- [14] L. Schoulepnikoff and V. Mitev, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 62 (1997).
- [15] William K. Bischel and Mark J. Dyer, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 677 (1986).
- [16] A.V. Sokolov, D. D. Yavuz, and S. E. Harris, *Opt. Lett.* **24**, 557 (1999).

Very High Numerical Aperture Fibers

William J. Wadsworth, R. Mike Percival, Geraud Bouwmans, Jonathan C. Knight, Tim A. Birks, Tom D. Hedley, and Philip St. J. Russell, *Member, IEEE*

Abstract—Air–silica microstructured fibers are designed and fabricated to yield numerical aperture (NA) greater than 0.9. A model is presented which accurately predicts the structural parameters required in order to realize high NAs. Such fibers have application in lasers and laser-induced-fluorescence systems.

Index Terms—Fiber lasers, optical fibers.

I. INTRODUCTION

HIGH numerical aperture (NA) optical fibers have many uses, for example, for the efficient collection of light in multimode structures, for fluorescence monitoring and for double-clad fiber lasers. In high-power fiber lasers, low-brightness high-power laser diodes are coupled into the high NA inner cladding of a double-clad fiber with a doped core. Raising the NA of the inner cladding allows the same pump power to be coupled into a smaller diameter inner cladding. This improves the pump absorption by increasing the overlap of the pump light with the doped core. For collection of light from diffuse sources and transmission to remote detection equipment, increasing the NA increases the amount of light captured for a certain fiber diameter.

In order to achieve a large NA, one must arrange for a core and cladding material of widely differing indexes. Unfortunately, the range of indexes available in transparent solids (including glass and plastics) is relatively small, the lowest attainable value being approximately 1.3. For a core of silica glass, this yields a maximum NA of the order of 0.6. In practice, NAs above 0.4 are extremely uncommon in silica fibers.

It has previously been postulated that a photonic crystal fiber (PCF) cladding with high air-filling fraction [1] would provide a low effective index, and thus, a high NA when coupled with a solid or PCF inner cladding [2]–[4]. However, with air filling fractions of up to 65%, the measured NA was low—less than 0.5 even for relatively short lengths, when the *average* index of the cladding would suggest an NA of greater than 0.85. In this letter, we analyze theoretically and experimentally the features required in an air–silica structure in order to yield a high NA fiber, in particular, the requirement for silica structures thinner than $\lambda/2$. Measured NA as high as 0.9 over 41 m of fiber is demonstrated. These high NA PCF structures have recently been used for high-power fiber lasers [5].

II. PHYSICAL MODEL OF HIGH NA CLADDING STRUCTURES

The “modal sieve” model explains endlessly single-mode [6]–[9] guidance in PCF through the leakage of high-order

Manuscript received December 24, 2002; revised November 19, 2003. The authors are with the Optoelectronics Group, Department of Physics, University of Bath, Bath BA2 7AY, U.K. (e-mail: w.j.wadsworth@bath.ac.uk). Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2004.823689

modes along the bridges of silica between the holes. In the same way, the rather low NA of many air-clad structures is explained by leakage of the high NA modes along the silica bridges connecting the high NA core to the outer jacket. If we consider a high air-filling fraction PCF cladding as an interconnected network of thin silica webs, then it is clear that when the width of the webs is greater than, or of the order of, the wavelength, light will be well confined to the silica and will not penetrate much into the air. Thus, the effective index of the silica bridges will be close to silica. In order to lower the effective index, it is necessary to have silica webs substantially thinner than the wavelength of light, which is around $1 \mu\text{m}$ in the case of cladding pumped lasers and may be $0.5 \mu\text{m}$ in fluorescence collection systems.

Modeling the high air filling fraction PCF cladding as a network of interconnected but independent silica webs, the modal index of the structure is the modal index n_w of fundamental mode of the individual silica webs (width w) and is given by standard slab waveguide equations

$$W = U \tan(U) \tag{1}$$

$$U^2 = \left(\frac{w}{2}\right)^2 (k^2 n_1^2 - \beta^2), \quad W^2 = \left(\frac{w}{2}\right)^2 (\beta^2 - k^2 n_2^2) \tag{2}$$

rewritten as

$$U^2 = (2\pi\rho)^2 (n_1^2 - n_w^2), \quad W^2 = (2\pi\rho)^2 (n_w^2 - n_2^2) \tag{3}$$

where n_1 is the index of the slab (silica, $n_1 = 1.456$), n_2 is the index of the cladding of the slab waveguide (air, $n_2 = 1$), λ is the free-space wavelength, β is the propagation constant of the fundamental mode, $n_w = \beta/k = \beta\lambda/2\pi$ is the modal index, $2\rho = w/\lambda$ is the normalized width of the slab, and U and W are dimensionless fiber parameters.

Solving (1) and (3) for n_w , we obtain the modal indexes of the fundamental modes of the silica webs, and hence, the NA

$$\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_w^2} \tag{4}$$

of a solid silica inner cladding surrounded by these webs (Fig. 1, solid line). The associated mode profiles are shown in Fig. 2.

From these calculations, it is immediately apparent that the width of the suspending webs is of paramount importance for achieving a low index cladding. In previously reported structures [2], [3], the webs are approximately $1 \mu\text{m}$ wide, yielding the low NA measured. In Fig. 1, the solid line shows that the real benefit of a silica–air structure is only gained when the supporting webs are half the wavelength or less.

In order to apply this model to real structures, we need first to consider whether an isolated slab model is appropriate, or

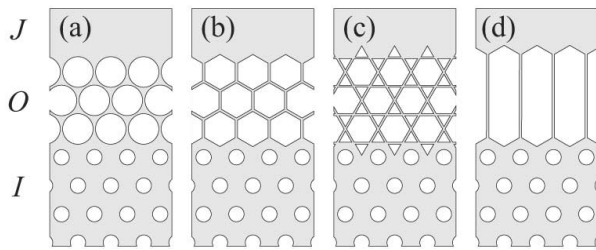


Fig. 1. Calculated and measured NA for varying normalized web width, $2\rho = w/\lambda$. Isolated slab waveguide model (solid line). Full eigenmode calculations for PCF cladding structures [Fig. 3(a), (b), (c)] with minimum wall thickness, $w = 0.05 \Lambda$ (open symbols). Measured NA for three air-clad fibers. PCF core fiber similar to Fig. 5 [length 16 m, $w = 360$ nm (solid triangles)] and two different solid core fibers similar to Fig. 4 [lengths 41 and 94 m, both $w = 220$ nm (crosses)].

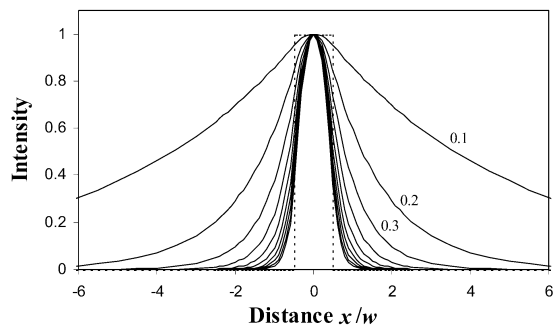


Fig. 2. Mode profiles for slab waveguides of normalized width, $2\rho = w/\lambda = 1$, to 0.1 (inner to outer solid curves) in steps of 0.1. Dotted line represents the dimensions of the slab waveguide.

whether the field from one slab will overlap with the next. Even for very thin webs $w/\lambda = 0.1$, the field only spreads out by approximately $2 \mu\text{m}$ for near infrared light (Fig. 2). In a typical PCF, the pitch is a few micrometers, so adjacent waveguides will indeed be essentially uncoupled.

To further verify the applicability of the simple web theory, the results of complete calculations of the modal indexes for several PCF structures [see Fig. 3(a), (b), (c)] are also plotted in Fig. 1 (open symbols). All of the structures have a minimum wall thickness of $w = 0.05 \Lambda$, and are calculated for different values of Λ/λ . There is close agreement between the simple model and full calculations for hexagonal hole PCF. The other regular PCF structures (circular holes and Kagomé lattice) have sufficient extra silica to increase the modal index (and lower the NA) substantially compared with independent slab waveguides. From practical experience, $w = 0.05 \Lambda$ is an ambitious lower limit for periodic PCF, as this corresponds to extremely thin-walled tubes in the PCF preform stack [6]–[8]. This then places a limit on the fiber scale as we also require $w < \lambda/2$ (for high NA > 0.6 , Fig. 1), so $\Lambda < 10 \mu\text{m}$ at a wavelength of $1 \mu\text{m}$. This has dramatic implications for implementing large mode area, high NA double-clad fiber lasers as it means that high NA and large mode area are not compatible in a regular array PCF. This practical restriction is lifted by using true web structures [Fig. 3(d)].

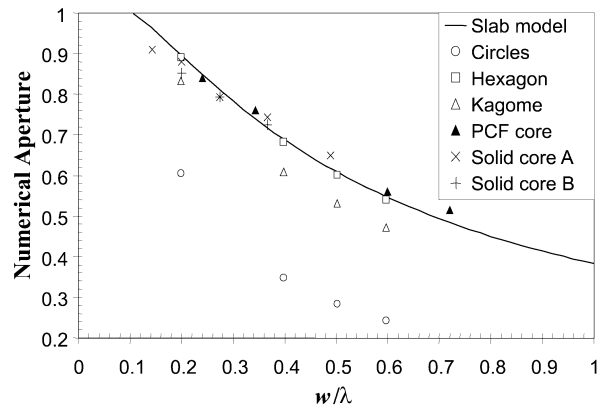


Fig. 3. Diagram of generic PCF inner–outer cladding structures. *I*: inner cladding. *O*: outer cladding. *J*: jacket. (a) Regular circular hole PCF, (b) hexagonal hole PCF, (c) Kagomé lattice PCF, and (d) PCF suspended by webs.

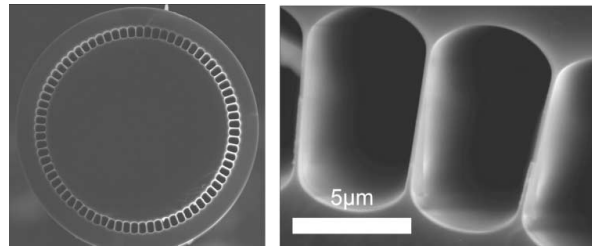


Fig. 4. Doubleclad fiber with a conventional solid silica fiber core and inner cladding, suspended in air. Inner cladding diameter $140 \mu\text{m}$. 76 suspending webs of width 220 nm.

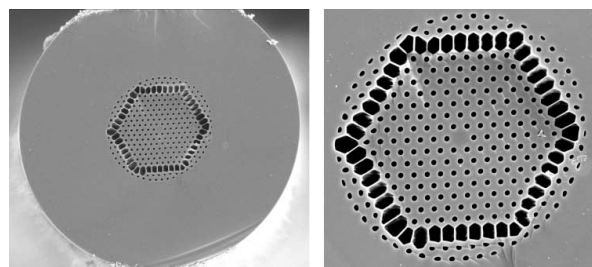


Fig. 5. Doubleclad fiber with a PCF core for laser-induced fluorescence or two-photon fluorescence. Outside diameter $200 \mu\text{m}$. Inner cladding $60 \mu\text{m}$ across the hexagonal flats, 48 suspending webs of width 230 nm. Inner cladding $\Lambda = 3.8 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.4$, core diameter $6.3 \mu\text{m}$ (endlessly single mode).

III. EXPERIMENTAL MEASUREMENTS OF NA

We have concentrated on fabrication and measurement of fibers such as those in Fig. 3(d), examples of which are shown in Figs. 4 and 5, with suspending web widths substantially less than $1 \mu\text{m}$. This type of structure has the advantage that it may be designed largely independently of the form of the inner cladding, which may be a PCF with large or small pitch (Fig. 5), or a solid rod, or conventional step-index fiber (Fig. 4). The number and spacing of the webs need only fulfil the requirement that the webs should be uncoupled waveguides.

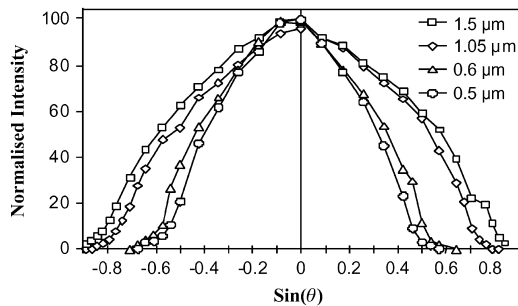


Fig. 6. Output signal versus angular divergence for 16 m of double-clad fiber with Yb^{3+} -doped PCF core. Measurements are shown at four different wavelengths.

Measurements of the NAs of several fibers at different wavelengths were made by launching white light from an incandescent bulb into a length of fiber and observing the output pattern at different wavelengths. High NA microscope objective lenses were used to couple light into the fibers, as the output NA observed will be restricted if too low an input NA is used. For most cases, a 0.85 NA \times 60 lens was sufficient, but this was found to give errors when used for fibers with NA $>$ 0.8, so a \times 100 lens, NA $>$ 0.9 was used in these cases. The output was detected using a small area photodiode (1-mm diameter) which was scanned in an arc at a fixed distance of 50 cm from the end of the fiber. Phase-sensitive detection was used to obtain a signal with wavelength selection by a 10-nm bandwidth interference filter placed in front of the detector. The NA was taken as the 5% point of the measured angular intensity profile (Fig. 6).

Measured NA values for several fibers at different wavelengths are compared with the model in Fig. 1. In these measurements, there is a clear wavelength dependence of the NA, in accordance with the model. The absolute values fit well with the predicted values for long lengths (20–90 m) of fibers with either a solid core (as Fig. 4) or a PCF core (as Fig. 5). The suspending web widths are 220 and 360 nm for the two types of fiber, with $w/\lambda = 0.20$ and 0.33 at $1.1 \mu\text{m}$, giving a measured NA of 0.88 and 0.76, respectively. At visible wavelengths, w/λ is greatly increased, but the NA is still high, 0.65 at $\lambda = 450 \text{ nm}$ ($w/\lambda = 0.49$) for the fibers with thin webs. At longer wavelengths, the measured NA rises until it is limited by the NA of the launch optics at 0.9. For short fiber lengths (2 m or less), the measured NA is generally higher than predicted. For example, the measured NA (Fig. 1) of solid core fiber A [as in Fig. 4(a)] at 600 nm is 0.74 for 41-m length,

but 0.81 for 1.5-m length. This gives some indication of the transient length over which modes of higher NA leak from the inner cladding before the steady state is reached.

The higher NA at longer wavelengths (small w/λ) is also visible as a red-colored fringe to the diverging output beam under white light illumination. This is in marked contrast to the uncolored profile observed from a multimode step-index fiber, where there is only weak dependence of NA on wavelength.

IV. CONCLUSION

A physical model of air–silica high NA fibers is presented which demonstrates the importance of minimizing the width of silica bridges in order to obtain a low cladding index. Several such fibers have been fabricated and the measured properties as a function of wavelength and web thickness follow the predictions well. These fibers show the highest NAs reported of 0.88 over a 41-m length at a wavelength of $1.1 \mu\text{m}$, rising to NA $>$ 0.9 at $1.54 \mu\text{m}$, and decreasing to NA 0.65 at 450 nm. Such structures will lead to performance improvements for cladding-pumped lasers and increased sensitivity in collection of incoherent light.

REFERENCES

- [1] R. P. Espindola, R. S. Windeler, A. A. Abramov, B. J. Eggleton, T. A. Strasser, and D. J. DiGiovanni, "External refractive index insensitive air-clad long period fiber grating," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 327–328, 1999.
- [2] F. Furusawa, A. Malinowski, J. H. V. Price, T. M. Monro, J. K. Sahu, J. Nilsson, and D. J. Richardson, "Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding," *Opt. Exp.*, vol. 9, no. 13, pp. 714–720, 2001.
- [3] J. K. Sahu, C. C. Renaud, K. Furusawa, R. Selvas, J. A. Alvarez-Chavez, D. J. Richardson, and J. Nilsson, "Jacketed air-clad cladding pumped ytterbium-doped fiber laser with wide tuning range," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 18, pp. 1116–1117, 2001.
- [4] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "Large mode area photonic crystal fiber laser," in *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics 2001 (Optical Society of America (OSA) Trends in Optics and Photonics Series)*, vol. 56, Washington, D.C., 2001, Paper CWC1.
- [5] W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "High power air-clad photonic crystal fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 11, no. 1, pp. 48–53, 2003.
- [6] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1547–1549, 1996.
- [7] ———, "Errata: All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 484–485, 1997.
- [8] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 961–963, 1997.
- [9] E. Silvestre, P. St. J. Russell, T. A. Birks, and J. C. Knight, "Analysis and design of an endlessly single-mode finned dielectric waveguide," *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 15, no. 12, pp. 3067–3075, 1998.

