第 57 卷 第 9 期 2008 年 9 月
1000-3290/2008/57(09)/5735-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.57,No.9,September,2008

近椭圆内包层高双折射偏振稳定光子晶体光纤设计及特性分析*

延凤平† 李一凡 王 琳 龚桃荣 刘 鹏 刘 洋 陶沛琳 曲美霞 简水生

(全光网络与现代通信网教育部重点实验室,北京交通大学光波技术研究所,北京 100044)

(2007 年 11 月 29 日收到;2008 年 2 月 15 日收到修改稿)

设计了一种新型近椭圆内包层(NEIC)结构的高双折射偏振保持光子晶体光纤(PCF),并利用带有各向异性完全匹配层吸收边界条件的全矢量有限元法(FEM)对这种光纤的特性参数进行了数值分析.结果表明这种结构的光子晶体光纤在 1.55 μm 的双折射系数高达 2.0×10^{-3},在长轴和短轴方向上的模场直径分别为 9.2 μm 和 2.4 μm.同时当短轴方向最内层空气孔的孔径在 1.30—1.18 μm 范围内变化时(孔径变化范围 ~ 10%),其双折射系数的劣化小于 1.2×10^{-5},表明这种结构的偏振保持光子晶体光纤具有优异的偏振稳定性.

关键词:光子晶体光纤,双折射,近椭圆内包层,偏振稳定性

PACC:4281F,4225J

1. 引 言

光子晶体光纤(PCF)凭借着常规光纤无法实现的独有特性成为近年来光纤技术领域研究的热点[1,2].PCF 的截面上存在着沿光纤轴向无限延伸的周期性分布的微空气孔结构,所以又被称为多孔光纤或微结构光纤.通过改变空气孔的大小或空气孔间距等参数,可以实现传统单模光纤所不能够具有的多种奇异特性,这其中包括很高的模式双折射甚至实现单模单偏振传输等[3,4].PCF 中的模式双折射一般通过降低光纤截面对称性的重数(≤两重对称即可)而获得,具体做法是改变光纤空气孔的形状或者纤芯附近空气孔的大小[5,6].这样的高双折射 PCF 在要求偏振特性的光调制器、以光纤陀螺为代表的光纤传感等领域具有广阔的应用前景[7,8].目前已经报道了多种结构的高双折射 PCF,它们的模式双折射都在 10^{-3} 数量级,比传统的保偏光纤高一到两个数量级[9].然而 PCF 的微结构在其制作过程中会不可避免地产生随机变化,主要表现在光纤横截面上的微孔尺寸及其沿光纤轴向的分布与设计的理想结构之间的偏离,导致光纤周期性结构的随机扰动.这种现象会严重影响高双折射 PCF 的偏振保持性能.

从前的文献中大多仅考虑了数学上设计出的偏振保持光子晶体光纤的双折射特性,很少涉及对其与使用密切相关的参数——偏振稳定性的分析.如前所述,实际的 PCF 制作工艺会不可避免的使最终制得的光纤结构偏离理想的设计.偏振稳定性就是用来衡量当结构发生微小变化时,光纤偏振特性受到影响的大小.

本文在理论分析的基础上设计了一种具有近椭圆内包层(NEIC)结构的高双折射 PCF,利用带有各向异性完全匹配层吸收边界条件的全矢量有限元法[10]对其特性参数进行了数值分析,给出了其在 1.55 μm 波长处的双折射系数和两偏振主轴方向上的模场直径.在此基础上进一步分析了在多种不同程度的结构参数微扰条件下光纤模式双折射的劣化.结果表明,这种结构的偏振保持光子晶体光纤具有优异的偏振稳定性.

2. 理论分析

图 1 所示为 NEIC-PCF 的横截面结构示意图.这种光纤具有两个内包层,分别表示为内包层 1 和内

* 国家自然科学基金(批准号:60577034)资助的课题.

