

类矩形芯光子晶体光纤的色散与偏振特性*

娄淑琴 任国斌 延凤平 简水生

(北京交通大学电子信息工程学院, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室 北京 100044)

(2004 年 7 月 13 日收到, 2004 年 8 月 12 日收到修改稿)

应用全矢量模型分析类矩形芯光子晶体光纤的色散和偏振特性, 讨论了光纤结构参数对光纤特性的影响. 研究表明, 类矩形芯光子晶体光纤的模式双折射比普通椭圆保偏光纤至少高一个数量级. 增大光纤的相对孔径, 可获得更高的双折射. 零走离点对应的波长也比普通椭圆保偏光纤长. 随着孔距的增大, 走离曲线将向长波长方向产生移位, 零走离点发生红移, 零走离点所对应的波长与孔距成正比. 零走离点的出现, 将有效地抑制一阶偏振模色散. 通过调整光纤的结构参数, 可以获得灵活的色散特性, 在孔距 $\Lambda = 2\mu\text{m}$, 相对孔径 $d/\Lambda = 0.3$ 时, 在波长 $1.55\mu\text{m}$ 附近, 获得近 400nm 的超平坦色散区. 该光纤在偏振控制、色散控制和管理方面具有广泛的应用前景.

关键词: 导波光学, 光子晶体光纤, 类矩形芯, 全矢量

PACC: 4280M, 4270Q, 4225B

1. 引 言

保偏光纤一般可分为几何型和应力型两大类. 几何结构不对称性制成的保偏光纤与应力型保偏光纤相比较, 温度稳定性较好, 其中模式双折射为 10^{-5} 量级^[1] 的椭圆芯光纤的应用较广. 随着光通信的发展, 对保偏光纤也提出了更高的要求. 与传统光纤相比, 光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 拥有许多独特的性质^[2-4]. 通过控制 PCF 的结构参数, 可以获得无尽单模特性、零色散波长在可见光或近红外光区、高双折射、超色散平坦、大有效面积单模运转和小有效面积高非线性等. 因此, PCF 的研究引起人们的广泛关注.

PCF 的包层中周期排列着空气柱, 使芯区与包层间的等效折射率差比普通光纤的高得多. 同时, 在 PCF 制作中, 采用管束堆积法, 工艺上可以制作各种对称或非对称结构, 这为研制高性能保偏光纤提供了新的途径. 实际中, 将 PCF 中的芯区设计成类矩形, 构成类矩形芯 PCF, 该种光纤比普通椭圆保偏光纤有更高的模式双折射和更灵活的色散特性. 同时, 与普通椭圆保偏光纤一样该种光纤温度稳定性好. 在高速光通信、偏振保持光器件及光纤陀螺仪等领

域, 具有潜在的应用前景. 在这些实际应用中, 需要对光纤的色散和偏振特性有详尽的了解. 目前关于类矩形芯 PCF 的传输特性还未见详细的报道.

对类矩形芯 PCF 色散和偏振特性的分析, 需要一个高效数值方法. 实际上, 双折射、走离参数和色散均与等效折射率及其一阶和二阶导数有关, 准确的分析取决于等效折射率的计算精度. 同时, 计算时间要合理. 本文根据 PCF 的特点, 将 PCF 看成一个超元胞, 在周期性边界条件的假设下, 应用超格子构造法, 采用全矢量模型分析类矩形芯 PCF 的色散和偏振特性. 着重讨论了类矩形芯 PCF 的结构参数对光纤偏振和色散特性的影响. 结果显示该种 PCF 在色散控制和偏振保持方面具有明显的优势.

2. 全矢量模型

图 1 给出在纯 SiO_2 材料中, 按三角结构沿轴向周期排列着圆空气柱, 在中心区, 沿 x 方向移去三个相邻的空气柱, 形成一个类矩形芯区, 构成了类矩形芯 PCF. d 为包层空气孔的孔径, Λ 为孔距, d/Λ 为相对孔径.

对于纵向均匀的光波导, 如果不考虑由于横向

* 国家高技术研究发展计划 (批准号 2002AA312190) 及北京交通大学基金 (批准号 PD268) 资助的课题.