Form-Induced Birefringence in Elliptical Hollow Photonic Crystal Fiber With Large Mode Area

Walter Belardi, Géraud Bouwmans, Laurent Provino, and Marc Douay

Abstract—We propose a novel type of photonic crystal fiber (PCF), including an elliptical hole in its solid core. We prove the feasibility of such a fiber and investigate both experimentally and theoretically the dependence of its group birefringence on the geometric hole parameters. We show, for the first time, that form-induced birefringence can be achieved in single mode PCFs with large mode area and suggest it as a possible route for the development of polarization maintaining PCF-based LMA fiber devices.

Index Terms—Birefringence, fiber characterization, fiber design and fabrication, large core fiber, photonic crystal fiber, single mode fiber.

I. INTRODUCTION

ONGOING research on photonic crystal fibers (PCFs) [1] includes applications in a wide range of areas as optical signal transmission [2], [3], high-power lasers [4], nonlinear fiber optics [5], gas-based nonlinear optics [6], optical signal processing [7], and others. This versatility is due to the particular design flexibility of PCFs which allows them to fit a specific application by varying its geometrical characteristics and structure.

For instance, in the simplest scheme, PCFs are constituted of an array of air holes running along the entire fiber length. If the central hole of the array is replaced by a silica core, these PCFs guide light by means of a *modified* form of total internal reflection and they can show single mode operation with a very high or very low nonlinearity, depending on their geometric features [1].

In a different structure design, hollow core PCFs (HC-PCFs) can also be made by enlarging the central hole of the periodic air hole array. This class of PCFs allows the guidance of light in air, by means of a photonic bandgap effect [1], and open up novel possibilities in both gas-based optics [6] and optical communications [2].

An interesting feature of solid core PCFs is their employment in the realization of high-power lasers [4]. Indeed, PCF technology allows single mode operation over a wide wavelength range when some particular geometric conditions are respected, i.e., the ratio between the hole size d and the hole pitch Λ is less than about 0.43 [8]. This characteristic of PCFs does not depend

on the particular fiber core size but is scalable, in principle, to any core size. Therefore, single mode PCFs with very large mode area (LMA) can be realized for the generation or the delivery of very high optical power [9]. The realization of dual-clad LMA-PCF lasers [4] is particularly advantageous because the use of an air outer cladding avoids any direct contact of radiation to the coating material and leads to a very high numerical aperture (NA) for the inner cladding, providing efficient pump launching, reduced pump threshold, as well as high pump absorption.

Polarization maintenance is a critical issue in clad pumped fiber laser cavities, along with single mode and single polarization operation [10]. Thus, the realization of highly birefringent LMA-PCF amplifiers is of crucial importance.

Several polarization maintaining (PM) solid core PCFs with small core size have been designed and fabricated by several research groups. All of them are primarily based on form birefringence which is obtained by enlarging asymmetrically the fiber core or modifying some hole sizes, shapes or positions [11]–[14]. Indeed an asymmetric core design, combined with the large refractive index contrast achievable in PCFs and the small mode area, allows obtaining a birefringence in the order of 10^{-3} , at least one order of magnitude greater than in conventional highly birefringent fibers [15]. However, it has been shown that, when the core size enlarges, the birefringence of these fibers decreases rapidly [11]. Thus, form-induced birefringence has been considered a valid method for making PM fibers in the small core regime only.

A different method, based on stress-induced birefringence, has been used to make polarization maintaining PCFs with large mode area [16]. In that work the outer cladding of a LMA-PCF was filled with some stress-applying parts (SAPs), similarly to conventional PANDA fibers. These parts are normally made of a material with a different expansion coefficient than that of silica, which can provide a stress field in the fiber after fiber drawing [15]. By using this method, a close to wavelength independent birefringence, in the order of 1.5×10^{-4} , was obtained in a PCF with a calculated mode field diameter (MFD) of $7.1 \mu\text{m}$ [16]. (Note that in the LMA regime the MFD is almost wavelength independent [17].) Recently, better results have been obtained by the same group and single mode PM-PCFs have been commercialized with a core size up to $16 \mu\text{m}$.¹ However, in principle, single mode operation can be obtained in PCFs with a much larger core size. For example, in [18], a ytterbium-doped LMA PCF was fabricated with a core size of about $40 \mu\text{m}$ and an outstanding effective area of about $1000 \mu\text{m}^2$. In [19], a major limitation is discussed of the technique requiring the introduction of SAPs, when very large core diameters are approached. Indeed

Manuscript received June 27, 2005; revised September 6, 2005. This work was supported in part by the Ministère Chargé de la Recherche, in part by the Région Nord/Pas de Calais, and in part by the Fonds Européen de Développement Economique des Régions.

The authors are with the Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, Université des Sciences et Technologies de Lille, UFR de Physique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France (e-mail: walter.belardi@phlam.univ-lille1.fr; geraud.bouwmans@phlam.univ-lille1.fr; laurent.provino@phlam.univ-lille1.fr; marc.douay@univ-lille1.fr).

Digital Object Identifier 10.1109/JQE.2005.858793

¹[Online] Available: <http://www.crystal-fiber.com>.

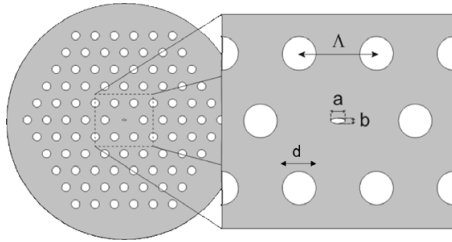


Fig. 1. Sketch of the transversal section of an EH-PCF. The fiber parameters are the hole pitch (Λ), the hole size (d), the air filling fraction (d/Λ), the longer elliptical hole axis (a), and the shorter elliptical hole axis (b).

the minimum distance between the SAPs and the inner fiber core dramatically increases when using larger PCF diameters, limiting the maximum achievable birefringence [19]. Moreover, this same problem would be even more severe if a SAP technique were applied to a double-clad PCF, given the presence of an extra air outer cladding. Thus, novel techniques and designs to realize PM-LMA-PCFs deserve to be investigated as an alternative or in addition to the SAP technique.

A novel highly birefringent fiber design was theoretically discussed in [20]. The proposed fiber was named “elliptical hollow optical fiber” (EH-OF) and was composed of a central elliptical air hole (with refractive index $n_1 = 1$), a circumferential elliptical ring germanium-doped core (with refractive index $n_2 > 1.45$), and a circular silica cladding. The birefringence of this fiber is related to the boundary conditions that apply to the electrical field at the interface between the central elliptical air hole and the concentric ring germanium-doped core. It is shown that, when the electrical field is normal to this interface, its magnitude in the germanium-doped core area (in the proximity of the air hole) is lowered by a factor depending on $\Delta n = n_2 - n_1$. Given the ellipticity of the air hole, orthogonal polarization fields, traveling in the doped-core area, experience such an effect over different interface extensions. This determines a difference in the two polarizations, i.e., birefringence [20].

On the basis of this same principle, we intend to demonstrate here that form-induced birefringence can efficiently be achieved also in the realization of LMA-PCFs. We design an elliptical hollow photonic crystal fiber (EH-PCF), including a central elliptical air hole, a concentric silica ring core and an air hole cladding (Fig. 1). We prove the feasibility of this fiber by fabricating three different EH-PCFs and characterizing their geometry and birefringence properties. Our numerical analyzes agree with the experimental results obtained and allow us to further investigate the dependence of the birefringence of an EH-PCF on some geometric features, as the elliptical hole dimension and ellipticity, or the cladding hole pitch Λ . We show that, by a simple modification of these geometric parameters, high values of birefringence can be obtained in EH-PCFs with large mode area.

II. EXPERIMENT

First, we have performed some numerical calculations by means of femlab, a commercially available software package based on finite element analyses, already used in the design of PCFs [21]. Our simulations showed, as expected, that, by

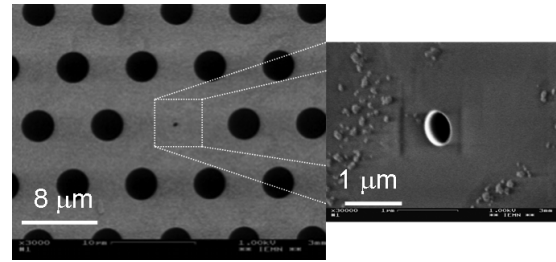


Fig. 2. SEM of our fabricated EH-PCF. A magnification of the central elliptical hole is shown in the inset.

choosing an air filling fraction $d/\Lambda < 0.43$, is possible to achieve single mode guidance in the ring core surrounding the elliptical air hole as well as form-induced birefringence.

In order to verify our predictions and prove the actual feasibility of an EH-PCF, we then fabricated three different EH-PCFs with large mode area. The fabrication of an optical fiber including an elliptical hole with dimensions less than $1 \mu\text{m}$ is a nontrivial problem and, to the best of our knowledge, has never been reported. One of the key points that we intend to demonstrate here is that an elliptical hole can be maintained while drawing it to a size of half a micron. The production of our fibers passed through two different stages. In the first fabrication step, we produced a silica cane comprising an elliptical hole in its center. In a second fabrication stage, we drew a final PCF preform containing in its center the cane previously made. A scanning electronic micrograph (SEM) of one of the fabricated fiber is shown in Fig. 2. A magnification of the inner elliptical air hole is shown in the inset. In Table I, we also show the measurements of different geometrical parameters of the produced fibers. As we can see, the ellipticity factor e of our fibers is comprised between 1.2 and 1.5 while the ellipticity factor of the starting silica cane that we have drawn was of 1.9. We believe that EH-PCFs with larger values of e can be obtained by using initial silica canes with a larger ellipticity and by optimizing the drawing conditions (temperature, pressure and speeds). As we can see in Table I, the calculated effective mode areas of our fibers A, B and C are, respectively, 52 , 100 , and $216 \mu\text{m}^2$. These values are larger than those obtained for the corresponding conventional PCFs, with the same hole and pitch parameters but without an elliptical hole in their center. In this case, the corresponding values of the effective areas would be 45 , 82 , and $183 \mu\text{m}^2$, respectively.

The guidance properties of the produced fibers were investigated through the use of white light, visible and infrared laser sources and of a CCD camera. A typical near-field mode image is shown in Fig. 3. Although our fiber geometric parameters do not respect exactly the condition for single mode operation [8], our observations confirmed the guidance of a single ring mode from the visible to the infrared regime. As observed in many other works, e.g., in [16], a very weak multimode guidance results in practice in a single mode behavior, due to the high losses experienced from the higher fiber modes.

We performed some group birefringence measurements on the produced fibers, using a standard crossed polarizer technique [22] with a supercontinuum laser source based on a highly

TABLE I
FIBERS GEOMETRY PARAMETERS AND CALCULATED EFFECTIVE MODE AREAS

FIBER NAME	FIBER DIAMETER $D(\mu\text{m})$	HOLE DIAMETER $d(\mu\text{m})$	HOLE PITCH $\Lambda(\mu\text{m})$	AIR FILLING FRACTION d/Λ	LONGER ELLIPTICAL HOLE AXIS $a(\mu\text{m})$	SHORTER ELLIPTICAL HOLE AXIS $b(\mu\text{m})$	ELLIPTICITY FACTOR $e=a/b$	HOLE ELLIPTICITY $1-b/a$	CALCULATED EFFECTIVE MODE AREA $A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$
FIBER A	91	2.7	5.9	0.45	0.405	0.270	1.5	0.33	52
FIBER B	123	3.6	8	0.45	0.590	0.425	1.39	0.28	100
FIBER C	194	6.5	12.8	0.5	0.525	0.425	1.23	0.19	216

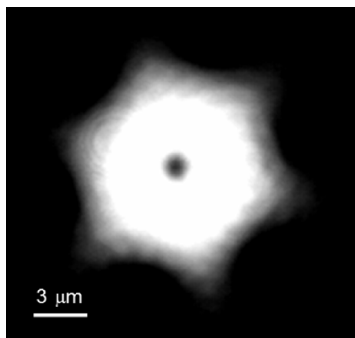


Fig. 3. Near-field mode image of “Fiber B” at a wavelength of 633 nm.

nonlinear PCF. Our experimental data are shown in Fig. 4, together with our numerical calculations. These data prove the existence of a form-induced birefringence in the produced fibers, which, at a wavelength of 1550 nm, extends from a value of about 1.2×10^{-5} in “Fiber C” to about 6×10^{-5} in “Fiber A.” As we can see, for all our measurements, there is a reasonable agreement between our numerical and experimental data. We believe their difference to be mainly related to structure imperfections and small errors in the measurements of fiber geometry parameters. In particular, the measurements of the dimensions of the elliptical axis of the central hole (a and b) have been taken by using our SEM images and are affected by a maximum error of about 15–20 nm. Although this number is small, it represents 3%–4% of the value of a and b and it leads to a maximum error of the ratio a/b of about 6%–9%. We have calculated that a small change in the choice of the hole ellipticity can determine a substantial modification of the fiber birefringence. Indeed, if we consider our fabricated “Fiber B” (Table I), a change of the ratio a/b of about 9% can induce a change in the fiber group birefringence of about 26% (at a wavelength of 1550 nm). In order to further outline this point, we have also shown in Fig. 4(b) the calculated group birefringence for a fiber with exactly the same parameters of “Fiber B,” but with the length of the longer and shorter hole elliptical axis modified of +10 and –10 nm, respectively. As we can see, this small modification already allows our calculated group birefringence to pass from a lower to a higher value of our measured birefringence. For both “Fiber B” and “Fiber C” our numerical data can fit our experimental data within an error limited to about 7%. Moreover the group birefringence of these two fibers increases with the wavelength [Fig. 4(b)–(c)], as in conventional PCFs [11]. In contrast we can

observe an uncommon behavior for “Fiber A” [Fig. 4(a)]. The group birefringence of this fiber presents a peak value at a wavelength of about 1500 nm and decreases at longer wavelengths. This unusual property is confirmed by our numerical data, although, in this case, they can fit our experimental data within a maximum error of about 16% at longer wavelengths. Again, we attribute this discrepancy to structure imperfections and geometry measurement errors, which can be particularly critical in the smaller core regime.

III. NUMERICAL ANALYSES

In order to explain the unusual behavior of “Fiber A,” to investigate the dependence of the group birefringence of an EH-PCF on fiber geometric characteristics, and to establish the eventual advantages of using an EH-PCF, we have performed some numerical analyzes. We have adopted an EH-PCF structure with the same geometric parameters of our “Fiber B” ($\Lambda_B = 8 \mu\text{m}$, $(d/\Lambda)_B = 0.45$, $a_B = 0.59 \mu\text{m}$, $b_B = 0.43 \mu\text{m}$, see Table I) and studied the behavior of its group birefringence by modifying its geometric features.

A. Wavelength Dependence

We can introduce a fiber magnification factor M to scale the fiber structure we have adopted. Thus, when $M = 1$ we refer to the fiber geometry of “Fiber B” while, in the other cases, we refer to an EH-PCF with a hole pitch $\Lambda' = M \cdot \Lambda_B$, a hole size $d' = M \cdot d_B$, and elliptical hole axis $a' = M \cdot a_B$ and $b' = M \cdot b_B$. The magnification parameter is particularly useful because it can describe the characteristics of different fibers with exactly the same structure but different fiber size.