† E-mail:fpyan@center.njtu.edu.cn

包层 2. 它们与芯层共同组成一个近似椭圆的结构，主导光纤的导光作用. 随着由椭圆长轴方向逐渐向短轴方向的过渡，内包层 1 和 2 的空气孔尺寸呈现逐渐增大的趋势，并以长轴(即芯层)为对称排列. 值得指出，这种结构所具有的空气孔正交分布使得光纤在正交的两个轴向上产生较大的折射率差，从而使这种光纤具有高双折射特性. 当内包层仅有 1 层，其空气孔的直径一致，且数量与芯区空气孔相等时，这种光纤通常被称为类矩形包层(NRC)结构的光子晶体光纤. 除了 NRC-PCF 以外，其他很多高双折射 PCF 也依赖于这种正交方向上的不对称结构. 然而对于这种结构的 PCF，如果靠近纤芯的一个或几个空气孔的尺寸在光纤制作过程中产生随机的微小变化，整个光纤截面的轴对称性就被打破，使光纤横截面上的两个折射率相差最大的方向呈非正交状态，从而严重地劣化其高双折射特性.

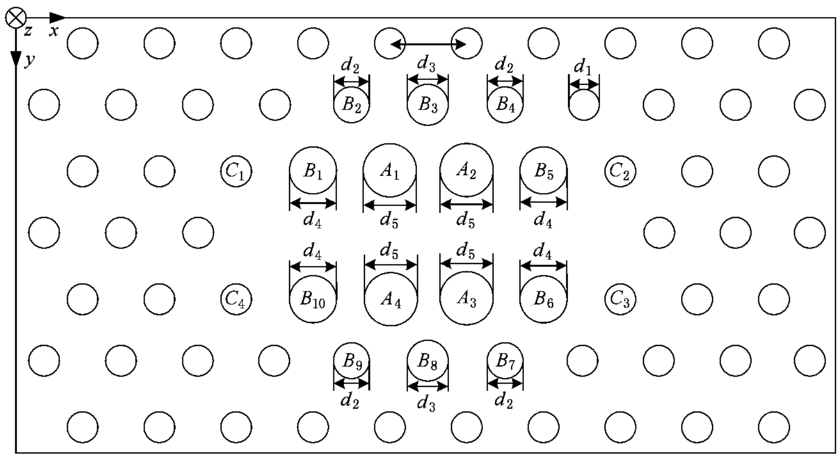

图 1 NEIC-PCF 横截面结构示意图

如图 1 所示建立直角坐标系，其中 x，y 分别指向横截面上椭圆的长轴和短轴方向，z 指向光传输的方向. d_i($i=1,2,3,4,5$)为孔径，Λ 为孔间距. 吸收边界条件使用各向异性的完全匹配层(PML)来实现[11]. 于是从 Maxwell 方程组出发可得

$$\nabla\times([s]^{-1}\nabla\times E)-k_0^2n^2[s]E=0, \tag{1}$$

其中 E 是电场矢量，n 是折射率，$[s]$是 PML 矩阵，$[s]^{-1}$表示$[s]$矩阵的逆矩阵.

利用基于曲线混合棱边/节点元[12] (如图 2 所示)的全矢量有限元法来分析光子晶体光纤，对于轴向场 E_z，使用含有 6 个变量的节点元($E_{z1}-E_{z6}$)，对于横向场 E_x 和 E_y，使用含有 8 个变量的棱边元($E_{t1}-E_{t8}$).

将光纤横截面划分成曲线混合棱边/节点元后，每个元上的横向和轴向场分量就可以展开成

$$E=\begin{bmatrix}E_x\\E_y\\E_z\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\{U(x,y)\}^{\mathrm T}\{E_t\}_e\exp(-\mathrm j\beta z)\\\{V(x,y)\}^{\mathrm T}\{E_t\}_e\exp(-\mathrm j\beta z)\\\mathrm j\beta\{N(x,y)\}^{\mathrm T}\{E_z\}_e\exp(-\mathrm j\beta z)\end{bmatrix}, \tag{2}$$

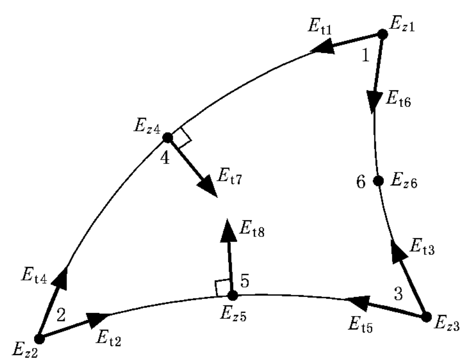

图 2 曲线混合棱边/节点元结构示意图

其中 β 是传输常数，$\{E_t\}_e$ 和 $\{E_z\}_e$ 分别表示每个元 e 上的棱边和节点变量，$\{U\}$和 $\{V\}$是棱边元的形状函数矢量，$\{N\}$是节点元的形状函数矢量，T 表示矩阵转置.