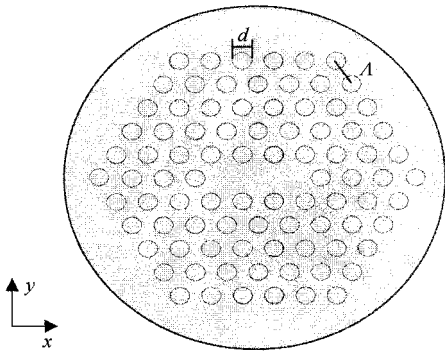


图 1 类矩形芯 PCF 的截面示意图

尺寸有限而导致的限制损耗和其他损耗,横向场

$$L \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} f_{abcd}^{(1)} + k^2 f_{abcd}^{(2)} + f_{abcd}^{(3)x} \\ f_{abcd}^{(4)y} \end{bmatrix} + f_{abcd}^{(4)x} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中交叠积分 $f^{(1)}$, $f^{(2)}$, $f^{(3)}$, $f^{(4)}$ 可以写成解析形式. 由此求解矢量波动方程转换成求解本征值问题. 具体的求解方法参见文献 [6].

通常求解本征方程的本征值可借助于数值方法. 这样, 通过求解本征值和本征矢量便可得到各阶模式的传输常数和相应的模场分布, 可进一步分析光纤的传输特性.

3. 偏振特性

类矩形芯 PCF 的结构具有 C_{2v} 对称性, 其基模的两个正交偏振态分离成两个不简并的偏振模模式: x 偏振基模和 y 偏振基模. 双折射特性和走离参数是描述光纤偏振特性的两个重要参数. 模式的双折射程度 B 定义为两个正交偏振态的有效折射率 n_{eff}^y 和 n_{eff}^x 之差, 即 $B = \Delta n = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x|$. 走离参数是决定相互正交偏振脉冲在传播过程中的分离速率, 定义为两个正交偏振态的群折射率 n_g^y 和 n_g^x 之差, 即 $\Delta n_g = n_g^y - n_g^x$, 实际上它是一阶偏振模色散 (polarization mode dispersion, PMD), 可以如下表达:

$$\Delta n_g = \Delta n - \lambda \frac{d\Delta n}{d\lambda}. \quad (3)$$

在偏振保持光纤设计中, 通常人为地引入高的双折射, 使得在此类光纤中, 微小的、随机的双折射起伏不会对光的偏振特性产生影响.

通常情况, 为了保证 PCF 中传导模式的稳定传

输, 减小限制损耗, 围绕芯区空气孔的圈数应大于 5 层. 我们选取具有 10 层包层空气柱组成的类矩形芯 PCF 结构参数 $\Lambda = 2\mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.3$, 波长范围为 $0.3\text{--}8\mu\text{m}$, 通过 (2) 式数值计算求出对应的本征方程的本征值——对应 x 偏振基模和 y 偏振基模的传输常数, 由传输常数可计算出对应模式的等效折射率、等效折射率差及一阶导数, 结合 (3) 式得到双折射和走离参数随波长变化的关系曲线, 如图 2 所示. 图中实线给出模式双折射随波长的变化, 可见模式双折射存在一个极大值, 波长小于或大于该极大值时, Δn 均减小. 分析其原因, 主要是由于类矩形芯 PCF 采用改变芯子的几何形状来获得高的双折射, 双折射效应最强区是在类矩形芯区与包层的交界面处, 模场越靠近该交界区, 模式的双折射越大. 波长较短时, 模场被有效地限制在芯区, 远离双折射最强的交界面, 类矩形边界对模场的作用减弱, 因此双折射很小. 波长较长时, 则有更多的电场能量进入包层, 远离双折射最强的交界面, 类矩形边界对模场的作用也会减弱, 因此其模式双折射也将逐渐下降.

$$\begin{aligned} e_x(x, y) &\text{可分为 } x, y \text{ 两个方向的偏振分量, 它们分别满足矢量波动方程}^{[5]}: \\ (\nabla_t^2 - \beta^2 + k^2 n^2) e_x &= -\frac{\partial}{\partial x} \left(e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right), \\ (\nabla_t^2 - \beta^2 + k^2 n^2) e_y &= -\frac{\partial}{\partial y} \left(e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $n^2 = n^2(x, y)$ 为横截面折射率分布, $k = 2\pi/\lambda$ 为真空波数, β 为对应模式的传输常数.