We have shown, in Fig. 5, the dependence of the group birefringence on the wavelength for different values of the fiber magnification factor M . At short wavelengths, we can observe an increase of the birefringence for smaller fiber sizes. However, when adopting smaller M s, the peak value of the birefringence (corresponding to an “optimal wavelength” λ^*) shifts to shorter wavelengths. In order to understand this behavior, in Fig. 6 we show the difference between the principal polarization guided mode, for a fiber with $M = 0.75$, at different wavelengths ($\lambda_1 = 1.1 \mu\text{m}$ and $\lambda_2 = 1.8 \mu\text{m}$). As we can see, in Fig. 6(a) ($\lambda_1 = 1.1 \mu\text{m}$), the mode is completely guided in the surrounding silica core ring, leaving very low optical power inside the elliptical hole. In contrast, in the case of Fig. 6(b) ($\lambda_2 = 1.8 \mu\text{m}$), a longer light wavelength can penetrate better inside the hole (due to the diffraction effect), resulting in a more

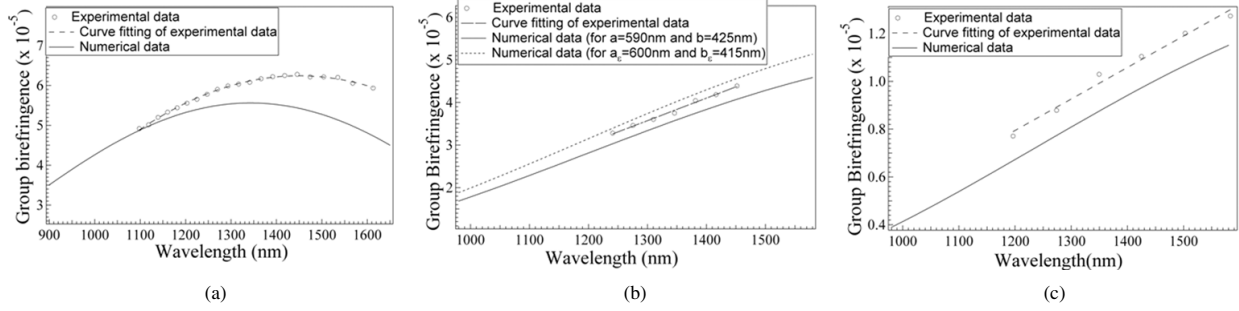


Fig. 4. (a) Group birefringence measurements of “Fiber A,” (b) “Fiber B,” and (c) “Fiber C.” A solid line indicates our numerical calculations. Our experimental data are represented by an empty circle (o) and their fitting curve is also shown. In (b), a dashed line above our experimental data indicates the calculated group birefringence of a fiber with the same pitch Λ and hole size d of “Fiber B” but elliptical hole axis modified of +10 nm (for the longer axis) and –10 nm (for the shorter axis).

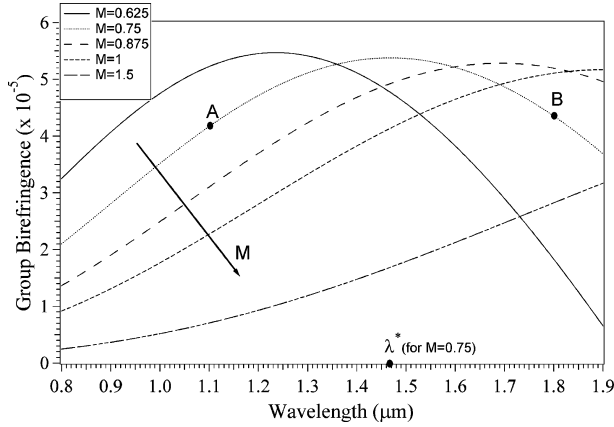


Fig. 5. Dependence of the group birefringence on the wavelength, for different values of the fiber magnification M . The marked points “A” and “B” indicate the value of the birefringence for $M = 0.75$ at a wavelength of 1.1 and 1.8 μm , respectively. The point λ^* represents, for $M = 0.75$, the wavelength corresponding to a maximum of the fiber group birefringence.

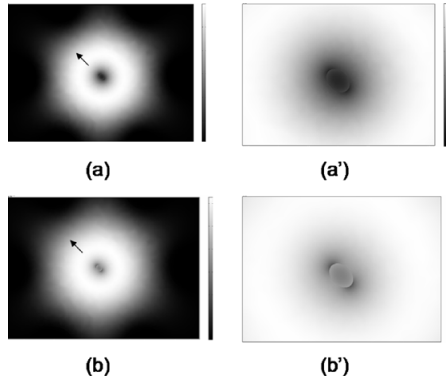


Fig. 6. Calculated image modes (on the main polarization axis) for a fiber magnification M of 0.75 at wavelengths of (a) 1.1 and (b) 1.8 μm . The central elliptical air-hole is magnified in (a') and (b'). An arrow indicates the polarization direction and a graduation scale is shown on the side of the images, indicating increasing optical power levels from black to white.

significant portion of optical power located inside the central elliptical air-hole.

We can now show how an increasing percentage of the electrical field inside the hole can cause a decrease of the fiber birefringence. As explained extensively in [20], fiber birefringence

in an EOF is originated by the boundary conditions that apply on the electrical field at the air-silica interface

$$E_{\text{core-}t} = E_{\text{air-}t} \quad (1)$$

$$E_{\text{core-}n} = \left(\frac{n_{\text{air}}}{n_{\text{core}}} \right)^2 \cdot E_{\text{air-}n} \quad (2)$$

where E_{core} and E_{air} are, respectively, the electrical fields in the silica ring core and in the elliptical air-hole, n_{air} and n_{core} are the corresponding refractive indices, and the subscripts t and n are used to indicate, respectively, the electrical field components tangent and normal to the air-silica interface.

Thus, since E_{air} is almost zero and $(n_{\text{air}}/n_{\text{core}})^2$ is about 0.47, relation (2) determines a depression of the electric field intensity in the silica ring core, in the proximity of the air-silica interface, because $E_{\text{core-}n}$ is almost zero. The EH-PCF birefringence is due to the fact that orthogonal fiber polarizations experience this effect over different air-silica interface extensions [20]. However, when the electrical field intensity inside the hole E_{air} increases [as in the case of Fig. 6(b)], $E_{\text{core-}n}$ increases (2) and the depression of the electrical field in the silica ring core, in the proximity of the air-silica interface, becomes less pronounced.

Thus, for wavelengths longer than an optimal wavelength λ^* , the percentage of light inside the central hole becomes significant, the boundary condition (2) determines a less important depression of the electrical field inside the ring core for both polarization modes, causing their disparity to be less significant. As a result, the fiber has a lower birefringence.

On the other hand, for wavelengths shorter than λ^* , the percentage of power inside the air hole is not significant and this effect should not be taken in account. By progressively decreasing the light wavelength, the optical mode power situated at the silica-air interface becomes less and less significant, leading to a lower birefringence.

B. Group Birefringence and Effective Area Tradeoffs

We have also studied the dependence of the group birefringence B_g on the fiber magnification M , at a constant wavelength of 1.55 μm . In Fig. 7 we can see that, when M is less than about 0.8, the birefringence decreases for smaller fiber sizes. This is a direct consequence of the same phenomenon explained above regarding the behavior of an EH-PCF at short wavelengths. Indeed

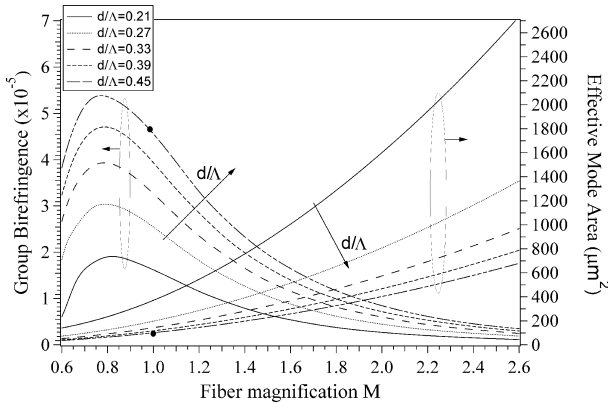


Fig. 7. Group birefringence and effective area tradeoffs. This figure shows the dependence of the group birefringence (on the left axis) and of the effective area (on the right axis) on the fiber magnification M , for different values of the air filling fraction and at a fixed wavelength of $1.55 \mu\text{m}$. Our fabricated fiber is indicated by a black spot (\bullet , $M = 1$). As we can see a good compromise between high birefringence and large mode area is obtained.

the reduction of the fiber size determines an increasing optical power to be localized inside the central air hole. In contrast, if M is greater than about 0.8, the birefringence decreases for larger fiber dimensions. Since, in this same regime, the effective area increases, a compromise between high birefringence and large mode area should be obtained. Fig. 7 also shows the variations of the birefringence and effective area with respect to the air filling fraction d/Λ of the EH-PCF cladding. A compromise is also necessary in this case, because, while a large d/Λ leads to higher birefringence, it also causes a lowering of the effective mode area. Our fabricated “Fiber B” (Table I), also marked on the same plot, represents a good compromise among all these factors.

C. Elliptical Hole Size

It is important to establish the relation between the birefringence and the central elliptical hole size. First, this is useful to maximize the value of the birefringence and secondly is of paramount importance, from a fabrication point of view, to understand whether a small variation of the hole size would determine an abrupt decrease of the group birefringence.

For referring to the hole size, we have introduced a hole magnification factor m , such that $m = 1$ when the elliptical hole dimensions are the same than for the fabricated “Fiber B” (Table I). Thus, in general, the elliptical hole axis are $a' = m \cdot a_B$ and $b' = m \cdot b_B$ while the other fiber geometry parameters are fixed to the values $\Lambda' = \Lambda_B$ and $d' = d_B$. In Fig. 8 we have shown, at a fixed wavelength of $1.55 \mu\text{m}$, the relation between the group birefringence and m . We can observe a maximum value of the birefringence corresponding to an optimal hole magnification m^* . For values of m lower than m^* , light results more poorly confined in the concentric ring core and an increasing optical power is concentrated inside the hole, determining, as explained above, a lowering of the birefringence. However, for m greater than m^* , light confinement in the silica ring core becomes stronger as the central hole enlarges. In this case, as also discussed in [20], the percentage of optical power at the silica–air interface becomes less and less significant, leading to a lower birefringence.

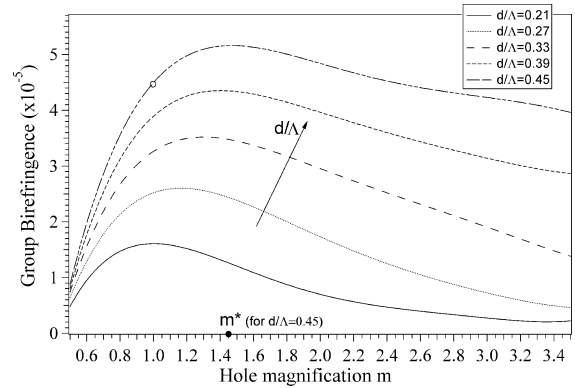


Fig. 8. Dependence of the group birefringence on the elliptical hole magnification m , for different values of the air filling fraction d/Λ , at a fixed wavelength of $1.55 \mu\text{m}$. The empty circle (\circ) represents the position in the graph of our fabricated “Fiber B.” The black spot (\bullet) indicates the value m^* , for $d/\Lambda = 0.45$, at which the corresponding fiber birefringence reaches its maximum.

We also studied how the relation between the group birefringence and m changes with d/Λ . In Fig. 8 we can see that m^* is shifted toward higher values for greater d/Λ values. Indeed the optimal confinement of an optical mode inside the ring core requires a larger central hole size when a higher d/Λ is adopted.

From a fabrication point of view, this plot is very useful because it shows that, by choosing an appropriate elliptical hole size, a great level of tolerance in the fabrication is allowed for obtaining a high birefringence. For example, for $m = 1$ and $d/\Lambda = 0.45$, a value of the birefringence greater than 4.5×10^{-5} can be obtained for a range of m values between 1 and 2.45. In the same plot, we have also marked the position of our fabricated “Fiber B” ($m = 1$, $d/\Lambda = 0.45$).

D. Ellipticity

The birefringence of our EH-PCFs is due to the ellipticity of the central air hole. Therefore, it is of great importance to investigate the group birefringence dependence on the ellipticity value, in order to estimate which level of birefringence can be achieved in an EH-PCF.

We define an ellipticity factor “ e ,” such that the elliptical hole axis are $a' = e \cdot b'$ and $b' = b_B$. Thus, while the shorter elliptical axis is kept constant to the value of our fabricated “Fiber B” (Table I), the other axis is progressively lengthened, increasing the hole ellipticity (and dimension). Fig. 9 shows the relation between the group birefringence and the ellipticity factor e , for different values of the d/Λ (at a fixed wavelength of $1.55 \mu\text{m}$). As we can see, the increase of the birefringence with the ellipticity is more effective for fibers with a larger d/Λ ratio. Moreover, while the first three plots ($d/\Lambda = 0.45$, $d/\Lambda = 0.39$, $d/\Lambda = 0.33$) are characterized by a monotone increase of the birefringence, we can observe the presence of a maximum birefringence in the last two plots ($d/\Lambda = 0.27$, $d/\Lambda = 0.21$), corresponding to a value e^* of 4.2 and 3.1, respectively. When e is greater than e^* , the decrease of the birefringence is due to the enlarging of the hole dimension, which causes a stronger confinement of the optical mode in the silica ring core. As explained above, this can determine a lower birefringence because the amount of optical power at the silica–air interface is reduced.

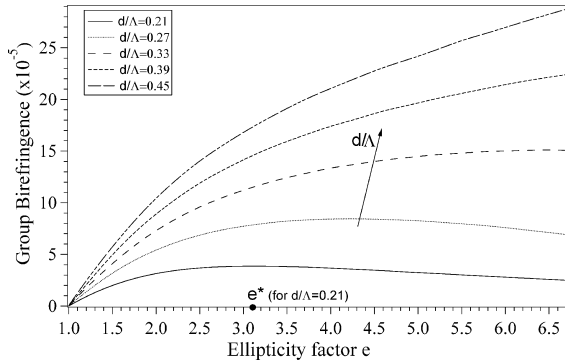


Fig. 9. Relation between the EH-PCF group birefringence and the ellipticity factor $e = a/b$, for different values of d/Λ , at a fixed wavelength of $1.55 \mu\text{m}$. The black spot indicates the value of the ellipticity factor e^* , for $d/\Lambda = 0.21$, corresponding to the maximum achievable birefringence.

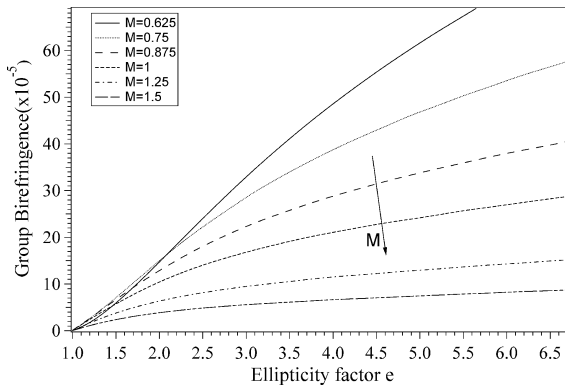


Fig. 10. Relation between the EH-PCF group birefringence and the ellipticity factor e , at a fixed wavelength of $1.55 \mu\text{m}$, for different values of the fiber magnification M .

Fig. 10 shows the same relation between the group birefringence and the ellipticity factor e , obtained for different values of the fiber magnification M . This is quite useful in order to determine which level of birefringence is possible to obtain in an EH-PCF. As we can see, for values of e greater than 3 and $M = 0.75$ (corresponding to a hole pitch $\Lambda = 6 \mu\text{m}$), a group birefringence greater than 2.85×10^{-4} is obtainable. Naturally much larger values of birefringence can be obtained by adopting a greater ellipticity or a smaller fiber size.

On the other hand, when considering very large mode area fibers, we can still achieve sufficiently high values of birefringence. For example, if we adopt $M = 1.25$ ($\Lambda = 10 \mu\text{m}$) and $e = 3.2$, we can obtain a group birefringence of 1×10^{-4} and, at the same time, an effective mode area of $167 \mu\text{m}^2$, greater than in commercially available LMA-PM-PCFs based on the SAP technique.

IV. CONCLUSIONS AND DISCUSSION

Highly birefringent fibers are of great interest for a wide range of applications and several techniques for their production have been developed over the years [15]. Given their particular guidance characteristics, the development of endlessly single-mode PM-PCFs with very large mode area is particularly attractive for their implementation in fiber devices, as lasers or gyroscopes.

Up to date, the only available way to obtain a highly birefringent LMA-PCF was based on stress-induced birefringence [16]. In this work we have investigated the possibility to obtain a form-induced birefringence in a LMA-PCF by inserting an elliptical air hole in its center. We have proved the feasibility of such a fiber (EH-PCF) and analyzed its birefringence properties and geometric characteristics both experimentally and numerically.

EH-PCFs may present an advantage over standard PANDA-PCFs in terms of smaller fiber size. Indeed in an EH-PCF there is no need for the insertion of SAPs in the outer fiber silica cladding. This makes EH-PCFs more practical and usable, and thus they could be an interesting alternative for applications in which the use of standard LMA-PM-PCFs would not be practical. Moreover the possibility of inserting SAPs in the silica outer cladding of an EH-PCF would combine the effects of stress and form-induced birefringence. This would result in a fiber with a higher birefringence, allowing the realization of larger core PM-PCFs.

ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank A. Betourne and V. Pureur for providing technical help, respectively, with the detection of the near-field mode images of their fibers, and with the group birefringence measurements.

REFERENCES

- [1] P. S. J. Russell, "Photonic crystal fibers," *Science*, vol. 299, pp. 358–362, 2003.
- [2] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibers," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 236–244, 2005.
- [3] K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, C. Fukai, and I. Sankawa, "Ultrawide-band single-mode transmission performance in a low-loss photonic crystal fiber," *J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 1, pp. 7–12, Jan. 2005.
- [4] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tunnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen, "High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser," *Opt. Exp.*, vol. 11, pp. 818–823, 2003.
- [5] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, pp. 233–237, 2002.
- [6] F. Bernabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. S. J. Russell, "Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber," *Science*, vol. 298, pp. 399–402, 2002.
- [7] A. I. Siahlo, L. K. Oxenlowe, A. T. Berg, K. S. Clausen, P. A. Andersen, C. Peucheret, A. Tersigni, P. Jeppesen, K. P. Hansen, and J. R. Folkenberg, "A high-speed demultiplexer based on a nonlinear optical loop mirror with a photonic crystal fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 8, pp. 1147–1149, Aug. 2003.
- [8] M. D. Nielsen and N. A. Mortensen, "Photonic crystal fiber design based on the V-parameter," *Opt. Exp.*, vol. 11, pp. 2762–2768, 2003.
- [9] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell, and J. P. De Sandro, "Large mode area photonic crystal fiber," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 1347–1348, 1998.
- [10] C. C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, C. J. Nilsson, W. A. Clarkson, P. W. Turner, D. J. Richardson, and A. B. Grudinin, "Characteristics of Q-switched cladding-pumped ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 2, pp. 199–206, Feb. 2001.
- [11] T. P. Hansen, J. Broeng, S. E. B. Libori, E. Knudsen, A. Bjarklev, J. R. Jensen, and H. Simonsen, "Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 6, pp. 588–590, Jun. 2001.
- [12] K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, and M. Fujita, "Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber," *Opt. Exp.*, vol. 9, pp. 676–680, 2001.
- [13] A. Ortigosa-Blanch, A. Diez, M. Delgado-Pinar, J. L. Cruz, and M. V. Andres, "Ultrahigh birefringent nonlinear microstructured fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 7, pp. 1667–1669, Jul. 2004.

- [14] N. Guan, K. Takenaga, R. Suzuki, and K. Himeno, "Highly birefringent photonic crystal fiber for a wide wavelength range," in *Proc. ECOC 2004*, vol. 1, 2004, pp. 72–73.
- [15] J. Noda, K. Okamoto, and Y. Sasaki, "Polarization-maintaining fibers and their applications," *J. Lightw. Technol.*, vol. 4, no. 8, pp. 1071–1089, Aug. 1986.
- [16] J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, C. Jakobsen, and H. R. Simonsen, "Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 956–960, 2004.
- [17] M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, N. A. Mortensen, and A. Bjarklev, "Bandwidth comparison of photonic crystal fibers and conventional single-mode fibers," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 430–435, 2004.
- [18] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, "Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 1313–1319, 2004.
- [19] T. Schreiber, H. Schultz, O. Schmidt, F. Röser, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Stress-induced birefringence in large-mode-area microstructured optical fibers," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 3637–3646, 2005.
- [20] I. K. Hwang, Y. H. Lee, K. Oh, and D. N. Payne, "High birefringence in elliptical hollow optical fiber," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 1916–1923, 2004.
- [21] E. Kerrinckx, L. Bigot, M. Douay, and Y. Quiquempois, "Photonic crystal fiber design by means of a genetic algorithm," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 1990–1995, 2004.
- [22] C. D. Poole and D. L. Favin, "Polarization-mode dispersion measurements based on transmission spectra through a polarizer," *J. Lightw. Technol.*, vol. 12, no. 6, pp. 917–929, Jun. 1994.

Walter Belardi was born in Italy on October 18, 1975. He received the Dr.Eng. (M.Sc.) degree in electronic engineering from the Department of Electronic Engineering, University of Pavia, Pavia, Italy, in 2000 and the PhD degree in optoelectronics, for his thesis entitled "Holey optical fibers for high nonlinearity devices," from the Optoelectronics Research Centre (ORC), University of Southampton, Southampton, U.K., in 2004.

Since July 2004, he has been a Research Fellow at the Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France. Since 2000, his research interests have been on photonic crystal fibers (PCFs), including PCF technology, implementation of PCF-based nonlinear devices, and PCFs design and properties. He is currently working on the design and realization of novel PCFs for their use in optical fiber devices and systems.

Géraud Bouwmans was born in Lesquin, France, on March 6, 1975. He received the Ph.D. degree in nonlinear optics from the University of Science and Technology, Lille, France, in 2001.

From 2001 to 2003, he was with the photonic group of the University of Bath, Bath, U.K., where he worked on photonic crystal fibers (PCFs). Since 2003, he has been working at the Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France, where his research interests are on the design, fabrication, and characterization of PCFs for new optical applications.

Laurent Provino received the Ph.D. degree in engineering sciences from Franche-Comté University, France, in 2002.

He is currently a Postdoctoral Research Fellow at the Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France, working in the area of modeling and characterization of photonic crystal fibers.

Marc Douay was born in Jolimetz, France, on September 13, 1958. He received the Ph.D. degree in spectroscopy from the University of Science and Technology of Lille, France, in 1986.

From 1986 to 1988, he was with the Chemistry Department at the University of Arizona, Tucson, where he worked on spectroscopy. In 1988, he joined the "Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM), University of Lille I, Villeneuve d'Ascq, France, where he worked on nonlinear optics and photosensitivity in fibers. In 1998, he became Professor and took the direction of the photonic group. Since 2003, his research interests have been on photonic crystal fibers for new applications.

Coexistence of total internal reflexion and bandgap modes in solid core photonic bandgap fibre with interstitial air holes

Mathias Perrin, Yves Quiquempois, Géraud Bouwmans, Marc Douay

*Université des Sciences et Technologies de Lille, Laboratoire de Physique des Lasers Atomes
et Molécules UMR 8523, , Bâtiment P5, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France.*

*Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la
Communication Avancée, FRE 3024*

mathias.perrin@ircica.univ-lille1.fr

Abstract: In this article, we deal with new properties of a Solid Core Photonic Bandgap (SC-PBGF) fiber with interstitial air holes (IAHs) in its transverse structure. It has been shown recently, that IAH enlarges its bandgaps (BG), compared to what is observed in a regular SC-PBGF. We shall describe the mechanisms that account for this BG opening, which has not been explained in detail yet. It is then interesting to discuss the role of air holes in the modification of the Bloch modes, at the boundaries of the BG. In particular, we will use a simple method to compute the *exact* BG diagrams in a faster way, than what is done usually, drawing some parallels between structured fibers and physics of photonic crystals. The very peculiar influence of IAHs on the upper/lower boundaries of the bandgaps will be explained thanks to the difference between mode profiles excited on both boundaries, and linked to the symmetry / asymmetry of the modes. We will observe a modification of the highest index band (n_{FSM}) due to IAHs, that will enable us to propose a fiber design to guide by Total Internal Reflection (TIR) effect, as well as by a more common BG confinement. The transmission zone is deeply enlarged, compared to regular photonic bandgap fibers, and consists in the juxtaposition of (almost non overlapping) BG guiding zones and TIR zone.

© 2007 Optical Society of America

OCIS codes: (060.2280) Fiber design and fabrication solid band gap fiber; (060.2310) Fiber optics; (060.2400) Fiber properties

References and links

1. F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, S. A. Maier, "Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding," *Opt. Express* **15**, 325 (2007).
2. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J.N. Winn, "Photonic Crystals: molding the flow of light," Princeton: Princeton University Press.
3. A. Argyros, T. A. Birks, S. G. Leon-Saval, C. B. Cordeiro, F. Luan, and Russell, "Photonic bandgap with an index step of one percent," *Opt. Express* **13**, 309 (2005).
4. N. M. Litchinister, S. C. Dunn, B. Usner, B. J. Eggleton, T. P. White, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke, "Resonances in microstructured optical waveguides," *Opt. Express* **11**, 1243 (2003).
5. A. K. Abeeluck, N. M. Litchinister, C. Headley, B. J. Eggleton, "Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides," *Opt. Express* **10**, 1320 (1999).

6. T. P. White, R. C. McPhedran, and C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinister, B. J. Eggleton, "Resonance and scattering in microstructured optical fibres," *Opt. Lett.* **27**, 1977 (2002).
7. T. A. Birks, G. J. Pearce, D. M. Bird, "Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres," *Opt. Express* **14**, 9483 (2006).
8. G. Renversez, P. Boyer and A. Sagrini, "Antiresonant reflecting optical waveguide microstructured fibers revisited: a new analysis based on leaky mode coupling," *Opt. Express* **14**, 5682 (2006).
9. B. T. Kuhlmeiy, K. Pathmanandavel, R. C. McPhedran, "Multipole analysis of photonic crystal fibers with coated inclusions," *Opt. Express* **14**, 10851 (2006).
10. J. M. Stone, G. J. Pearce, F. Luan, T. A. Birks, J. C. Knight, A. K. George, D. M. Bird, "An improved photonic bandgap fiber based on an array of rings," *Opt. Express* **14**, 6291 (2006).
11. G. Ren, P. Shum, L. Zhang, M. Yan, X. Yu, W. Tong, J. Luo, "Design of all-solid Bandgap fiber with improved confinement and bend losses," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 24 (2006).
12. A. Bétourné, V. Pureur, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, L. Bigot, M. Perrin, M. Douay, "Solid photonic bandgap fiber assisted by an extra air-clad structure for low-loss operation around 1.5 μm ," *Opt. Express* **15**, 316 (2007).
13. G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, M. Douay, "Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm," *Opt. Express* **13**, 8452 (2005).
14. A. Cerqueira S. Jr., F. Luan, C. M. B. Cordeiro, A. K. George, J. C. Knight, "Hybrid Photonic crystal fiber," *Opt. Express* **14**, 926 (2006).
15. A. Bétourné, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Perrin, M. Douay, "Improvements of solid core photonic bandgap fibers by means of interstitial air holes," *Opt. Lett.*, **32**, N 12 (2007).
16. J. Laegsgaard and A. Bjarklev, "Doped photonic bandgap fibers for short-wavelength nonlinear devices," *Opt. Lett.* **28**, 783 (2003).
17. MPB software, URL: <http://ab-initio.mit.edu/mpb/>
18. J. Broeng, T. Sondergaard, S. E. Barkou, P. M. Barbeito, A. Bjarklev, "Waveguidance by the photonic bandgap effect in optical fibres", *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **1**, 477 (1999).
19. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, "Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers", *Science* **282**, 1476 (1998).
20. J. C. Knight, F. Luan, G. J. Pearce, A. Wang, T. A. Birks and D. M. Birds, "Solid Photonic Badgap Fibres and Applications", *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 6059 (2006).
21. T. A. Birks, F. Luan, G. J. Pearce, A. Wang, T. A. Birks and D. M. Birds, "Bend loss in all-solid bandgap fibres", *Opt. Express* **14**, 5688 (2006).
22. A. Yariv, "Quantum Electronics", 3rd edition John Wiley&Sons 1988 (Chapitre 22.8 627–640).
23. C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, Wiley.
24. J. P. Béranger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", *J. Comp. Phys.* **114**, 185 (1994).
25. A. Bjarklev, J. Broeng, A. S. Bjarklev, "Photonic Crystal Fibers", Kluwer Academic Publishers, see section 6.4.2.2.
26. M. J. F. Digonnet, H. K. Kim, J. Shin, S. Fan, G. S. Kino, "Simple geometric criterion to predict the existence of surface modes in air-core photonic-bandgap fibers," *Opt. Express* **12**, 1864 (2004).

1. Introduction

The cladding of a microstructured fiber is a periodic array of inclusions, whether they are of high or low index. Lattice periodicity imposes that the modes of field excited in the cladding should be Bloch modes, defined as the exact solution of the eigenvalue problem that corresponds to an infinite periodic cladding (see especially [1] for a description of Bloch modes in Hollow Fibres). Consequently, the field profile in the whole structure should be described using the Bloch theorem [2], where both the individual cell and the lattice periodicity are taken into account. In the particular case where isolated inclusions have their own modes, i.e. if they can confine fields by their high dielectric constant, a naive picture, but powerful model – the ARROW description – [3]-[8], is very useful. It teaches us that the isolated inclusion characteristics do determine by themselves, albeit roughly, BG position and width, generated by a cladding made of many rods. This model, and some extensions to it [7] are known to be valid in quite a large range of parameters, provided that energy does not leak too much out of the high index inclusions. Such result is conceptually extremely important, as it simplifies design problems and shrinks their complexity down to the study of the modes of an *isolated* inclusion, getting rid of coupling effects between rods. This eventually lead the community to think a

cladding design in terms of the index profile of a unique inclusion, embedded in a background. In particular, many research focused on coated inclusions [9], whether they are annular [10], 'W-shaped' [11], or cylindrical, with a parabolic profile [12, 13], and gave numerous results. However, beyond the ARROW model, and especially at large wavelength, when fields leak out of the high index inclusions, Bloch modes have to be considered.

In this paper, we study a Photonic Band Gap Fibre (PBGF) structure that contains Interstitial Air Holes (IAHs) [15, 16, 18]. As we will see, this is a typical case where the properties we shall focus on cannot be modeled well by the ARROW model. However, we have been able to build up a very simple method that allows us to compute exact BG boundaries easily, with much less numerical load than what is often done in the literature. We will describe the influence of IAHs on the gap broadening and deepening, and notice that it can lead to new ideas to tailor fibres properties. Previous work, that studied anisotropic fiber structures, mixing air holes and high index inclusions, [14], has shown that light confinement could occur through different mechanisms (TIR or Arrow guiding) depending on the direction, at a given wavelength. We shall present here a fiber structure whose cladding is made of an elementary cell, identical in all directions of the transverse plane. Then, we shall see that the type of confinement, identical for all directions, depends on the injected wavelength. Note that, for the sake of consistency, we have chosen a fiber design with the same d/Λ ratio – where d is the high index rod diameter and Λ the pitch of the hexagonal structure – than what we reported from our previous studies [15].

First, we shall detail the mechanism that is responsible for IAH influence, by comparing a *cladding* structure with IAHs – structure A – and the very same structure, but where IAHs have been removed – structure B. There, we shall remain general, without considering the core of a fiber structure, but being interested only in the properties of the infinite cladding. This will lead us to show the possibility of existence of a TIR mode for fibers that would use this cladding. At this point, we will describe fibers, that consist in a silica core surrounded by a finite size cladding. The paper will end by a discussion on the conditions of existence of such mode(s), and conclude on the unusual broad transmission band of this fiber.

2. Influence of IAHs on the Bloch modes at BG boundaries

We now detail the mechanism of influence of the IAHs on the BGs of the structure. The presence of IAHs between high index inclusions changes the index profile of the elementary cell, cf. Fig. 1(a). Then, if one considers an infinite cladding, one would find an IAH at the center of each equilateral triangle, defined by three high index rods. Note that the shape of an IAH can be described in first approximation by a circle – instead of a triangle – [15]. All the numerical computations *in section 2* have been performed using MPB [17]. In particular, in order to compute BG diagram, one inputs the wavevector in the cladding, $\vec{k} = (k_x, k_y, \beta)$, and gets at the output the eigen-frequencies ω , from which one can compute the effective index of the mode, $n_{eff} = c\beta/\omega$. Note, that the MPB method used here is analogous to the one presented in [18].

2.1. Numerical observation of the influence of IAHs

The Fig. 1(b) shows the transformation of the first four BGs, induced by the presence of IAHs, in a SC-PBGF, made of high index – Ge-doped – inclusions of parabolic profile.

Comparing, for a given BG, structure B (grey line) and structure A (black lines), we notice clearly a deepening (the tip of each BG is at lower index values), and a change of shape, due to the presence of IAHs.

