

DETERMINATION DES PARAMETRES D'UNE FIBRE MICROSTRUCTUREE A PARTIR DU LOGICIEL MPB

Aurélien CHANUDET¹, Guy DEBARGE¹, Catherine LEPEERS^{1,2}

¹ENST, CNRS URA 820, 46 rue Barrault, 75634 Paris cedex 13, France

²Laboratoire PhLAM, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France

Email : Catherine.Lepers@univ-lille1.fr

RESUME

Afin d'acquérir une expertise sur les fibres microstructurées, nous avons développé un outil de simulation à partir du programme MPB (MIT Photonics Bandgap). Nous présentons les résultats de simulation obtenus que sont le diagramme de dispersion, la dispersion chromatique et l'aire effective. Dans tous les cas, nous avons mené une comparaison des résultats avec ceux des fibres monomodes standards (SMF28).

MOTS CLES :

Fibre microstructurée, Modélisation, diagramme de dispersion, dispersion chromatique, aire effective.

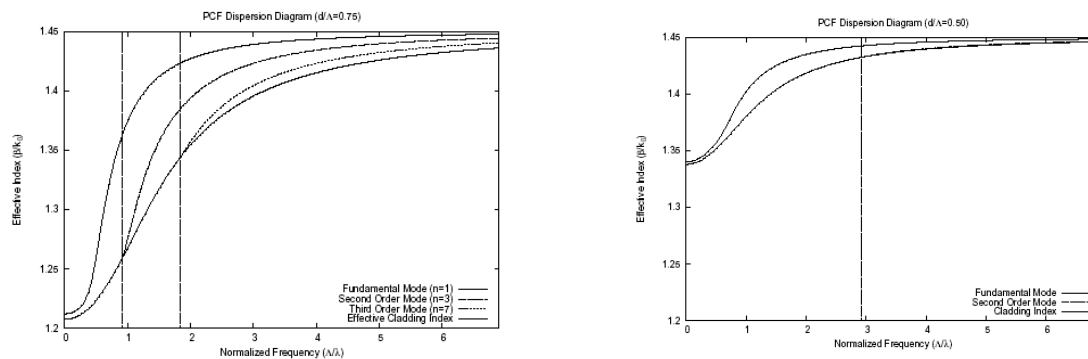
1. INTRODUCTION

De nombreux outils de calcul existent pour modéliser le comportement d'une fibre microstructurée ; Notre choix s'est porté sur MPB (MIT Photonics Bands) [1], un programme développé au MIT et initialement conçu pour l'étude générale des cristaux photoniques 3D. Nous nous limitons à des fibres réalisées dans un matériau non magnétique, dépourvu de charges libres et de courants, invariantes par translation suivant l'axe de la fibre. La permittivité du matériau est considérée réelle ce qui ne permettra pas de modéliser les pertes de la fibre. Ce modèle permet de résoudre l'équation d'ondes dont le champ magnétique est solution. Cette équation est interprétée comme une équation aux valeurs propres : les fonctions propres peuvent s'écrire comme le produit d'une onde plane et d'une fonction de Bloch ayant la périodicité du réseau photonique. La solution générale de l'équation est alors une combinaison linéaire de modes propres, de fréquences $\omega_{\text{neff}}(\mathbf{k})$ où le vecteur $\mathbf{k}=\omega_{\text{z}}$ est lié à la constante de propagation longitudinale ω des modes dans la fibre et n_{eff} est l'indice effectif des différents modes.

A partir de cette modélisation, nous avons déduit le diagramme de dispersion d'une fibre microstructurée pour différentes valeurs du rapport d/Λ . Ensuite, nous nous sommes attachés à analyser l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde. Enfin, grâce à ce modèle, nous avons pu évaluer l'évolution de l'aire effective. Nous avons comparé les différents résultats à une fibre conventionnelle de télécommunications.

2. DIAGRAMME DE DISPERSION

La figure ci-dessous représente l'évolution de l'indice effectif $n_{\text{eff}}=\omega/k_0$ en fonction de la fréquence normalisée ω/ω_0 pour une fibre microstructurée de paramètres $d/\Lambda=0,75$ (Fig.1(a)) et $d/\Lambda=0,5$ (Fig.1(b)). Sur la Figure 1(a), hormis le mode fondamental caractérisé par une fréquence de coupure nulle, nous notons l'existence d'au moins deux autres modes, de fréquences de coupure normalisées respectives 0.921 et 1.839.



Figures 1(a) et 1(b): Evolution de l'indice effectif en fonction de la fréquence normalisée pour $d/\Lambda=0,75$ et $d/\Lambda=0,5$

Notons ici une différence notable avec une fibre classique à saut d'indice, à savoir que l'indice effectif de la gaine d'une fibre microstructurée dépend fortement de la longueur d'onde. Dans le cas d'une fibre classique, l'ensemble des constantes de propagation est borné inférieurement par $k_0 n_g$ et supérieurement par $k_0 n_c$ où n_g et n_c sont respectivement les indices de gaine et du cœur de la fibre. Ces constantes de propagation sont celles d'ondes planes se propageant dans des milieux d'indice n_g et n_c .