PCF 的横向介电结构分布, 采用余弦函数对其展开; 利用 PCF 中场的局域性的特点, 用 Hermite-Gauss 函数对横向电场 e_x 和 e_y 分别展开. 将场和折射率的展开式代入波动方程 (1), 可以得到本征方程:

与普通椭圆保偏光纤^[7]相比, 走离参数 Δn_g 在更长的波长处获得一个零走离点和负走离区, 如图 2 虚线所示. 通过适当选择光纤的结构参数——相对孔径和孔距, 使零走离点位于单模区.

图 2 中有两个特征点 O 和 P 点, O 点是实线 Δn 和点画线 $\lambda d\Delta n/d\lambda$ 的交点, 所对应的波长 λ_0 恰好是零走离点的波长; P 点是实线 Δn 和虚线 Δn_g

的交点, 所对应的波长 λ_p 是模式双折射为零的波长. 图 2 中实线 Δn 和虚线 Δn_g 均随波长的增加而减小, 且 Δn_g 的减小速度比 Δn 快. 在 λ_0 处, $\Delta n_g = 0$, 在 λ_p 处, $\Delta n = 0$.

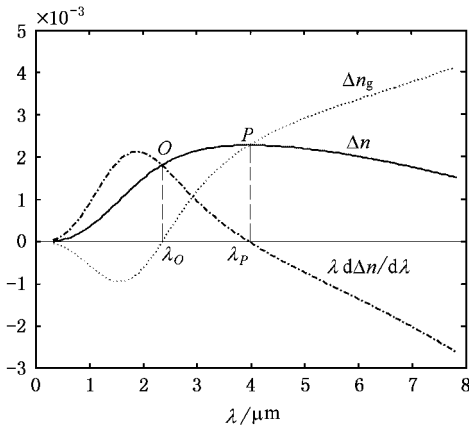


图2 Δn, Δng 和 λdΔn/dλ 随波长的变化

的交点,对应的波长 λ_p 是双折射的最大值点. 这一点可以根据群折射率 n_g 的定义式(3)得到证明. 当 $\Delta n_g = 0$ 时, 必然得到 $\Delta n = \lambda d\Delta n/d\lambda$, 对应于 O 点. 而当双折射达到最大时, 根据最大值的判断依据, $d\Delta n/d\lambda = 0$, 在 λ_p 处, 有 $\Delta n_g = \Delta n$ 对应于 P 点.

值; 当波长 $\lambda > \lambda_0$ 时, $\Delta n > \lambda d\Delta n/d\lambda$, 走离值为正值.

结构参数的改变, 将影响光纤的偏振特性. 图 3 给出相对数值孔径和孔距对光纤双折射的影响. 由图 3(a) 得出, 模式的双折射随着相对孔径的增大将明显增大, 双折射极大值点将发生红移. 主要原因是随着相对孔径的增大, 包层空气孔对模场的限制作用增强. 在 $\Lambda = 2\mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.6$ 时, 在波长 $1.55\mu\text{m}$ 处, 其模式双折射值为 2.66×10^{-3} , 比普通的椭圆保偏光纤大 1—2 个数量级.

值得注意的是, 如图 3(b) 所示, 固定相对孔径 $d/\Lambda = 0.3$ 时, 改变孔距, 双折射最大值并不改变, 而对应的波长值发生红移. 鉴于此, 欲获得较高的双折射, 有效的方法是改变光纤的相对孔径. 但随着相对孔径的增大, 将出现多模运转.