对(1)式应用标准有限元方法分析得到特征值方程为

$$[K]\{E\}=\beta^2[M]\{E\}, \tag{3}$$

$$\{E\}=\begin{bmatrix}\{E_t\}\\\{E_z\}\end{bmatrix}, \tag{4}$$

其中 $\{E\}$是全局电场矢量，有限元矩阵$[K]$和$[M]$在

文献[11]中给出.利用[K]和[M]的稀疏特性,(3)式可以通过 multifrontal 法[13]求解.

基模面积与光纤纤芯的有效面积密切相关,定义 A_{eff}[14]为

$$A_{\mathrm{eff}} = \frac{\left(\iint_S |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y\right)^2}{\iint_S |E_{\mathrm{t}}|^4 \mathrm{d}x\mathrm{d}y}, \tag{5}$$

其中 E_{t} 是横向的电场矢量,S 表示整个光纤横截面.利用由(3)式解得的与特征值 β^2 相对应的特征向量 $\{E\}$并结合(2)式,A_{eff}可表示为

$$A_{\mathrm{eff}} = \frac{\left[\sum_e \iint_e I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\right]^2}{\sum_e \iint_e I_e^2(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}, \tag{6}$$

其中 $\sum_e$ 表示覆盖了所有的元的求和,每个元的光场强度分布 I_e 表示为

$$\begin{aligned} I_e(x,y) = &\ |\{U(x,y)\}^{\mathrm{T}}\{E_{\mathrm{t}}\}_e|^2 \\ &+ |\{V(x,y)\}^{\mathrm{T}}\{E_{\mathrm{t}}\}_e|^2. \end{aligned} \tag{7}$$

在普通的光子晶体光纤中同时存在着两个线偏振的基模,一个沿光纤横截面的水平方向偏振,另一个沿光纤横截面的垂直方向偏振,并且这两个基模简并[15,16].根据通常的光纤内场分布规则可知,在光纤纤芯阶跃型折射率光纤中的基模场沿光纤径向的分布可以很好地近似为高斯形状,于是模场直径 MFD 通常使用 Petermann 的定义来计算[17].然而光子晶体光纤的模场轮廓是由呈三角格子排列的空气孔的存在而形成的,所以也就常常不同于那些轴对称光纤的模场分布,这样 Petermann 的定义就不再适用了.本文采用非常适用于非轴对称光纤的光场强度分布的第二阶矩定义光子晶体光纤的模式光斑尺寸(MFD 的一半).依据文献[18,19],x 和 y 方向的模式光斑尺寸可表示为

$$\begin{aligned} w_x^2 &= 4\frac{\iint_S (x-x_{\mathrm{c}})^2 |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_S |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y} \\ &= 4\frac{\sum_e \iint_e (x-x_{\mathrm{c}})^2 I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\sum_e \iint_e I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}, \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} w_y^2 &= 4\frac{\iint_S (y-y_{\mathrm{c}})^2 |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_S |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y} \\ &= 4\frac{\sum_e \iint_e (y-y_{\mathrm{c}})^2 I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\sum_e \iint_e I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}, \end{aligned} \tag{9}$$

其中 x_{c} 和 y_{c} 分别表示模场分布中心的 x 坐标和 y 坐标,可表示为

$$\begin{aligned} x_{\mathrm{c}} &= \frac{\iint_S x|E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_S |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y} \\ &= \frac{\sum_e \iint_e xI_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\sum_e \iint_e I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}, \end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned} y_{\mathrm{c}} &= \frac{\iint_S y|E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_S |E_{\mathrm{t}}|^2 \mathrm{d}x\mathrm{d}y} \\ &= \frac{\sum_e \iint_e yI_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\sum_e \iint_e I_e(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}. \end{aligned} \tag{11}$$

3. 数值模拟

3.1. 模场直径及模式双折射特性

根据上述分析结果计算所得在 1.55 μm 处 NEIC-PCF 芯区的模场分布图如图 3 所示,其中 $\Lambda = 2.0$ μm,$d_1/\Lambda = 0.55$,$d_2/\Lambda = 0.575$,$d_3/\Lambda = 0.6$,$d_4/\Lambda = 0.625$,$d_5/\Lambda = 0.65$.