Besides, the BGs are not modified by IAHs near the cut-off index ($n_c = 1.45$), whereas they broaden at their tips. Their width consequently becomes constant on a much broader wavelength range than what can be observed without IAH, which is interesting, to enlarge transmission

6.4. SÉLECTION D'ARTICLES

zones, to reduce confinement losses and bending losses, as recently shown experimentally [15]. Moreover, a peculiar behavior is to be noticed, for each of the four first BGs. Indeed, at high enough values of n_{eff} , both borders of any BG remain the same whether there is IAH or not – as if the fields were unaffected by the presence of IAHs. On the contrary, for lower values of the effective index, in particular, below the cut-off index, both borders do not behave the same way. The upper border remains unaffected by IAHs, whereas the lower border is shifted, towards lower values of the effective index.

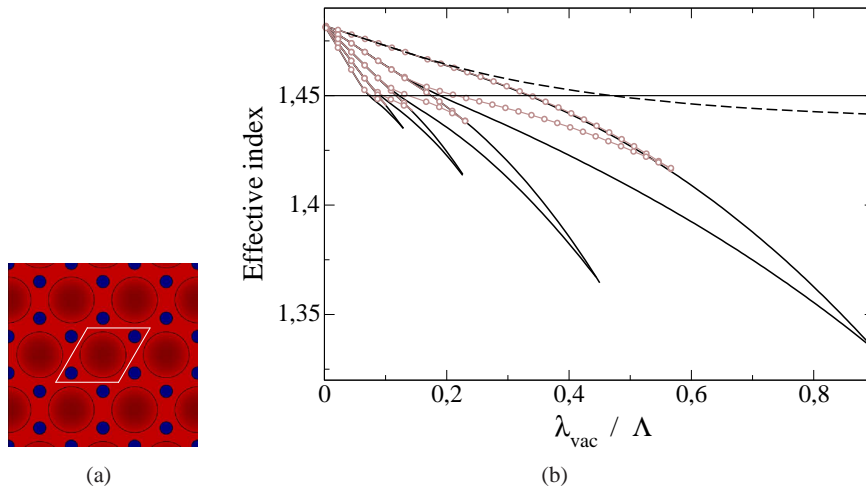


Fig. 1. Panel (a) shows the cladding we study. In an elementary cell (inside the white bordered parallelogram), two IAHs (in blue) surround a parabolic radial index profile, that model a high index rod (in dark red), with $d/\Lambda = 0.725$. The maximum index gradient, between the rod center and the background is $\Delta n = 3.2 \cdot 10^{-2}$. IAHs have a diameter $d_{air}/\Lambda = 0.152$. Panel (b) shows the BG diagram for the cladding with IAHs (full thick black line and dashed thick black line, which represents the FSM line), and without IAH (grey line with symbols). The thin horizontal black line represents the silica index $n_c = 1.45$.

In the attempt to explain these observations, let us make some preliminary remarks.

A first and naive approach, would be to consider that the average background index is modified. In our case, it shall be lowered by the presence of IAHs. However, from this model, the shape of the BGs border near the cut-off should change, which is not the case.

In a second approach, we can notice that the index profile of our cladding can be seen as the superposition of a honeycomb structure, [19] and a common PBGF, without IAH. Is it possible to describe the resulting BG diagram as a superposition too? If one examines the band diagram of the corresponding honeycomb structure, one would see that it only displays a single BG, for this particular index contrast, so that a superposition of BG of both structures cannot account for the effect observed Fig. 1(b).

Note that we have observed that the superposition of two index profiles can sometimes results in a superposition of the permitted bands, relative to both structures. This happens when both superposed inclusions have a higher index than the background, and confine fields.

Explanation of the impact of IAHs has to be sought elsewhere.

2.2. Computation of BG boundaries

In order to do so, we shall focus on the mode profile in the whole structure. More precisely, the field profile around the position of IAH will prove to be determinant, to understand the way the band structure is modified.

First, let us remind some general features concerning BG boundaries, for structure B.

Considering values of the effective index sufficiently above cut-off, one observes that permitted bands gather in groups. This phenomenon is well known and understood, [20, 21] as in the large effective index regime, light is mainly confined in high index regions so that Bloch modes can be described quite accurately in terms of isolated rods modes. This property has been intensively used to predict roughly the low loss transmission bands, thanks to the ARROW model [3]-[8]. We will thus label each band group, in the following, using the conventional LP_{lm} notation of the isolated rod modes. However, when λ/Λ increases, to approach the cut-off of isolated inclusions, light spreads more and more in the low index background, leading to an increase of coupling between rods. This explains the degeneracy lift appearing for each group of bands, as its effective index decreases. In fact, a very similar behavior has been observed in the simpler case of two weakly coupled single mode waveguides, for which modes of the coupled structure, described in terms of odd and even supermodes, have effective index which separate farther apart as coupling increases [22]. Approximate models have been developed to describe the resulting band diagram, where the coupling between rods, even weak, alters dramatically the isolated rod mode [7]. However, it is useful to present a fast but exact method, that goes beyond ARROW model, and helps to determine the BG boundaries, for any type of inclusion or periodic lattice.

Among all the permitted modes, that comes out of one isolated rod mode, through a lift of degeneracy, one can find the BG upper and lower boundaries. We have noticed that, on these boundaries, the transverse wavevector $\vec{k}_\perp = (k_x, k_y)$ always corresponds to some particular high symmetry points of the transverse Brillouin zone – see the insert, Fig. 2–, (Γ , K or M). Such results should not be surprising : thanks to symmetry considerations, well known in solid state physics [23], and transposed in the community of photonic crystals [2, 18], a local extrema of an eigen-frequency diagram has to correspond to a high symmetry points. Therefore, in order to plot a BG diagram quickly, one should *only* compute the bands that corresponds to 3 particular transverse wavevectors.

The Fig. 2 shows a magnification of Fig. 1(b), where permitted bands for high symmetry points (line with symbols) clearly correspond to BG boundaries, for any value of β . One deduces that, in the most general case, there are three type of boundaries, denoted Γ , K and M for an hexagonal lattice. Such method has the advantage (i) to be exact – if one is interested by BG boundaries only –, (ii) to require much less computational time than commonly used methods, which computes the whole density of state, and (iii) to shed some light on the connection between photonic materials and microstructured fibers.

One can wonder what is the link between BG boundaries and the border of permitted modes, associated to a specific LP mode. In simple situations, a given beam of permitted modes that stems, say from the LP_{11} mode, delimits *both* the upper boundary of the second BG (Γ -type boundary) and the lower boundary of the first BG (M -type boundary). This is not always the case, as, for higher order BG, cf. Fig. 2, several nearby modes of isolated rod can mix in, for example LP_{02} and LP_{21} . Besides, note that one of the three particular type of boundary – Γ , K , M – can correspond either to upper or lower boundaries. The interpretation of such behavior will be detailed in the subsection (2.3). This information has been gathered on Tab. 1, for the structure we study, where the rod index profile is parabolic.

Nevertheless, our previous observations on the different types of boundary remain valid.

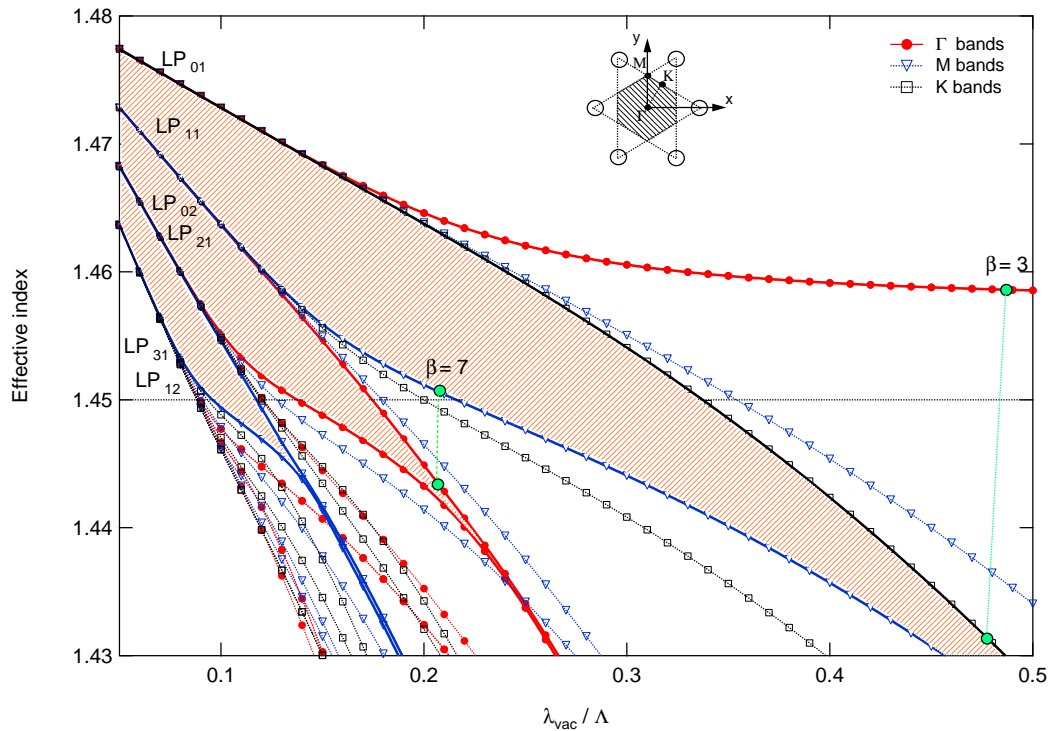


Fig. 2. Band diagram for structure B cladding. Only the lines corresponding to Γ , M or K have been represented. The BG have been shaded, and isolated rod LP modes are labeled. An insert represents the Brillouin zone of an hexagonal lattice. Particular values of β have been pointed out, in units of Λ^{-1} .

For the sake of clarity, we shall consider in the following both borders of a given beam of permitted mode, stemming from some isolated rod mode, when a lift of degeneracy occurs, and study low order BG. In particular, we shall see that the difference between upper and lower borders are the consequence of a complex interplay between the single rod properties and lattice characteristics.

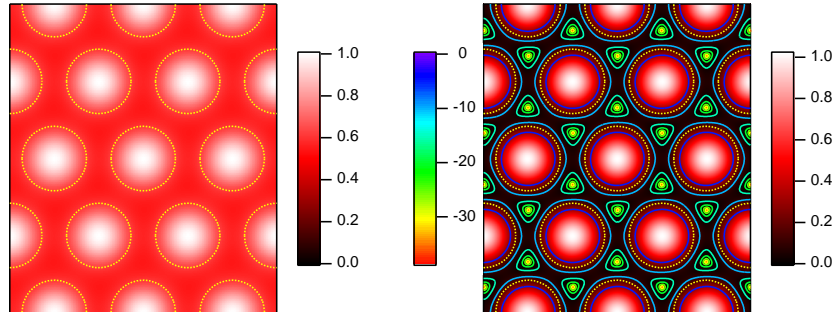
Table 1. Summary of the characteristics of the first four BG boundaries.

BG	delimiting modes	upper mode border		lower mode border	
		rod mode	band type	rod mode	band type
BG I		LP ₀₁	K	LP ₁₁	M
BG II		LP ₁₁	Γ	LP ₀₂	Γ
BG III		LP ₂₁	M	LP ₁₂	M
BG IV		LP ₃₁	K	LP ₀₃	Γ

2.3. Bloch theorem interpretation of the constructive or destructive interaction between rods

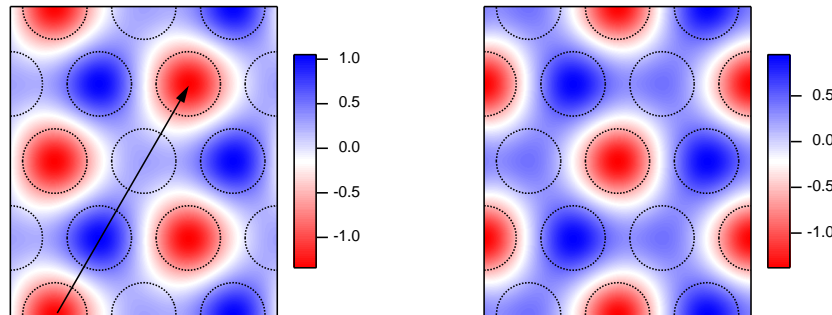
Intensity and field profiles of the upper and lower borders of the first beam of permitted bands are plotted on Fig. 2.3. One can observe that light intensity is at its maximum in each rod center and spreads significantly out of the high index regions as expected in this low effective index regime – for $\beta\Lambda = 3$. For the lower border, cf. Fig. 3(b), we have superimposed on the intensity

profile a set of contour plots. They represent iso-intensity lines, in logarithmic scale. One notice that intensity drops down to zero at zones between the high index rods. The zero-intensity is precisely at the position of the IAH, if they were there. Such zones are absent for the upper band, cf. Fig. 3(a). Let us interpret these observations.



(a) Intensity (upper mode border, Γ band)

(b) Intensity (lower mode border, K band)



(c) Real part of E_x (lower mode border, K band)

(d) Imaginary part of E_x (lower mode border, K band)

Fig. 3. Intensity and field profile for both borders of the first beam of permitted modes, associated to the LP_{01} mode, computed near the tip of first BG, at $\beta\Lambda = 3$, cf. Fig. 2, for structure B. Color bar at the right of the panels refer to the normalized field or intensity value. A contour plot on Fig. 3(b) shows iso-intensity lines, in logarithmic scale. The corresponding color bar is on the left of panel (b). On every panel, the dotted circles represent the high index inclusions. The arrow on Fig. 3(c) indicate ΓK direction.

The general description of fields in a periodic medium is given by the Bloch theorem, which reads, $E_x(x,y) = E_o(x,y) \exp(i\vec{k}_\perp \cdot \vec{R})$, where \vec{R} is the position vector of the center of elementary cells, on the real lattice, and \vec{k}_\perp the vector of the reciprocal lattice. One understands then the interplay between the mode profile of one elementary cell – described by E_o – and the influence of the lattice, given by the phase term. Especially, depending on the type of the boundary, respectively Γ , K or M , that is excited, we shall get different phase shifts between two neighboring rods : respectively 0 , $2\pi/3$, π . Moreover, if we consider that the rod modes are sufficiently weakly coupled to one another, one can write that the field profile over an elementary cell, $E_o(x,y)$, is not too different from the field profile for an *isolated* individual rod

LP mode.

Looking at the field profile of the lower boundary, cf. Figs. 3(c), 3(d), one can see, along the arrow – which materializes the $\overrightarrow{\Gamma K}$ direction –, that the phase of E_x evolves periodically, by steps of $2\pi/3$. Note that the norm of the arrow has been chosen so that it corresponds to a 2π phase factor, i.e., one transverse wavelength. The phase shift between one rod and its six closer neighbors is therefore $\pm 2\pi/3$. Zones of zero real part and imaginary part – white rings around the rods, on Figs. 3(c), 3(d)– lead to zero intensity for the x component, $|E_x|$, at their intersection. This corresponds to the observation made on Fig. 3(b). Therefore, the intensity profiles shown on Figs. 3(b), 3(a) can be seen as an interference pattern of LP_{01} profiles centered on each rod with a null (resp. $2\pi/3$) phase difference between neighboring rods for the upper (resp. lower) border corresponding to a Γ (resp. K)-type boundary.

Therefore, the upper and lower border profiles can be described as, respectively, constructive and destructive interferences between rods. Note that, as for the even and odd supermodes of two weakly coupled waveguides [22], the mode presenting zero intensities between the high index inclusions has a lower effective index than the other mode. This decomposition in odd and even modes is reminiscent of ref. [7], where two classes of modes have been distinguished, depending on the zero value of the field or its derivative, at the boundary of an elementary cell.

Let us now consider the next beam of permitted modes, associated to LP_{11} , cf. Fig. 4. Note that we represent here only the real part, as the imaginary part is almost identical (the whole map is multiplied by -1), and the intensity map has the same shape too. Because of the odd nature of this mode, a line of zero-field now goes through the center of each rods, separating them in two poles (corresponding to positive and negative value of the real part of the field). Due to the symmetry imposed by the lattice, these lines align along one direction of the hexagonal structure. For the Γ boundary, cf. Fig. 4(a), all rods should be in phase. The juxtaposition without phase shift imposes one positive pole to be close from one negative pole of the nearby cell. For continuity reasons, the field has then to go through zero between two neighboring rows of rods, perpendicularly to $\overrightarrow{\Gamma M}$ direction. On Fig. 4(b), on the contrary, the π phase shifts corresponding to the M boundary mode, inverts the poles periodically, so that two poles of the same sign are face to face. The field between the rods, in the $\overrightarrow{\Gamma M}$ direction, then remains non-zero.