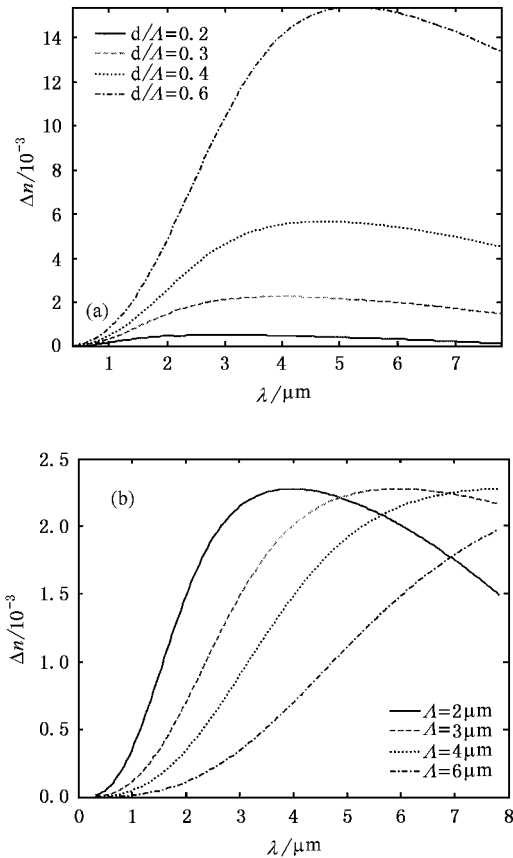


图3 相对孔径 (a) 和孔距 (b) 对双折射的影响

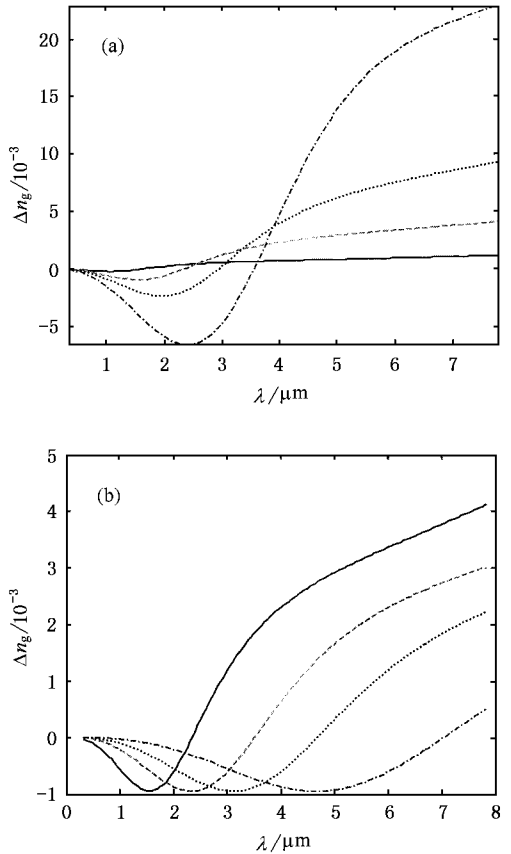


图4 相对孔径 (a) 和孔距 (b) 对走离参数的影响 图注同图 3

同样, 相对孔径和孔距的变化, 也将影响光纤的走离参数. 如图 4 所示, 随着相对孔径的增大, 走离幅度变大, 零走离点向长波长方向移动.

随着孔距的增大, 走离曲线将向长波长方向产生移位, 零走离点发生红移. 值得注意的是, 零走离

当波长 $\lambda < \lambda_0$ 时, $\lambda d\Delta n/d\lambda > \Delta n$, 走离值为负

点所对应的波长与孔距成正比,对于 $d/\Lambda = 0.3$ 的类矩形芯 PCF,零走离点的波长 $\lambda_0 = 1.14\Lambda$.负走离的极值点也存在类似的比例关系.实际上,这种比例变化关系是由于 Maxwell 方程的比例不变性所决定的^[8].

由上述分析可知,通过调整相对孔径和孔距,可以在某一波长处获得零走离点,零走离点的出现,使对应的波长上的光信号在光纤中传输时,可以实现零走离单模传输,有效抑制一阶偏振模色散.也可以在某一波长处,设计出高双折射、大走离单模运转光纤.这在普通保偏光纤(如椭圆保偏光纤)中难以实现.

4. 色散特性

光纤中的总色散 D 主要包含波导色散 D_w 和材料色散 D_m 两部分.由于采用的是纯石英材料,因此对于不同结构参量的 PCF,材料色散 D_m 相同,它的大小可以应用 Sellmeyer 公式计算得到.波导色散 D_w 可由下式得到:

$$D_w = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2}, \quad (4)$$

其中 c 为真空中的光速.

光纤的色散特性与光纤的几何结构参数紧密相联.类矩形芯 PCF 光纤只具有二重对称性,不像普通三角格子光子晶体光纤那样有六重旋转对称性,基模的两个正交偏振态不再简并.因此, x 偏振基模和 y 偏振基模的色散曲线发生分离.图 5 至图 8 中,与 x 偏振基模对应的色散曲线用实线表示,与 y 偏振基模对应的色散曲线用虚线表示.

如图 5 所示,选择结构参数 $\Lambda = 2\mu\text{m}$,改变相对孔径,光纤的波导色散与普通光纤的色散有显著的区别.波导色散具有最大值和最小值,相对孔径的变化导致色散曲线产生移位,但在波导色散单调减小的区域,色散的斜率保持近似相同.