L'indice effectif de gaine de la fibre microstructurée est défini à partir de la constante de propagation d'une onde plane se propageant suivant z dans un milieu dont la structure est identique à celle de la gaine, autrement dit dans un cristal photonique sans défaut. En pratique, il existe autant de vecteurs d'onde possibles que le cristal admet de modes : nous choisirons la constante de propagation du mode fondamental et définirons l'indice de gaine comme le rapport de cette constante à la constante de propagation dans le vide k_0 .

Par un raisonnement qualitatif, il est possible de trouver les valeurs limites de cet indice de gaine: à haute fréquence, la longueur d'onde est petite devant l'interstice, le champ est fortement confiné dans la région d'indice de constante diélectrique la plus élevée n_c et la constante de propagation correspond à celle d'une onde plane se propageant dans un milieu d'indice n_c comme le montre la figure 1 (a). A basse fréquence, la longueur d'onde est grande devant l'interstice : les variations d'indice sont nivelées à l'échelle de la longueur d'onde et l'onde voit un milieu d'indice constant. La constante diélectrique d'un tel milieu peut être approximée par le barycentre des permittivités de l'air et de la silice ϵ_a et ϵ_s : $\epsilon = f_a \epsilon_a + f_s \epsilon_s$ où f_a et f_s sont les coefficients de remplissage de l'air et de la silice [2] données par $f_a = (\pi/3)(d/\Lambda)^2$ (pour une fibre à cristal photonique de base triangulaire) et $f_s = 1 - f_a$. On en déduit la valeur de l'indice moyen égal à 1,205, correspondant à la valeur lue sur la courbe de la figure 1(a).

La courbe de l'évolution de l'indice effectif en fonction de la fréquence normalisée permet également de vérifier le mécanisme de guidage de la lumière dans une fibre microstructurée : l'indice effectif des modes guidés étant constamment compris entre l'indice du cœur et de la gaine, le principe de réflexion interne totale est applicable comme dans le cas d'une fibre classique.

Cependant, étant donné que l'indice de gaine dépend de la longueur d'onde, nous pouvons observer une propriété spécifique des fibres microstructurées : Alors que le nombre de modes guidés augmente indéfiniment avec la fréquence pour une fibre à saut d'indice classique, il reste fini pour une fibre microstructurée puisque la différence d'indice cœur-gaine diminue lorsque la fréquence augmente.

Nous observons sur la Figure 1(b) que les fréquences de coupure des différents modes de propagation augmentent lorsque le rapport d/Λ diminue. Nous en concluons que pour une valeur de d/Λ suffisamment faible, un seul mode sera guidé dans la fibre. Le fait que cette valeur soit indépendante du diamètre du cœur de la fibre est une différence notable par rapport à une fibre classique. En deçà de la valeur 0,45, la fibre microstructurée est infiniment monomode quelque soit le diamètre du cœur.

2. DISPERSION CHROMATIQUE

On observe le phénomène de dispersion chromatique lorsque la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique est fonction de sa longueur d'onde. Dans ces conditions, un paquet d'ondes de longueurs d'ondes voisines se déforme lors de sa propagation car les ondes qui constituent le paquet, se déplacent à des vitesses différentes. La dispersion chromatique résulte de la dispersion de l'indice du matériau en fonction de la longueur d'onde et de la dispersion du guide liée à sa géométrie. La relation de Sellmeier [3] rend compte de la dispersion matériau. Le paramètre de dispersion chromatique est $D_c = -2(\frac{c}{\omega})^2 (\frac{d^2 \epsilon}{d\omega^2})$ où $\epsilon = 2\epsilon_0 \epsilon_r$

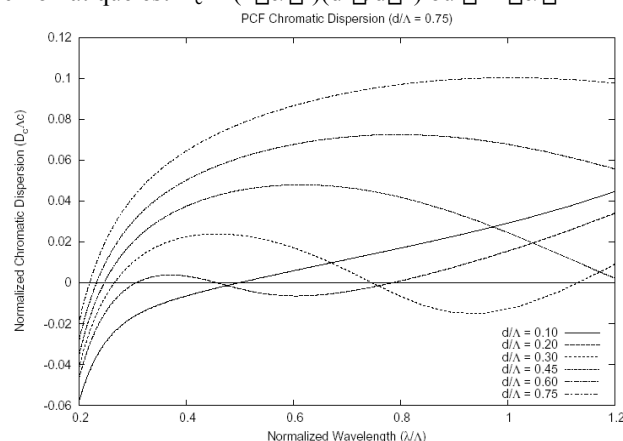


Figure 2 : Evolution de la dispersion D en fonction de la longueur d'onde normalisée