All these observations point that, similarly to the case of the LP_{01} mode, the upper boundary is characterized by non-zero intensity values between the rods, whereas see zero intensity lines running between the inclusions for the lower boundary mode.

More generally, a set of borders associated to a specific LP_{lm} mode has an upper limit given by a mode where constructive interferences occur between neighboring rods, whereas its lower border is limited by a mode presenting destructive interferences between adjacent high index inclusions. The nature (Γ , K or M) of the upper/lower limiting bands then depends on the symmetry of the LP_{lm} mode, i.e. on the l number. Indeed, for symmetric modes (even value of l), the upper border has to be of Γ -type (inclusions all in phase), to obtain constructive interferences, whereas the lower band is a M or K type band (inclusions out of phase). For modes with an odd value of l , this will be the opposite. The above remarks have been gathered in Tab. 2.

2.4. Field profile in structure A and B

Let us now come back to structure A. When effective index is high enough, the light is well confined in the high index rods for both mode borders, and one can understand that IAHs do not play any role.

For higher values of λ/Λ , light leaks out of the high index rods, and one has to distinguish two type of behaviors, according to what has been described in previous section.

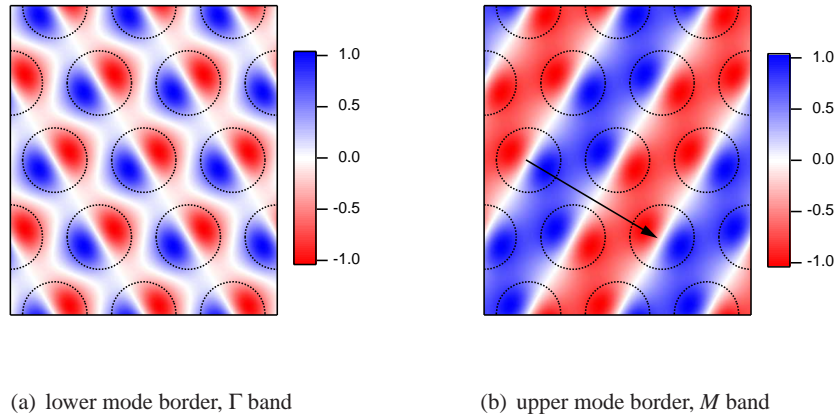


Fig. 4. Real part of one transverse component of the electric field, for both borders of the second beam of permitted mode, associated to the LP_{11} mode, computed at $\beta\Lambda = 7$, cf. Fig. 2, for structure B. The arrow on Fig. 4(b) indicates the ΓM direction.

Table 2. Synthetic presentation of the properties of *permitted* mode borders. The nature of the border, as well as the influence of the presence (or absence) of IAH have been mentioned, due to constructive (or destructive) interference between the rods.

mode position mode parity	upper mode border	lower mode border
odd mode	M or K constructive AFFECTED	Γ destructive unaffected
even mode	Γ constructive AFFECTED	M or K destructive unaffected

(i) for upper bandgaps boundaries, there are no significative field at IAH locations, whether they exist or not, as there are destructive interferences at these points: thus adding IAHs does not perturb notably the mode profiles (cf. Fig. 5(b), 5(d)).

(ii) for lower bandgaps borders, the situation is rather different as constructive interferences are expected to occur between the rods. So, by inserting IAHs at these positions, one will modify drastically the mode profile. Indeed, as it can be clearly seen from Figs. 5(a), 5(c) light is expelled out of these regions by the presence of IAH. This is due to the fact that the effective indexes of the modes of interest are notably higher than the air index. Adding IAHs will also then lead to a significant decrease of the effective indexes of lower bandgap borders as observed on Fig. 1(b).

We have thus shown that the influence of the IAH is to enlarge the gaps at their tips, leaving them unchanged at their heel. The explanation resides in the presence / absence of zero field at the position of IAH.

A complete explanation has been given, that take into account both the isolated rod mode profile, and the lattice influence. A link has been drawn with both the theory of couplers [22], and the Bloch theorem [23, 2].

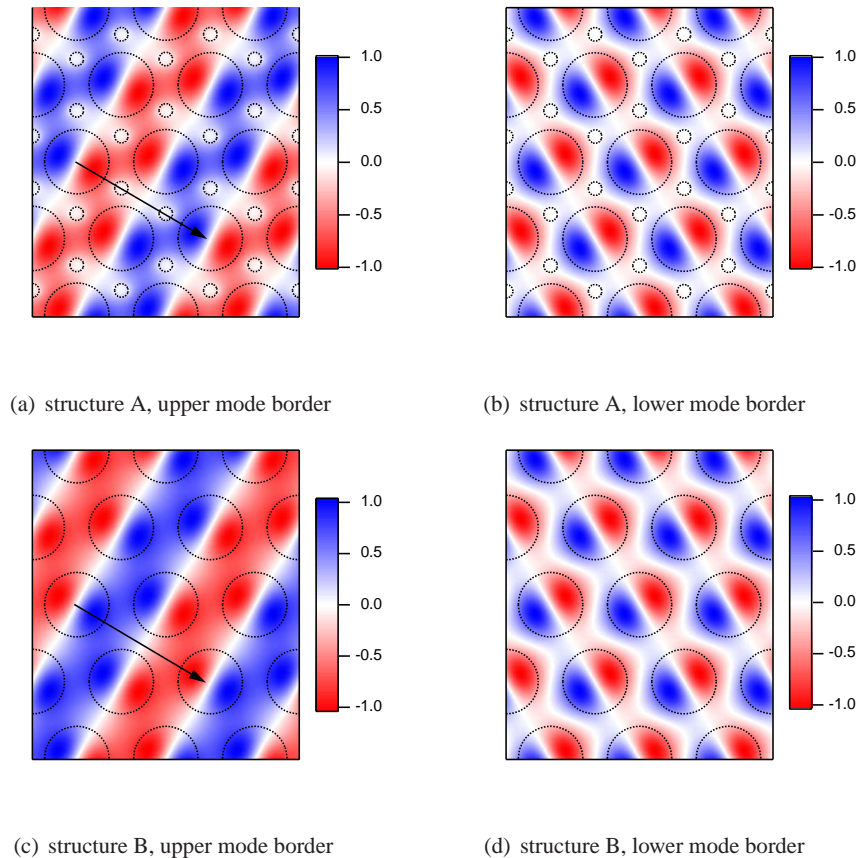


Fig. 5. Real part of one transverse component of electric field, E_x , for both borders of the second beam of permitted mode, associated to the LP_{11} mode, computed at $\beta\Lambda = 7$, cf. Fig. 2, for structure A and B. The dotted circles represent the geometry of the structure.

3. Existence of a total refraction mode

Having shed some light on the IAH effect concerning infinite cladding, we shall now discuss their influence on a finite size system : a real fiber. For the sake of simplicity, we shall consider that its core is made of pure silica. One can use a finite element method to compute the fiber eigenmodes. Precisely, we have used the commercial software Comsol, to solve Maxwell equations on the fiber structure, and output the complex eigenvalues, as well as the modes profiles. In particular, this enables us, through the use of Perfectly Matched Layers [24], to compute the imaginary parts of the effective index, and then, the confinement losses of the fibre.

If one starts from the infinite cladding behavior described section 2, and if one considers that the first cladding mode (also called Fundamental Space filling Mode) can be seen as the lower boundary of the zeroth order BG, one may guess that it is possible to lower the effective index of this line. In this section, we will see that such a modification of the FSM line of the cladding will permit us to predict the existence of a Total Internal Refraction mode for some well chosen fibre profiles. We will detail all the necessary conditions.

The effect of IAH on the FSM line can be inferred from Fig. 6(b) – look at the curves without symbols –, where the evolution of the effective index, for different size of IAH is shown. One notice that, for large enough sizes – in our case, $r_{IAH}/\Lambda > 4.5 \cdot 10^{-2}$ –, the effective index of

points of the FSM line, n_{FSM} , goes below the value $n_c = 1.45$. One can thus expect to build a fiber made of an undoped silica core – index n_c –, surrounded by structure A – with both high index parabolic rods, and IAH in the cladding –, which could display TIR guiding above some wavelength, and BG guiding below.

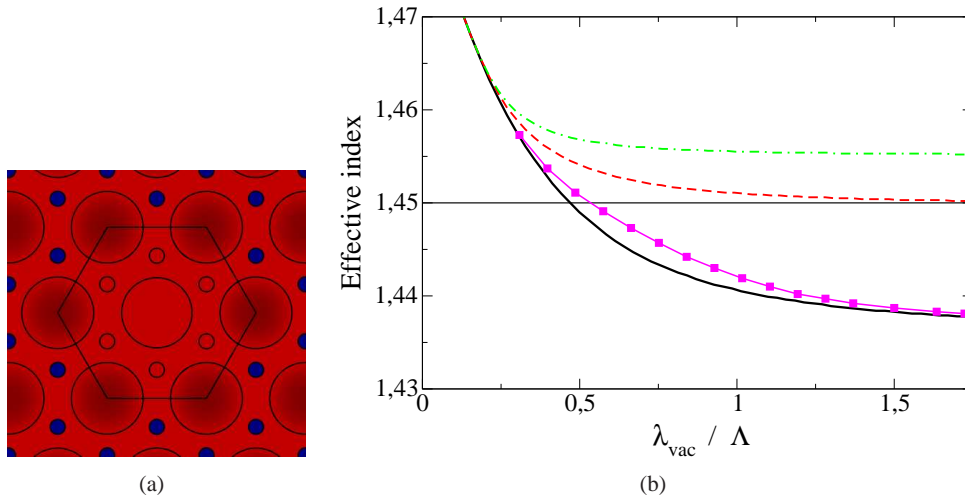


Fig. 6. Panel (a) shows a zone around the core of the fibre we study. The color code refers to the different index of the constituent – Ge-doped silica, silica, air. The boundaries are those of the periodic cladding without defect. On panel(b), one can see (lines without symbols) the dispersion diagram of the lowest frequency band index – n_{FSM} – of the cladding structure. Different sizes of IAH have been used. From top to bottom, the dashed lines correspond to IAH radius of $r_{\text{IAH}} = 2.5 \cdot 10^{-2}$ and $r_{\text{IAH}} = 4.5 \cdot 10^{-2}$, in Λ units. The full black line corresponds to structure A, $r_{\text{IAH}} = 7.5 \cdot 10^{-2}$, as used in section (2). The line with symbols corresponds to the TIR mode observed in the fiber we study.

Nevertheless, our first attempt has shown that some condition on the core size has to be fulfilled, in order to see some TIR mode. In previous literature [16], a “one rod defect” core has been used, and no TIR mode observation have been reported. This is not surprising, since, in this case, the core effective index [25] is lower than the FSM effective index. Hence, no TIR mode can be seen, because removing only the central high index rod – keeping the first ring of IAH unplugged – leads to an index lowering defect. To support a TIR mode, the core effective index need to be increased, to reach values above the FSM line. Such configuration can be obtained by increasing the amount of pure silica inside the core. Indeed, in order to find a convenient design, cf. Fig. 6(a), we have removed the central high index rod, *as well as the first ring of IAHS*. Besides, note that we consider an 8 rings structure, in the figures of section (3), and to compute the confinement losses. The movie, available online, displays a 3 rings structure so as to render the mode shape more visible.

One can see on Fig. 6(b), that the TIR mode comes out of the FSM line, at high $\lambda_{\text{vac}} / \Lambda$. Both TIR and FSM lines diverges when $\lambda_{\text{vac}} / \Lambda$ decreases, up to a maximum index difference, where $(n_{\text{FSM}} - n_{\text{TIR}})$ is as high as 2.5×10^{-3} , around $\lambda_{\text{vac}} / \Lambda \approx 0.7$. Note that this is of the order of magnitude of a typical index contrast for a conventional telecom single mode fiber. For further decrease of $\lambda_{\text{vac}} / \Lambda$, both lines get closer, and finally merge around $\lambda_{\text{vac}} / \Lambda \approx 0.3$, into an ensemble of six isolated rod LP_{01} modes. Guiding by Total Internal Reflection is possible, in the pure silica core, when TIR effective index lies between n_{FSM} and the core index $n_c = 1.45$. Moreover, one can conjecture that still a larger core defect would broaden the range of existence

of the TIR mode, possibly letting appear higher order TIR modes.

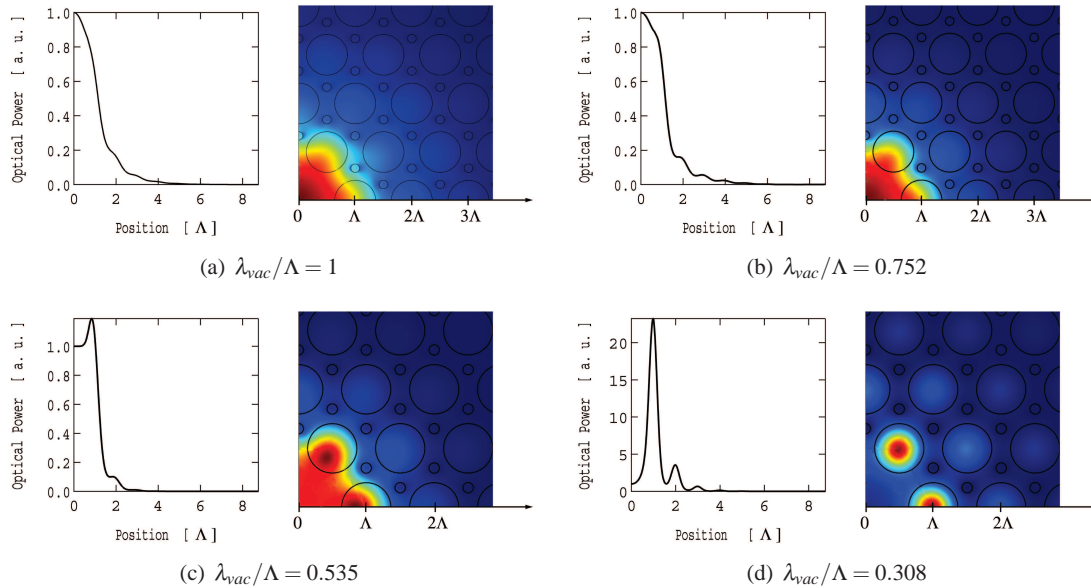


Fig. 7. Modes intensity profiles at different values of λ/Λ , for an 8 rings structure. In each panel, two insets represents a transverse and a unidimensional cut view.

It is interesting to study more in detail how energy is spatially distributed in this TIR mode, when it evolves from large wavelength (close to the FSM line), down to the isolated rod LP mode. This information is contained in Fig. 7(a)-7(d), for the paper version of this article, and in a movie, available online.

At high wavelength, $\lambda/\Lambda = 1$, the intensity profile, cf. Fig. (7(a)) has a Gaussian shape, centered on the fibre core, with a tail that extends into the cladding. In this regime, the light can propagate in the silica core ($n_{eff} = 1.4420 < n_c$) and is evanescent in the cladding ($n_{eff} > n_{FSM}$) as it shall be, for any conventional step index fibre guiding by TIR. The index contrast between effective core index and cladding-FSM-index is quite weak, so that losses are important: $n_1 = 1.4420 + 6.52 \cdot 10^{-6}i$, which corresponds, at $1.5\mu\text{m}$ to $2.37 \cdot 10^5 \text{dB/km}$. For slightly smaller wavelength, for example $\lambda/\Lambda = 0.752$, cf. Fig. 7(b), the effective index of TIR mode increases up to $n_2 = 1.4457 + 1.25 \cdot 10^{-7}i$. The intensity profile expands a bit less in the cladding, but is at the same time a bit more perturbed from a Gaussian distribution, and energy begin to accumulate in the high index rods. This is visible, as some modulation of the Gaussian tail appears at the rod position – see the cut-view. At some point, Fig. 7(c), obtained for $\lambda/\Lambda = 0.535$, the effective index becomes $n_3 = 1.4499 + 2.24 \cdot 10^{-10}i$, relatively close from the “theoretical” limit of existence of confinement by total refraction, for the material (silica) we consider in the core $n_{eff} = n_c$. There, the mode profile is flat at the center of the core, which is a sign that the curvature of the radial energy field density changes sign, going through zero, when one crosses the point $n_{eff} = n_c$. The corresponding losses are 8.15 dB/km. Above the theoretical limit of existence of TIR, light cannot propagate in the core anymore, as $n_{eff} > n_c$. The mode remains confined in the six high index rods around the core, and decays exponentially towards the center of the core. The Fig. 7(d), obtained for $\lambda/\Lambda = 0.308$ illustrates such behavior, where there is almost no energy in the fibre core. The effective index is then $n_1 = 1.4573 + 5.50 \cdot 10^{-13}i$, corresponding to very low confinement losses (about

$2 \cdot 10^{-2}$ dB/km). What low they could be, such losses are reachable, however, at the expense of a mode shape very far from a Gaussian. One can note that the mode profile, cf. Fig. 7(c), 7(d), seems analogous to surface modes, found commonly in hollow core fibres. Besides, in our fibre design, because of the symmetry breaking induced by the removal of the first ring of IAH, such modes can be expected. As the symmetry breaking is due to the replacement of small IAH by a higher index material we can expect that their index will be relatively close to the mode of the infinite cladding without defect [26]. Actually, the computed effective index of the first mode below TIR lies *on* the BG boundary, and is therefore of negligible impact.