固定相对孔径 $d/\Lambda = 0.4$,改变孔距,波导色散随波长的变化如图 6 所示.与改变相对孔径的情况相同的是,相应的色散曲线将产生一个移位;不同的是,在波导色散单调减小的区域,随着孔距的变化,色散的斜率将产生很大的变化.值得注意的一点是,随着孔距的增大,波导色散的色散零点将产生红移,选择参考孔距 $2\mu\text{m}$,引入放大因子 $M = \Lambda(\mu\text{m})/2$,色散零点所对应的波长 λ_Λ 与孔距之间存在正比变化

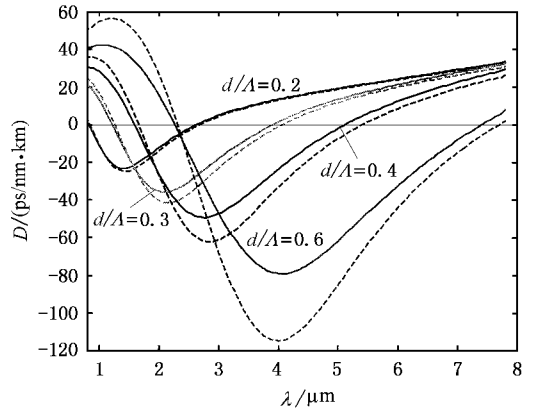


图 5 不同相对孔径下的波导色散

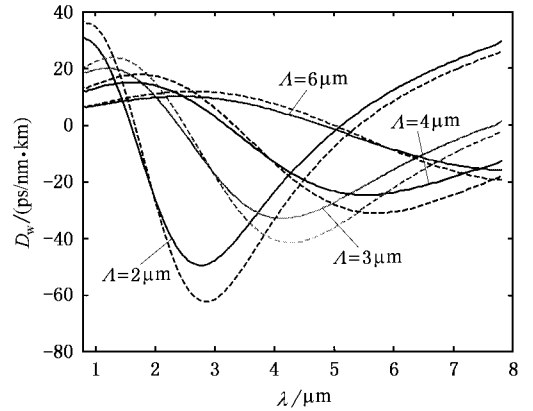


图 6 不同孔距下的波导色散

的关系,即 $\lambda_\Lambda = M\lambda_{\Lambda=2\mu\text{m}}$.这种比例变化关系也是源于 Maxwell 方程的比例不变性所决定的^[8].

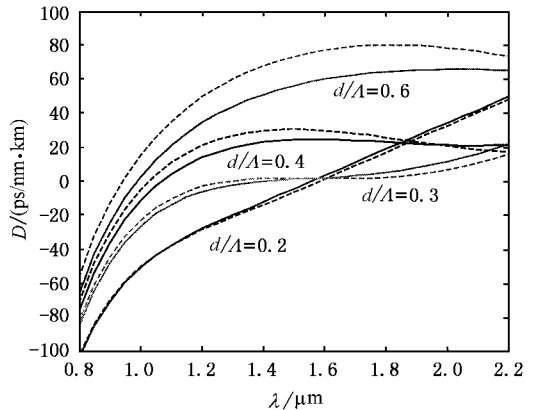


图 7 不同相对孔径下的总色散

考虑光纤的材料色散,得到总色散如图 7 和图 8 所示.在短波长端,相对孔径的变化对光纤的色散

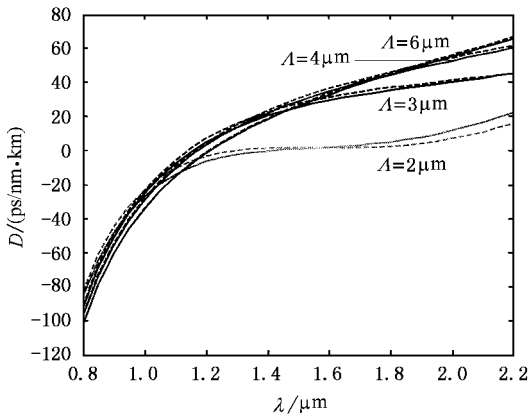


图 8 不同孔距下的总色散

影响很小,但随着波长的增加,对色散的影响将显现出来,如图 7 所示.在短波长段,由于模场被有效地限制在芯子里,因此包层孔的影响较小,但随着波长的增加,越来越多的模场能量将向包层中渗透,包层空气孔的影响将显现出来.

随着孔距的增大,在讨论的波长段, x 和 y 偏振基模的曲线的分离越来越小,如图 8 所示.主要原因是孔距增大,类矩形芯增大,在研究的波长段,双折射的效应相对较弱,这点可从图 3(b)中直接得出,因此,两个偏振基模分离较小.