图 3 表明,模场被很好的束缚在纤芯附近,其模场直径根据(8)—(11)式取功率的 $1/e^2$,在长轴方向为 9.2 μm,短轴方向为 2.4 μm.

获得了模场分布也就获得与两个偏振模相对应的折射率的分布以及光纤包层有效折射率的值.在此基础之上,模式双折射被定义为 $B = |\mathrm{Re}(n_{\mathrm{eff}}^y) - \mathrm{Re}(n_{\mathrm{eff}}^x)|$,其中 n_{eff}^y和 n_{eff}^x分别表示 y 和 x 偏振模的有效折射率,Re 表示取实部.

NEIC-PCF 和 NRC-PCF 的模式双折射随工作波长和结构参数而变化的关系如图 4 所示.其中曲线 a,b,e 对应于 NEIC-PCF,曲线 c,d 对应于 NRC-PCF.参数选取如下:曲线 a,$\Lambda = 2.0$ μm,$d_1/\Lambda = 0.45$,$d_2/\Lambda = 0.475$,$d_3/\Lambda = 0.5$,$d_4/\Lambda = 0.525$,$d_5/\Lambda = 0.55$;曲线 b,$\Lambda = 1.96$ μm,$d_1/\Lambda = 0.45$,$d_2/\Lambda = 0.475$,$d_3/\Lambda = 0.5$,$d_4/\Lambda = 0.525$,$d_5/\Lambda = 0.55$;曲线

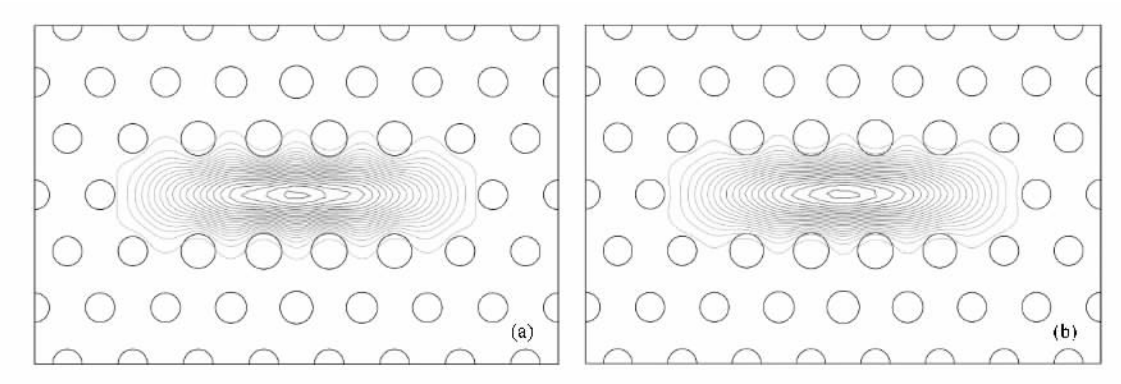

图 3 模场分布图 (a) x 偏振模；(b) y 偏振模

c，$\Lambda = 2.0\ \mu$m，$d/\Lambda = 0.45$；曲线 d，$\Lambda = 1.96\ \mu$m，$d/\Lambda = 0.45$；曲线 e，$\Lambda = 2.0\ \mu$m，$d_1/\Lambda = 0.55$，$d_2/\Lambda = 0.575$，$d_3/\Lambda = 0.6$，$d_4/\Lambda = 0.625$，$d_5/\Lambda = 0.65$；曲线 f，$\Lambda = 2.0\ \mu$m，$d/\Lambda = 0.55$.