Finally, let us remark that the confinement losses of this TIR mode increase with the normalized wavelength, as for any conventional microstructured fibre guiding by TIR. However these relatively high losses of the TIR guiding mode (i.e. when $n_{eff} < n_c$) could be, if required, significantly reduced either by increasing the number of rings, the diameter of IAHs or adding an extra air-clad [12]. Therefore, the structure proposed in this section allows to confine the light with relatively low losses, preserving a Gaussian-like intensity profile, in different bands of transmission, one being at largest wavelength, corresponding to TIR guiding, whereas the others, at shorter wavelengths correspond to Photonic Band Gap guiding effect.

4. Conclusion

In this paper, we have focused on the effect of IAHs in PBGF. First, we have shown that IAHs do not perturb BG around cut-off, but only at the tip of the Bandgaps, so that the generally useful ARROW model is of no help here. More precisely, we have pointed out that only the lower boundaries of the BG are drastically modified below the cut-off line. To clarify this effect, we have computed the exact BG boundaries exploiting the symmetry of the crystal, without having to deal with the whole density of state, that sometimes contain too much information. We have shown that, at the lower (upper) limit of the bandgaps, destructive (constructive) interferences between modes of the high index rods occurs. These phenomena have been described in detail and shown to be a direct consequence of the symmetry of isolated rod modes and the nature of the transverse vector excited in the cladding, in agreement with Bloch theorem. The presence or absence of the field at the position of IAH (which is directly link to the nature of the BG border) has proven to be the physical explanation for the strong or weak influence of IAH on the BG diagram of the structure. Such reasoning could be used as a clue, so as to *guess* – instead of *computing* a band diagram – what can be the influence of air holes, at, possibly different positions than what we have chosen here.

Besides, we have noticed that the FSM line of the cladding can be affected similarly, which can lead to a fibre design, that displays two distinct guiding mechanisms. Both correspond to nearby range of frequencies, which gives the fiber the property to guide on a very broad range of frequency, still preserving its bandgap properties.

Acknowledgments

This work was supported by the “Conseil Régional Nord-Pas de Calais”, the “Fonds Européen de Développement Economique des Régions”, and the “Agence National de la Recherche” (ANR-05-BLAN-0080).

Bibliographie

- [1] V. Pureur, A. Betourne, G. Bouwmans, and A. Delplace K. and Le Rouge A. and Quiquempois Y. and Douay M. Bigot, L. and Kudlinski. Overview on Solid Core Photonic BandGap Fibers. *Fiber Integrated Opt.*, 28(1) :27–50, 2009.
- [2] J. C. Knight, F. Luan, G. J. Pearce, A. Wang, T. A. Birks, and D. M. Bird. Solid photonic bandgap fibres and applications. *JPN J. Appl. Phys.* 1, 45(8A) :6059–6063, AUG 2006.
- [3] W. Streifer, M. Osinski, D.R. Scifres, D.F. Welch, and P.S. Cross. Phased-array lasers with a uniform, stable supermode. *Appl. Phys. Lett.*, 49(22) :1496–1498, DEC 1 1986.
- [4] L.J. Mawst, D. Botez, and T.J. Roth. High-power, diffraction-limited-beam operation from diode-laser phase-locked arrays operating in coupled 1ST-order modes. *Appl. Phys. Lett.*, 53(14) :1236–1238, OCT 3 1988.
- [5] G.A. Evans, N.W. Carlson, J.M. Hammer, M. Lurie, J.K. Butler, S.L. Palfrey, R. Amantea, L.A. Carr, F.Z. Hawrylo, E.A. James, C.J. Kaiser, J.B. Kirk, W.F. Reichert, J.R. Chinn, S.R. and Shealy, and P.S. Zory. Coherent, monolithic two-dimensional (10X10) laser arrays using grating surface emission. *Appl. Phys. Lett.*, 53(22) :2123–2125, NOV 28 1988.
- [6] C.D. Nabors, A. Sanchez, and Mooradian A. High-power, continuous-wave, Nd-YAG microchip laser array. *Opt. Lett.*, 17(22) :1587–1589, NOV 15 1992.
- [7] Sanders S. Harrison J. Waarts R., Nam D. and Dinerman B.J. 2-dimensional ER-YSGG microlaser array pumped with a monolithic 2-dimensional laser-diode array. *Opt. Lett.*, 19(21) :1738–1740, NOV 1 1994.
- [8] B. Ozygus and H. Laabs. Gain-induced coupling of solid-state lasers. *Chaos Soliton Fract.*, 4(8-9) :1559–1572, AUG-SEP 1994.
- [9] H. Laabs and B. Ozygus. The influence of transverse structures on the coupling of solid-state lasers. *Opt. Laser Technol.*, 29(7) :401–406, OCT 1997.
- [10] L. Fabiny, P. Colet, R. Roy, and D. Lenstra. Coherence and phase dynamics of spatially coupled solid-state lasers. *Phys. Rev. A*, 47(5, Part B) :4287–4296, MAY 1993.
- [11] M. Oka, H. Masuda, Y. Kaneda, and S. Kubota. Laser-diode-pumped phase-locked Nd-YAG laser arrays. *IEEE J. Quant. Elec.*, 28(4) :1142–1147, APR 1992.
- [12] J.W. Xu, K.K. Lee, and Y.C. Chen. Phase-locking in a 2-element laser array with detuning. *Opt. Commun.*, 117(1-2) :198–206, MAY 15 1995.
- [13] R. Kuske and T. Erneux. Localized synchronization of two coupled solid state lasers. *Opt. Commun.*, 139(1-3) :125–131, JUN 15 1997.
- [14] Géraud Bouwmans. *Microlasers : Dynamique de Couplage et de Polarisation*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2001.
- [15] C.A. He and D.K. Killinger. Dual-polarization modes and self-heterodyne noise in a single-frequency 2.1-MU-M microchip HO,TM-YAG laser. *Opt. Lett.*, 19(6) :396–398, MAR 15 1994.

-
- [16] J.W. Czarske and H. Mueller. Birefringent ND-YAG microchip laser used in heterodyne vibrometry. *Opt. Commun.*, 114(3-4) :223–229, FEB 1 1995.
- [17] P. Paddon, E. Sjerne, A.D. May, M. Bourouis, and G. Stephan. Polarization modes in a quasi-isotropic laser-A general anisotropy model with applications. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(4) :574–589, APR 1992.
- [18] A.D. May and G. Stephan. Stability of polarized modes in a quasi-isotropic laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(12) :2355–2362, DEC 1989.
- [19] J.C. Cotteverte, F. Bretenaker, and A. Lefloch. Vectorial nonlinear dynamics in lasers with one or two stable eigenstates. *Phys. Rev. A*, 49(4) :2868–2880, APR 1994.
- [20] G. Ropars, A. Lefloch, and R. Lenaour. Polarization control mechanisms in vectorial bistable lasers for one-frequency systems. *Phys. Rev. A*, 46(1) :623–640, JUL 1 1992.
- [21] M. Vallet, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Alouini, A. Le Floch, and G.P. Agrawal. Polarization self-modulated lasers with circular eigenstates. *Appl. Phys. Lett.*, 74(22) :3266–3268, MAY 31 1999.
- [22] G.P. Agrawal and N.K. Dutta. *Long-wavelength semiconductor lasers*. an Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, NY, 1986.
- [23] M. Brunel, F. Bretenaker, and A. LeFloch. Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates. *Opt. Lett.*, 22(6) :384–386, MAR 15 1997.
- [24] R.V. Goidin, V.S. Kichuk, N.V. Kravtsov, G.D. Laptev, E.G. Lariontsev, and V.V. Firsov. Influence of the pump polarisation on the characteristics of radiation of a ring Nd : YAG chip laser. *QUANTUM ELECTRON.*, 28(4) :347–349, APR 1998.
- [25] M. Brunel, O. Emile, M. Alouini, A. Le Floch, and F. Bretenaker. Experimental and theoretical study of longitudinally monomode vectorial solid-state lasers. *Phys. Rev. A*, 59(1) :831–840, JAN 1999.
- [26] W. Holzapfel and M. Finneemann. High-resolution force sensing by a diode-pumped NDYAG laser. *Opt. Lett.*, 18(23) :2062–2064, DEC 1 1993.
- [27] M. Lukac, S. Trost, and M. Kazic. Flip-flop polarization effect in cube-corner-flat cavity Nd-YAG laser. *IEEE J. Quant. Elec.*, 28(11) :2560–2562, NOV 1992.
- [28] S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux. Antiphase dynamics and polarization effects in the ND-doped fiber laser. *Phys. Rev. A*, 46(5) :2811–2822, SEP 1 1992.
- [29] R. Leners, P.L. François, and G. Stephan. Simultaneous effects of gain and loss anisotropies on the thresholds of a bipolarization fiber laser. *Opt. Lett.*, 19(4) :275–277, FEB 15 1994.
- [30] R. Leners and G. Stephan. Rate-equation analysis of a multimode bipolarization ND3+doped fiber laser. *Quantum Semicl. Opt.*, 7(5) :757–794, OCT 1995.
- [31] N.N. Ilichev, A.V. Kiryanov, E.S. Gulyamova, and P.P. Pashinin. Influence of the nonlinear anisotropy of absorption in a passive Cr4+ :YAG switch on the energy and polarisation characteristics of a neodymium laser. *QUANTUM ELECTRON.*, 27(4) :298–301, APR 1997.
- [32] T. Taira, A. Mukai, Y. Nozawa, and T. Kobayashi. Single-mode oscillation of laser-diode-pumped Nd-YVO4 microchip lasers. *Opt. Lett.*, 16(24) :1955–1957, DEC 15 1991.
- [33] J.J. Zayhowski and A. Mooradian. Frequency-modulated Nd-YAG microchip lasers. *Opt. Lett.*, 14(12) :618–620, JUN 15 1989.
- [34] A. Owyong and P. Esherick. Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd-YAG laser. *Opt. Lett.*, 12(12) :999–1001, DEC 1987.

- [35] B.K. Zhou, T.J. Kane, G.J. Dixon, and Byer R.L. Efficient, frequency-stable laser-diode-pumped Nd-YAG laser. *Opt. Lett.*, 10(2) :62–64, 1985.
- [36] F. Zhou and A.I. Ferguson. Frequency stabilization of a diode-laser-pumped microchip Nd :YAG laser at 1.3 μm . *Opt. Lett.*, 16(2) :79–81, JAN 15 1991.
- [37] J. Zayhowski and A. Mooradian. Single-frequency microchip Nd lasers. *Opt. Lett.*, 14(1) :24–26, JAN 1 1989.
- [38] P. Dekker and J.M. Dawes. Pulsed output from a dual-polarization cw diode-pumped Nd : YAG laser. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(1) :247–251, JAN 1998.
- [39] M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, A. Le Floch, M. Vallet, and P. Thony. Existence of two coupling constants in microchip lasers. *Opt. Lett.*, 25(12) :896–898, JUN 15 2000.
- [40] T. Yoshino and Y. Kobayashi. Temperature characteristics and stabilization of orthogonal polarization two-frequency Nd³⁺ : YAG microchip lasers. *Appl. Optics*, 38(15) :3266–3270, MAY 20 1999.
- [41] M. Brunel, O. Emile, M. Alouini, A. Le Floch, and F. Bretenaker. Self-mode-locked pulsed monomode laser. *Opt. Lett.*, 24(4) :229–231, FEB 15 1999.
- [42] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S. Russell, and D.M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19) :1547–1549, OCT 1 1996.
- [43] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, and J.P. de Sandro. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *J. Opt. Soc. Am. A*, 15(3) :748–752, MAR 1998.
- [44] A. Nicolet B. Kuhlmeier S. Guenneau Zolla F., G. Renversez and D. Felbacq. *Foundations Of Photonic Crystal Fibres*. World Scientific Publishing Company, 2005.
- [45] P. St. J. Russell. Photonic-crystal fibers. *J. Lightwave Technol.*, 24(12) :4729–4749, DEC 2006.
- [46] F. Benabid, G. Bouwmans, J.C. Knight, P. St Russell, and F. Couny. Ultrahigh efficiency laser wavelength conversion in a gas-filled hollow core photonic crystal fiber by pure stimulated rotational Raman scattering in molecular hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 93(12), SEP 17 2004.
- [47] V. Pureur, L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and Y. Jaouen. Ytterbium-doped solid core photonic bandgap fiber for laser operation around 980 nm. *Appl. Phys. Lett.*, 92(6), FEB 11 2008.
- [48] A. Wang, A.K. George, and J.C. Knight. Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber. *Opt. Lett.*, 31(10) :1388–1390, MAY 15 2006.
- [49] G. Bouwmans, F. Luan, J.C. Knight, P.S.J. Russell, L. Farr, B.J. Mangan, and H. Sabert. Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength. *Opt. Express*, 11(14) :1613–1620, JUL 14 2003.
- [50] A. Isomaki and O. G. Okhotnikov. Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber. *Opt. Express*, 14(20) :9238–9243, OCT 2 2006.
- [51] J.D. Shephard, J.D.C. Jones, D.P. Hand, G. Bouwmans, J.C. Knight, P.S. Russell, and B.J. Mangan. High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers. *Opt. Express*, 12(4) :717–723, FEB 23 2004.
- [52] K. Furusawa, A. Malinowski, J.H.V. Price, T.M. Monroe, J.K. Sahu, J. Nilsson, and D.J. Richardson. Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding. *Opt. Express*, 9(13) :714–720, DEC 17 2001.
- [53] W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, T.A. Birks, T.D. Hedley, and P.S. Russell. Very high numerical aperture fibers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(3) :843–845, MAR 2004.

- [54] G. Bouwmans, R.M. Percival, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, and P.S.J Russell. High-power Er : Yb fiber laser with very high numerical aperture pump-cladding waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 83(5) :817–818, AUG 4 2003.
- [55] W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.S.J. Russel. High power air-clad photonic crystal fibre laser. *Opt. Express*, 11(1) :48–53, JAN 13 2003.
- [56] J. Limpert, N.D. Robin, I. Manek-Honninger, F. Salin, F. Roser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tunnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power rod-type photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 13(4) :1055–1058, FEB 21 2005.
- [57] J. Limpert, F. Roeser, D.N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Haedrich, J. Rothhardt, C. J. Misas, and A. Tuennermann. High Repetition Rate Gigawatt Peak Power Fiber Laser-Systems : Challenges, Design, and Experiment. *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, 15(1) :159–169, JAN-FEB 2009.
- [58] M.T. Myaing, J.Y. Ye, T.B. Norris, T. Thomas, J.R. Baker, W.J. Wadsworth, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.S.J. Russell. Enhanced two-photon biosensing with double-clad photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(14) :1224–1226, JUL 15 2003.
- [59] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58(20) :2059–2062, MAY 18 1987.
- [60] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58(23) :2486–2489, JUN 8 1987.
- [61] P.R. Villeneuve and M. Piche. Photonic band-gaps in 2-dimensional square and hexagonal lattices. *Phys. Rev. B*, 46(8) :4969–4972, AUG 15 1992.
- [62] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.S.J. Russel, D.M. Atkin, and T.J. Shepherd. Full 2-D Photonic bandgaps in silica/air structures. *Electron. Lett.*, 31(22) :1941–1943, OCT 26 1995.
- [63] J.C. Knight, J. Broeng, T.A. Birks, and P.S.J. Russel. Photonic band cap guidance in optical fibers. *SCIENCE*, 282(5393) :1476–1478, NOV 20 1998.
- [64] R.F. Cregan, B.J. Mangan, J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, P.J. Roberts, and D.C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *SCIENCE*, 285(5433) :1537–1539, SEP 3 1999.
- [65] F. Benabid. Hollow-core photonic bandgap fibre : new light guidance for new science and technology. *Philos. Tr. Soc. A*, 364(1849) :3439–3462, DEC 15 2006.
- [66] R. Bise, R. Windeler, K. Kranz, C. Kerbage, B. Eggleton, and D. Trevor. Tunable photonic bandgap fiber. In *Osa Trends in Optics and Photonics*, 2002.
- [67] F. Luan, T.D. George, A.K. and Hedley, G.J. Pearce, D.M. Bird, J.C. Knight, and P.S.J. Russell. All-solid photonic bandgap fiber. *Opt. Lett.*, 29(20) :2369–2371, OCT 15 2004.
- [68] T.A. Birks, D. Bird, T. Hedley, J. Pottage, and P. Light. Scaling laws and vector effects in bandgap-guiding fibres,. *Opt. Express*, 12 :69–74, 2004.
- [69] A. Argyros, T.A. Birks, S.G. Leon-Saval, C.M.B. Cordeiro, F. Luan, and P.S.J. Russell. Photonic bandgap with an index step of one percent. *Opt. Express*, 13(1) :309–314, JAN 10 2005.
- [70] G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, and M. Douay. Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (α 20 dB/km) around 1550 nm. *Opt. Express*, 13(21) :8452–8459, OCT 17 2005.
- [71] A. Betourne, V. Pureur, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, L. Bigot, M. Perrin, and M. Douay. Solid photonic bandgap fiber assisted by an extra air-clad structure for low-loss operation around 1.5 μ m. *Opt. Express*, 15(2) :316–324, JAN 22 2007.