Notons sur la figure 2 que la dispersion chromatique calculée ici pour le mode fondamental, dépend fortement du rapport d/Λ : En observant les différentes courbes, il apparaît que la dispersion chromatique devient un paramètre ajustable en fonction de ce rapport. Lorsque le diamètre des trous est faible, la courbe de dispersion est proche de celle du matériau (trait plein) car les canaux d'air ont alors une influence minimale ; par contre la dispersion devient de plus en

plus importante lorsque le diamètre des trous augmente. Entre ces deux extrêmes, il semble possible de concevoir des fibres à dispersion plate dans une certaine gamme de longueur d'onde [4] ce qui est très intéressant pour les applications WDM en télécommunications.

3. AIRE EFFECTIVE

La différence d'indices cœur-gaine étant beaucoup plus importante, le confinement du champ est plus fort dans une fibre microstructurée que dans une fibre classique et l'aire effective est corrélativement plus faible; par voie de conséquence les effets non linéaires peuvent être d'autant plus importants. L'aire effective [Agrawal] est définie à partir de la composante transverse du champ de Bloch suivant la relation :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int |\vec{H}_{\vec{k},\perp}(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int |\vec{H}_{\vec{k},\perp}(x,y)|^4 dx dy}$$

Nous avons obtenu une valeur de l'aire effective A_{eff} égale à $12.0 \mu\text{m}^2$ à 828 nm pour une fibre caractérisée par $\Lambda=2 \mu\text{m}$ et $d=0.5 \mu\text{m}$. Cette valeur est à comparer à une valeur expérimentale de $12.5 \mu\text{m}^2$ [5].

L'évolution de l'aire effective en fonction de la longueur d'onde normalisée confirme une faible valeur de l'aire effective de l'ordre de $0.8 \mu\text{m}^2$ dans le cas du mode fondamental. La surface du cœur étant $\pi(2\Lambda-d)^2/4$, l'énergie du mode semble bien hautement confinée dans le cœur.

Cependant, l'aire effective du second mode est légèrement supérieure à celle du mode fondamental tant que la longueur d'onde considérée est inférieure à une longueur d'onde critique $\Lambda_c=1.043\Lambda$. Nous remarquons que celle-ci est de l'ordre de la longueur d'onde de coupure de ce mode égale à 1.086Λ . En fait, au-delà de cette longueur d'onde, le mode cesse d'être guidé et devient un mode à fuite: l'amplitude du champ cesse d'être évanescence dans la gaine, l'énergie du mode remplit toute la fibre y compris la gaine et l'aire effective diverge.

Nous avons également remarqué que l'aire effective du mode fondamental diverge aux très grandes longueurs d'onde : ceci est dû au fait que, dans ce cas, toute variation d'indice air-silice est nivelée à l'échelle des grandes longueurs d'onde et qu'alors l'énergie du mode fondamental emplit toute la fibre.

A partir de l'aire effective et du coefficient de Kerr n_2 , nous pouvons désormais définir le coefficient de non linéarité χ qui intervient dans le calcul du battement triple observé dans le phénomène non linéaire qu'est le mélange à 4 ondes. Ce coefficient non linéaire $\chi = n_2 k_0 / A_{\text{eff}}$ est évalué à $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$ à $1.55 \mu\text{m}$ alors qu'il est de l'ordre de $1,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$ dans une fibre SMF28 soit 10 fois plus élevé.

4. CONCLUSION

Cet outil de simulation va nous permettre d'estimer les paramètres des fibres microstructurées que nous serons amenés, à caractériser et à utiliser en tant que composant de base de nouvelles fonctions optiques pour les télécommunications. MPB a toutefois des limites : en particulier le maillage rectangulaire introduit par la méthode de calcul, rompt la symétrie cylindrique de la fibre et peut se manifester par une biréfringence numérique mais surtout, MPB ne permet d'étudier qu'une structure rigoureusement périodique car la fibre est considérée comme une super-maille utilisée pour paver l'espace tout entier.

REFERENCES

- [1] Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis" *Optics Express* **8**, no. 3, 173-190 (2001), <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-8-3-173>.
- [2] A. Ferrando, F. Silvestre, and M.V. Andrés, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers" *Optics Express* **9**, N°13, (2001).
- [3] G.P. Agrawal, "Nonlinear Fiber optics", academic Press, San Diego, (1989).
- [4] A. Peyrilloux, S. Février, J. Marcou, L. Berthelot, D. Pagnoux, and P. Sansonetti, comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibres, *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **4**, (2002)
- [5] A. Ferrando, F. Silvestre, J.J. Miret, J.A. Monsoriu, M.V. Andrés, and P.St.J. Russell, "Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion", *Electron. Letters* **35**, n°4, (1999); A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, and P. Andrés, "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers", *Opt. Letters* **25**, N°11, (2000).