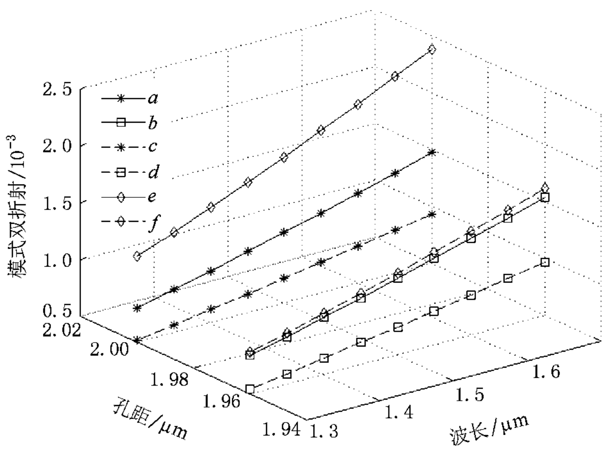

图 4 模式双折射随波长及结构参数变化关系曲线

由图 4 可见，NRC-PCF 的结构参数对其模式双折射的影响与文献[6]中所给出的结果基本一致，在 d/Λ 一定的前提下，Λ 越小，模式双折射越大；在 Λ 一定的前提下，d/Λ 越大，模式双折射越大. 这一结论对于 NEIC-PCF 同样适用. 但是递增空气孔尺寸的 NEIC-PCF 相比同一孔径的 NRC-PCF 具有较大的平均孔径，因此也就具有相对高的模式双折射.

3.2. 偏振稳定性

如前所述，高双折射依赖于光纤截面折射率的正交分布，而折射率分布又被众多空气孔的尺寸所影响. 因此实际制作工艺中毛细管直径的均匀性问题不能忽略. 对于均一孔径的结构，不均匀的直径可以直接破坏折射率分布的正交性. 与之相比，递增孔径的结构则可以更大限度地容忍这种随机不均匀性.

偏振稳定性定义为在结构微扰条件下双折射的归一化劣化，即 $\Delta B/B_{\mathrm{ideal}}$. 它可用于分析在一定的结构参数变化的情况下光纤双折射的劣化程度. 也就是说，光纤的双折射对结构参数变化的敏感程度. 在 NEIC-PCF 的分析过程中，结构参数选取同图 4 曲线 e，即 $\Lambda = 2.0\ \mu$m，$d_1/\Lambda = 0.55$，$d_2/\Lambda = 0.575$，$d_3/\Lambda = 0.6$，$d_4/\Lambda = 0.625$，$d_5/\Lambda = 0.65$. 于是，当设定工作波长为 1.55 μm，光纤的理想双折射值 B_{ideal} 为 1.93×10^{-3}. 为了便于分析在各层空气孔尺寸中引入微扰而产生的双折射变化情况，本文中对空气孔进行了编号，最靠近纤芯的为 A 层，第二层为 B 层，第三层为 C 层，每层中的空气孔用数字来区分，如图 1 所示.

3.2.1. A 层引入微扰

1) 对 A 层 1 个空气孔引入微扰. 根据结构的对称性，这里考虑对空气孔 A_1 引入微扰. 将其直径以

表 1 A 层仅有 1 个空气孔受微扰情况下 NEIC-PCF 的偏振稳定性

A_1 直径/μm	1.30	1.28	1.26	1.24	1.22	1.20	1.18
x 偏振模 n_{eff}	1.41981	1.41987	1.41992	1.41998	1.42004	1.42009	1.42015
y 偏振模 n_{eff}	1.41788	1.41795	1.41802	1.41808	1.41815	1.41822	1.41829
双折射 $B/10^{-3}$	1.93	1.92	1.9	1.9	1.89	1.87	1.86
$(\Delta B/B_{\mathrm{ideal}})/\%$	0%	0.52	1.55	1.55	2.1	3.1	3.6

0.02 μm 的步长从初始的 1.30 μm 逐渐减小至 1.18 μm(~10%的直径变化范围)，计算所对应的双折射劣化的程度，结果如表 1 所示.

2)对 A 层 2 个空气孔引入微扰. 考虑到结构对称性，实际只需要计算 A_1 分别同 A_2，A_3，A_4 同时受最大微扰的情况即可. 计算结果如表 2 所示.

表 2　A 层两个空气孔受微扰情况下 NEIC-PCF 的偏振稳定性

直径变化 10%	A_1，A_2	A_1，A_3	A_1，A_4
x 偏振模 n_{eff}	1.420544	1.420526	1.420559
y 偏振模 n_{eff}	1.418757	1.418737	1.418788
双折射 $B/10^{-3}$	1.787	1.789	1.771
$(\Delta B/B_{ideal})$/%	7.4	7.3	8.2

3.2.2. B 层引入微扰

1) 对 B 层 1 个空气孔引入微扰. 由于结构的对称性，B_5，B_6，B_{10} 受到微扰产生的结果与 B_1 完全相同；B_4，B_7，B_9 受到微扰产生的结果与 B_2 完全相同；B_8 受到微扰产生的结果与 B_3 完全相同. 计算结果如表 3 所示. 另外计算发现 B_2 和 B_3 等远离芯区的空气孔尺寸受到微扰对光纤双折射所产生的影响甚微.