- [72] Vincent Pureur. *Modelisation et caracterisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide*. PhD thesis, Université Lille 1, 2009.
- [73] T.A. Birks, F. Luan, G.J. Pearce, A. Wang, J.C. Knight, and D.M. Bird. Bend loss in all-solid bandgap fibres. *Opt. Express*, 14(12) :5688–5698, JUN 12 2006.
- [74] A. Betourne, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Perrin, and M. Douay. Improvements of solid-core photonic bandgap fibers by means of interstitial air holes. *Opt. Lett.*, 32(12) :1719–1721, JUN 15 2007.
- [75] V. Pureur, G. Bouwmans, K. Delplace, Y. Quiquempois, and M. Douay. Birefringent solid-core photonic bandgap fibers assisted by interstitial air holes. *Appl. Phys. Lett.*, 94(13), MAR 30 2009.
- [76] Jean-Pierre Meunier. *Télécoms optiques ; composants à fibres, systèmes de transmission*. Hermes Lavoisier, 2003.
- [77] L. Jin, Z. Wang, Y. Liu, G. Kai, and X. Dong. Ultraviolet-inscribed long period gratings in all-solid photonic bandgap fibers. *Opt. Express*, 16(25) :21119–21131, DEC 8 2008.
- [78] L. Bigot, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, V. Pureur, O. Vanvincq, and M. Douay. Efficient fiber Bragg gratings in 2D all-solid photonic bandgap fiber. *Opt. Express*, 17(12) :10105–10112, JUN 8 2009.
- [79] G. Meltz, W.W. Morey, and W.H. Glenn. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Opt. Lett.*, 14(15) :823–825, AUG 1 1989.
- [80] A. Othonos. Fiber Bragg gratings. *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, 68(12) :4309–4341, DEC 1997.
- [81] J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 1995.
- [82] T. A. Birks, G. J. Pearce, and D. M. Bird. Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres. *Opt. Express*, 14(20) :9483–9490, OCT 2 2006.
- [83] J Laegsgaard. Gap formation and guided modes in photonic bandgap fibres with high-index rods. *JOURNAL OF OPTICS A-PURE AND APPLIED OPTICS*, 6(8) :798–804, AUG 2004.
- [84] David Herisson. *Etude des supermodes dans un microlaser realise avec un miroir diffractif*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2000.
- [85] M. Perrin, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, and M. Douay. Coexistence of total internal reflexion and bandgap modes in solid core photonic bandgap fibre with interstitial air holes. *Opt. Express*, 15(21) :13783–13795, OCT 17 2007.
- [86] N.W. Aschcroft and N.D. Mermin. *Solid State Physics*. Saunder College, 1976.
- [87] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, and S. A. Maier. Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding. *Opt. Express*, 15(2) :325–338, JAN 22 2007.
- [88] Cerqueira A., Luan F., Cordeiro C., George A., and Knight J. Hybrid photonic crystal fiber. *Optics Express*, 14(2) :926 – 931, 2006.
- [89] J. Sun and C. C. Chan. Hybrid guiding in liquid-crystal photonic crystal fibers. *JOSA B*, 24(10) :2640 – 2646, 2007.
- [90] M. Yan and P. Shum. Guidance varieties in photonic crystal fibers. *JOSA B*, 23(8) :1684 – 1691, 2006.

- [91] H.F. Taylor. Bending effects in optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 2(5) :617–628, 1984.
- [92] V. Pureur, G. Bouwmans, M. Perrin, Y. Quiquempois, and M. Douay. Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber. *J. Lightwave Technol.*, 25(11) :3589–3596, NOV 2007.
- [93] T.M. Monro, P.J. Bennett, N.G.R. Broderick, and D.J. Richardson. Holey fibers with random cladding distributions. *Opt. Lett.*, 25(4) :206–208, FEB 15 2000.
- [94] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinitser, and B. J. Eggleton. Resonance and scattering in microstructured optical fibers. *Optics Letters*, 27(22) :1977 – 1979, 2002.
- [95] C. Baskiotis, Y. Jaouen, R. Gabet, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, M. Douay, and P. Sillard. Microbending behavior of large-effective-area Bragg fibers. *Opt. Lett.*, 34(22) :3490–3492, NOV 15 2009.
- [96] S. Fevrier, R. Jamier, J.M. Blondy, S.L. Semjonov, M.E. Likhachev, M.M. Bubnov, E.M. Dianov, V.F. Khopin, M.Y. Salganskii, and A.N. Guryanov. Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber. *Opt. Express*, 14(2) :562–569, JAN 23 2006. OSA Topical Meeting on Signal Recovery and Synthesis, Charlotte, NC, JUN, 2005.
- [97] F. Couny, P. J. Roberts, T. A. Birks, and F. Benabid. Square-lattice large-pitch hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 16(25) :20626–20636, DEC 8 2008.
- [98] G. J. Pearce, G. S. Wiederhecker, C. G. Poulton, S. Burger, and P. St. J. Russell. Models for guidance in kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres. *Opt. Express*, 15(20) :12680–12685, OCT 1 2007.
- [99] B.W. Liu, M.L. Hu, X.H. Fang, Y.F. Li, L. Chai, J.Y. Li, W. Chen, and C.Y. Wang. Tunable bandpass filter with solid-core photonic bandgap fiber and Bragg fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 20(5-8) :581–583, MAR-APR 2008.
- [100] J. Nilsson, J.D. Minelly, R. Paschotta, A.C. Tropper, and D.C. Hanna. Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser. *Opt. Lett.*, 23(5) :355–357, MAR 1 1998.
- [101] L.B. Fu, M. Ibsen, D.J. Richardson, and D.N. Payne. 977-nm all-fiber DFB laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 16(11) :2442–2444, NOV 2004.
- [102] K. Yla-Jarkko, S.U. Alam, P.W. Turner, J. Moore, J. Nilsson, R. Selvas, Soh D.B. and Codemard C., and Sahu J.K. Cladding pumping technology for next generation fiber amplifiers and lasers. In *Optical Amplifiers and Their Applications*, page TuC1. Optical Society of America, 2003.
- [103] L. A. Zenteno, J. D. Minelly, M. Dejneka, and S. Crigler. 0.65 w single-mode yb-fiber laser at 980 nm pumped by 1.1 w nd :yag. In OSA Technical Digest Series, editor, *Advanced Solid State Lasers*, number paper MD7, 2007.
- [104] C.R. Giles and E. Desurvire. Modeling erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 9(2) :271–283, FEB 1991.
- [105] A. Shirakawa, H. Maruyama, K. Ueda, C. B. Olausson, J. K. Lyngso, and J. Broeng. High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150-1200 nm. *Opt. Express*, 17(2) :447–454, JAN 19 2009.
- [106] C. B. Olausson, C. I. Falk, J. K. Lyngso, B. B. Jensen, K. T. Therkildsen, J. W. Thomsen, K. P. Hansen, A. Bjarklev, and J. Broeng. Amplification and ASE suppression in a polarization-maintaining ytterbium-doped all-solid photonic bandgap fibre. *Opt. Express*, 16(18) :13657–13662, SEP 1 2008.

- [107] T. Nagashima, T. Taru, S. Tamaoki, and T. Sasaki. Gain Enhancement by ASE Suppression in Er-doped All-Solid Microstructured Fiber, 2009. Conference on Optical Fiber Communication (OFC 2009), San Diego, CA, MAR 22-26, 2009.
- [108] J.M. Dudley and J.R. Taylor. *Supercontinuum generation in optical fibers*. Cambridge, 2010.
- [109] S.V. Avdokhin, A.V. Popov and J.R. Taylor. Continuous-wave, high-power, in Raman continuum generation holey fibers. *Opt. Lett.*, 28(15) :1353–1355, AUG 1 2003.
- [110] J. C. Travers, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, S. V. Popov, and J. R. Taylor. Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400W continuous wave fiber laser. *Opt. Express*, 16(19) :14435–14447, SEP 15 2008.
- [111] B.A. Cumberland, J.C. Travers, S.V. Popov, and J.R. Taylor. Toward visible cw-pumped supercontinua. *Opt. Lett.*, 33(18) :2122–2124, SEP 15 2008.
- [112] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, and S. Coen. The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation. *Opt. Express*, 13(17) :6615–6625, AUG 22 2005.
- [113] S.M. Koltsev and S.V. Smirnov. Modelling of high-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion shifted fibers at CW pump. *Opt. Express*, 13(18) :6912–6918, SEP 5 2005.
- [114] B. A. Cumberland, J. C. Travers, S. V. Popov, and J. R. Taylor. 29 W high power CW supercontinuum source. *Opt. Express*, 16(8) :5954–5962, APR 14 2008.
- [115] M. Bouazaoui, M. Sylvestre, T. Mussot, A. Beaugeois. Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths. *Opt. Express*, 15(18) :11553–11563, SEP 3 2007.
- [116] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics, 4th edition*. Elsevier Academic Press, 2007.
- [117] A. Kudlinski, B. A. Cumberland, J. C. Travers, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, and A. Mussot. CW Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibres with Two Zero-Dispersion Wavelengths, 2008. 1st Workshop on Specialty Optical Fibers and Their Applications, Sao Pedro, BRAZIL, AUG 20-22, 2008.
- [118] D.V. Skryabin, F. Luan, J.C. Knight, and P.S. Russell. Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers. *SCIENCE*, 301(5640) :1705–1708, SEP 19 2003.
- [119] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.*, 78(4) :1135–1184, OCT-DEC 2006.
- [120] T. Kato, Y. Suetsugu, and M. Nishimura. Estimation of nonlinear refractive-index in various silica-based glasses for optical fibers. *Opt. Lett.*, 20(22) :2279–2281, NOV 15 1995.
- [121] A. Boskovic, S.V. Chernikov, J.R. Taylor, L. GrunerNielsen, and O.A. Levring. Direct continuous-wave measurement of $n(2)$ in various types of telecommunication fiber at 1.55 μ m. *Opt. Lett.*, 21(24) :1966–1968, DEC 15 1996.
- [122] C. Fukai, K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, and I. Sankawa. Effective Raman gain characteristics in germanium- and fluorine-doped optical fibers. *Opt. Lett.*, 29(6) :545–547, MAR 15 2004.
- [123] N. Akmediev and M. Karlsson. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers. *Phys. Rev. A*, 51(3) :2602–2607, MAR 1995.
- [124] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H.P. Weber. Ultrashort pulse-propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber. *IEEE J. Quant. Elec.*, 23(11) :1938–1946, NOV 1987.

- [125] N. Nishizawa and T. Goto. Pulse trapping by ultrashort soliton pulses in optical fibers across zero-dispersion wavelength. *Opt. Lett.*, 27(3) :152–154, FEB 1 2002.
- [126] Al. Kudlinski, G. Bouwmans, M. Douay, M. Taki, and A. Mussot. Dispersion-Engineered Photonic Crystal Fibers for CW-Pumped Supercontinuum Sources. *J. Lightwave Technol.*, 27(11) :1556–1564, JUN 1 2009.
- [127] A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, Y. Quiquempois, A. Le Rouge, L. Bigot, G. Melin, and A. Mussot. White-light cw-pumped supercontinuum generation in highly GeO₂-doped-core photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 34(23) :3631–3633, DEC 1 2009.
- [128] P. Nouchi, P. Sillard, L.A. de Montmorillon, G. Meacutelin, and A. Pastouret. Novel fiber designs for transmission and devices. *Fiber Integrated Opt.*, 28 :1–10, 2009.
- [129] N. Myren and W. Margulis. Time evolution of frozen-in field during poling of fiber with alloy electrodes. *Opt. Express*, 13(9) :3438–3444, MAY 2 2005.
- [130] V. Pruneri, G. Bonfrate, P.G. Kazansky, D.J. Richardson, N.G. Broderick, J.P. de Sandro, C. Simonneau, P. Vidakovic, and J.A. Levenson. Greater than 20%-efficient frequency doubling of 1532-nm nanosecond pulses in quasi-phase-matched germanosilicate optical fibers. *Opt. Lett.*, 24(4) :208–210, FEB 15 1999.
- [131] M. Bache, H. Nielsen, J. Laegsgaard, and O. Bang. Tuning quadratic nonlinear photonic crystal fibers for zero group-velocity mismatch. *Opt. Lett.*, 31(11) :1612–1614, JUN 1 2006.
- [132] A. Efimov, A.J. Taylor, F.G. Omenetto, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, and P.S.J. Russell. Phase-matched third harmonic generation in microstructured fibers. *Opt. Express*, 11(20) :2567–2576, OCT 6 2003.
- [133] Cerqueira S. Arismar, Jr., Cristiano M. B. Cordeiro, F. Biancalana, P. J. Roberts, H. E. Hernandez-Figueroa, and C. H. Brito Cruz. Nonlinear interaction between two different photonic bandgaps of a hybrid photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 33(18) :2080–2082, SEP 15 2008.
- [134] A. Fuerbach, P. Steinvurzel, J.A. Bolger, A. Nulsen, and B.J. Eggleton. Nonlinear propagation effects in antiresonant high-index inclusion photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 30(8) :830–832, APR 15 2005.
- [135] B. Kibler, T. Martynkien, M. Szpulak, C. Finot, J. Fatome, J. Wojcik, W. Urbanczyk, and S. Wabnitz. Nonlinear femtosecond pulse propagation in an all-solid photonic bandgap fiber. *Opt. Express*, 17(12) :10393–10398, JUN 8 2009.
- [136] G. Renversez, P. Boyer, and A. Sagrini. Antiresonant reflecting optical waveguide microstructured fibers revisited : a new analysis based on leaky mode coupling. *Optics Express*, 14(12) :5682–5687, 2006.
- [137] A. Betourne, A. Kudlinski, G. Bouwmans, O. Vanvincq, A. Mussot, and Y. Quiquempois. Control of supercontinuum generation and soliton self-frequency shift in solid-core photonic bandgap fibers. *Opt. Lett.*, 34(20) :3083–3085, OCT 15 2009.
- [138] Y. Kodama and A. Hasegawa. Nonlinear pulse-propagation in a monomode dielectric guide. *IEEE J. Quant. Elec.*, 23(5) :510–524, MAY 1987.
- [139] E.A. Golovchenko, E.M. Dianov, A.M. Prokhorov, and V.N. Serkin. Decay of optical solitons. *JETP Lett.*, 42(2) :87–91, 1985.
- [140] J. Laegsgaard. Mode profile dispersion in the generalized nonlinear Schrodinger equation. *Opt. Express*, 15(24) :16110–16123, NOV 26 2007.

BIBLIOGRAPHIE

- [141] D. Hollenbeck and C.D. Cantrell. Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(12) :2886–2892, DEC 2002.
- [142] J.P. Gordon. Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 11(10) :662–664, OCT 1986.