通过前述分析可以看出,灵活选择光纤的结构参数,可以获得不同的色散特性.在 $\Lambda = 2\mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.3$ 时,在波长 $1.55\mu\text{m}$ 附近出现近 400nm 的超色

散平坦区.随着相对孔径和孔距的增大,零色散点向短波长方向移动.该特性在色散控制和管理方面,具有显著的优势.

5. 讨论与结论

本文采用全矢量模型,数值计算讨论了类矩形芯 PCF 光纤的色散和偏振特性.类矩形芯 PCF 的模式双折射比普通椭圆保偏光纤至少高一个数量级,在比普通椭圆保偏光纤更长的波长处,获得零走离点和负走离区.相对孔径增大,双折射单调增加,出现更大幅度走离.同时,类矩形芯 PCF 具有灵活的色散特性,通过适当选择光纤的结构参数,可以获得正色散、负色散、零色散和超色散平坦的色散特性.鉴于此,可以根据不同应用需求,合理选择光纤的结构参数——相对孔径和孔距,设计出各种高性能的 PCF.

实际上,如果将包层中圆空气孔改为椭圆孔^[9],理论上可以获得比类矩形芯 PCF 更高的模式双折射.鉴于目前 PCF 的制作方法主要是管束堆积法,类矩形芯 PCF 可以通过使用外径相同的实芯和空芯两种圆形石英管堆积,并通过两次拉丝而成.随着制作工艺的不断完善,这一设想完全可以实现.而要制作排列方向一致的椭圆孔 PCF,工艺上有很大困难.因此,采用圆空气孔的类矩形芯 PCF 是一种较有希望的高性能保偏光纤.

- [1] Kaminow I P and Ramaswamy V 1979 *Appl. Phys. Lett.* **34** 268
 [2] Birks T A *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
 [3] Wadsworth W J *et al* 2000 *Electron Lett.* **36** 153
 [4] Ferrando A and Silvestre E 2000 *Opt. Lett.* **25** 790
 [5] Snyder W 1983 *Optical Waveguide Theory* (New York : Chapman and Hall) p45
 [6] Ren G B *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 484 [in Chinese] 任国斌

等 2004 物理学报 **53** 484]

- [7] Dyott R B 1995 *Elliptical Fibre Waveguides* (Boston MA : Artech House) p80
 [8] Joannopoulos J D , Meade R D and Winn J N 1995 *Photonic Crystal : Molding the Flow of Light* (New York : Princeton University Press) p19
 [9] Lou S Q *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1052

Dispersion and polarization properties of near-rectangle core photonic crystal fibers^{*}

Lou Shu-Qin Ren Guo-Bin Yan Feng-Ping Jian Shui-Sheng

(School of Electronics and Information Engineering , Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network ,
Ministry of Education ,Beijing Jiaotong University ,Beijing 100044 , China)

(Received 13 July 2004 ; revised manuscript received 12 August 2004)

Abstract

Dispersion and polarization properties of near-rectangle core photonic crystal fibers (PCFs) were analyzed with a full vector model. The numerical results show that the modal birefringence of near-rectangle core PCF is at least one order of magnitude higher than the conventional elliptical polarization-maintaining fibers (PMFs). In order to obtain higher birefringence , an efficient way is to increase the relative hole diameter. Zero walk-off point occurs at the longer wavelength than that of conventional elliptical PMF. With increasing hole pitch , the walk-off curve and zero walk-off point would shift towards the longer wavelength region. The corresponding wavelength of zero walk-off point is in proportion to the size of the hole pitch. The occurrence of zero walk-off point can efficiently restrain the first-order polarization mode dispersion. Through choosing the suitable structural parameter of near-rectangle core PCF , we can get the more flexible dispersion properties. The approximate 400nm ultra-flatten dispersion was gotten near the wavelength $1.55\mu\text{m}$ for a near-rectangle core PCF with $\Lambda = 2\mu\text{m}$ and $d/\Lambda = 0.3$. This fiber has a number of potential applications in polarization control , dispersion control and management.

Keywords : guided wave optics , photonic crystal fiber , near-rectangle core , full vector

PACC : 4280M , 4270Q , 4225B

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No.2002AA312190) ,and the Funds from the Beijing Jiaotong University ,China(Grant No.PD268).