表 3　B 层仅有 1 个空气孔受微扰情况下 NEIC-PCF 的偏振稳定性

直径变化 10%	B_1	B_2	B_3
x 偏振模 n_{eff}	1.420034	1.419813	1.419813
y 偏振模 n_{eff}	1.418175	1.417885	1.417885
双折射 $B/10^{-3}$	1.859	1.928	1.928
$(\Delta B/B_{ideal})$/%	2.7	0.1	0.1

2) 对 B 层 2 个空气孔同时引入微扰. 由于远离纤芯的空气孔 B_2 和 B_3 等对于双折射特性的影响甚微，所以本文只分析 B_1，B_5，B_6，B_{10} 中分析某 2 个空气孔同时受到微扰时光纤双折射特性的劣化. 考虑到结构的对称性，实际只需要计算 B_1 分别同 B_5，B_6，B_{10} 同时受最大微扰的情况即可. 计算结果如表 4 所示.

表 4　B 层 2 个空气孔受微扰情况下 NEIC-PCF 的偏振稳定性

直径变化 10%	B_1，B_5	B_1，B_6	B_1，B_{10}
x 偏振模 n_{eff}	1.420223	1.420223	1.42029
y 偏振模 n_{eff}	1.418408	1.418408	1.418525
双折射 $B/10^{-3}$	1.815	1.815	1.765
$(\Delta B/B_{ideal})$/%	6	6	7.5

3.2.3. C 层引入微扰

对 B 层空气孔尺寸受到微扰情况下光纤偏振稳定性的分析表明，远离芯区的外层空气孔尺寸变化对光纤双折射的影响甚微，所以对于 C 层引入微扰的情况，只考虑离纤芯最近的 C_1，C_2，C_3 和 C_4 即可.

1) 对 C 层 1 个空气孔引入微扰. 由于结构的对称性，C_1，C_2，C_3 和 C_4 的情况完全相同. 计算结果如表 5 所示.

表 5　C 层仅有 1 个空气孔受微扰情况下 NEIC-PCF 的偏振稳定性

直径变化 10%	C_1
x 偏振模 n_{eff}	1.419842
y 偏振模 n_{eff}	1.417926
双折射 $B/\times10^{-3}$	1.916
$(\Delta B/B_{ideal})$/%	0.7%

2) 对 C 层 2 个空气孔同时引入微扰. 考虑到结构的对称性，实际只需要计算 C_1 分别同 C_2，C_3，C_4 同时受最大微扰的情况即可. 计算结果如表 6 所示.

表 6　C 层 2 个空气孔受微扰情况下 NEIC-PCF 的偏振稳定性

直径变化 10%	C_1，C_2	C_1，C_3	C_1，C_4
x 偏振模 n_{eff}	1.419871	1.419871	1.419874
y 偏振模 n_{eff}	1.417967	1.417967	1.417973
双折射 $B/10^{-3}$	1.904	1.904	1.901
$(\Delta B/B_{ideal})$/%	1.3	1.3	1.5

从以上计算结果可见，对于近椭圆内包层光子晶体光纤，越靠近纤芯的空气孔对光纤的模式双折射影响越大. 当结构微扰发生在最内层或者第二层时，会对双折射造成较大的劣化. 为了便于分析对比，本文还计算了同等微扰程度下类矩形芯(NRC)和类熊猫型(NPC)光子晶体光纤的偏振稳定性. 结果表明，在有两个内包层空气孔尺寸发生微扰的情况下，NRC-PCF 和 NPC-PCF 的归一化双折射劣化分别达到 16% 和 26.6%，而本文提出的 NEIC-PCF 的归一化双折射劣化仅为 8.2%，表明 NEIC-PCF 具有较高的偏振稳定性.

4. 结　　论

本文提出了一种新型的近椭圆内包层结构的高双折射光子晶体光纤，并利用全矢量有限元法和各向异性完全匹配层边界条件对其进行了分析. 数值计算表明，所设计的光子晶体光纤在 1.55 μm 处具有 2×10^{-3} 的双折射，在长轴和短轴方向上的模场

直径分别为 9.2 μm 和 2.4 μm. 对于 NEIC-PCF 在不同结构微扰条件下光纤模式双折射劣化的分析表明,与 NRC-PCF 和 NPC-PCF 相比 NEIC-PCF 具有优异的偏振稳定性,这使得这种结构对光纤制造过程中毛细管直径的不均匀性具有较大的容差范围,光纤的双折射对制作工艺过程中引入的的参数变化相对不敏感. 这对制作使用长度相对较长的 PM-PCF 有重要的意义,这种 NEIC-PCF 在光纤陀螺等传感领域中具有广阔应用前景.

[1] Birks T A, Knight J C, Mangan B J 2001 *IEICE Trans. Elec.* E **84**-C 585

[2] Hansen T P, Broeng J, Libori S E B 2001 *IEEE Photo. Tech. Lett.* **13** 588

[3] Zhang X L, Zhao J L, Hou J P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4668 (in Chinese) [张晓娟、赵建林、侯建平 2007 物理学报 **56** 4668]

[4] Zhang F D, Liu X Y, Zhang M, Ye P D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6447 (in Chinese) [张方迪、刘小毅、张 民、叶培大 2006 物理学报 **55** 6447]

[5] Liu X Y, Zhang F D, Zhang M, Ye P D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 301 (in Chinese) [刘小毅、张方迪、张 民、叶培大 2007 物理学报 **56** 301]

[6] Lou S Q, Ren G B, Yan F P, Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229 (in Chinese) [娄淑琴、任国斌、延凤平、简水生 2005 物理学报 **54** 1229]

[7] Suzuki K, Kubota H, Kawanishi S 2001 *Opt. Expr.* **9** 676

[8] Saitoh K, Koshiba M 2002 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **14** 1291

[9] Koshiba M, Saitoh K 2003 *Appl. Opt.* **42** 6267

[10] Saitoh K, Koshiba M 2001 *J. Light. Tech.* **19** 405

[11] Saitoh K, Koshiba M 2002 *IEEE J. Quan. Elec.* **38** 927

[12] Koshiba M, Tsuji Y 2000 *J. Light. Tech.* **18** 737

[13] Liu J W H 1992 *SIAM Rev.* **34** 82

[14] Agrawal G 1995 *Nonlinear Fiber Optics* (Acad. Press, San Diego, CA) 2dn Edit.

[15] Steel M J, White T P, Martijn C 2001 *Opt. Lett.* **26** 488

[16] Koshiba M, Saitoh K 2001 *IEEE Phot. Tech. Lett.* **13** 1313

[17] Peterman K 1983 *Elec. Lett.* **19** 712

[18] Hayata K, Koshiba M, Suzuki M 1986 *Elec. Lett.* **22** 127

[19] Ju J, Jin W, Demokan M S 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 825

Design and characteristics of a near-elliptic inner cladding High birefringent polarization-stable photonic crystal fiber *

Yan Feng-Ping† Li Yi-Fan Wang Lin Gong Tao-Rong Liu Peng Liu Yang
Tao Pei-Ling Qu Mei-Xia Jian Shui-Sheng
(*Key-Laboratory of All-Optical Networks & Advanced Communications Networks*, *Ministry of Education*, *China*,
Institute of Lightwave Technology, *Beijing Jiaotong University*, *Beijing* 100044, *China*)
(Received 29 November 2007; revised manuscript received 15 February 2008)

Abstract

A new near-elliptic inner cladding (NEIC) structure of polarization-stable highly birefringent photonic crystal fiber (HB-PCF) is proposed and analyzed numerically by using the full-vector finite element method (FEM) under the condition of anisotropic perfectly matched layers. The result confirmed that the birefringence degradation of the proposed NEIC-PCF is less than 1.2×10^{-5} when the air hole diameter of the inner cladding along the short axis varies from 1.30 μm to 1.18 μm (varied by ~10%), while the average birefringence is of the order of 10^{-3} at 1.55 μm and the mode field diameters along long axis and short axis of the elliptic are 9.2 μm and 2.4 μm, respectively, which shows that the proposed PCF have excellent polarization stability.

Keywords: photonic crystal fiber, birefringent, near-elliptic inner cladding, polarization stability
PACC: 4281F, 4225J

* Supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60577034).
† E-mail: fpyan@center.njtu.edu.cn