

# 基于谐振吸收效应的单模单偏振 光子晶体光纤研究<sup>\*</sup>

刘小毅<sup>†</sup> 张方迪 张 民 叶培大

(北京邮电大学光通信与光波技术教育部重点实验室 北京 100876)

(2006 年 5 月 14 日收到 2006 年 5 月 24 日收到修改稿)

提出了一种基于谐振吸收效应的单模单偏振光子晶体光纤,阐述了其工作原理,并利用全矢量有限元法对其模场分布、限制损耗、工作带宽、消光比等基本特性进行了数值模拟.数值结果表明这种结构可以获得很高的单模单偏振工作带宽,并能以较低的损耗代价实现极高的消光比.讨论了结构设计参量对光纤性能的影响.研究结果对设计新型的高性能单模单偏振光纤具有一定的指导意义.

关键词:光子晶体光纤,单模单偏振,双折射,有限元

PACC:4281,4281D,4281F,0365D

## 1. 引 言

单模单偏振(single-mode single-polarization, SMSP)光纤的研究最早兴起于 20 世纪 80 年代,与保偏(polarization maintaining, PM)光纤支持两个正交的偏振模式不同,SMSP 光纤只传导基模的两个偏振模式中的一个,而另一个偏振模式则被消除<sup>[1-7]</sup>. SMSP 光纤的优势在于它能够有效地克服偏振串扰、偏振相关损耗以及偏振模色散等问题,从而改善光器件及传输系统的稳定性,可广泛应用于高功率光纤激光器、光纤陀螺、光纤起偏器以及相干光通信系统等偏振敏感型应用领域<sup>[8,9]</sup>. SMSP 光纤的实现主要依赖两种途径:一种是使得基模的某个偏振模式处于传导状态,而另一个偏振模式处于截止状态;另一种途径则在两个偏振模式之间引入很高的偏振相关损耗,使得只有一个偏振模式能够有效地传播.偏振相关损耗也可以通过高损耗材料来引入.文献[6]曾指出,利用两根并行光纤中的谐振吸收效应能够获得高消光比的 SMSP 光纤,但作者并未提供具体的双折射实现机理,并且在传统工艺下,多芯光纤的制作也是一个难题.

实现 SMSP 光纤的一个基本条件是产生较大的

双折射,双折射度越高,越有利于获得更宽的单偏振工作带宽.近年来,基于光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)和空气洞辅助型光纤(hole-assisted fiber)的高双折射 PM 光纤已得到广泛的研究.这类光纤在引入结构的非对称性方面具有很高的灵活度,并且由于空气和二氧化硅之间存在较高的折射率比,可以较容易地获得很高的双折射度,一般可达到  $10^{-3}$  甚至  $10^{-2}$  量级,比传统 PM 光纤至少高出一个量级<sup>[10-15]</sup>.这一特性为实现高性能的 SMSP 光纤提供了良好的机遇.此外,PCF 还具有许多其他独特的特性,如无尽单模传输、高度可调的色散特性、高度可控的非线性系数等<sup>[16,17]</sup>,为设计高性能的 SMSP 光纤带来了更高的灵活度.所有这些因素使得 SMSP 光纤的研究再次活跃起来,成为当前的研究热点之一<sup>[18-24]</sup>.

本文提出一种新的基于谐振吸收效应的光子晶体 SMSP 光纤.利用 PCF 结构,不仅可以更容易地获得更高的双折射度,而且 PCF 日益成熟的堆积拉丝(stack-and-draw)制作过程使得多芯光纤的制作不再需要额外的努力.利用全矢量有限元法(finite element method, FEM)进行了数值模拟,发现所设计的光纤能够在较宽的波段内实现高消光比的 SMSP 运转,并详细讨论了结构设计参量对光纤性能的

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:60372100 和 60507007)和国家重点基础研究发展规划(批准号:2003CB314906)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: sliting@163.com

影响.

## 2. 全矢量有限元法

FEM 是解决光波导问题的有效工具之一,可适用于任意折射率分布的波导截面,功能强大,可达到很高的精度,近年来广泛应用于微结构光纤 (microstructured optical fiber, MOF) 的分析与设计. PCF 材料之间的折射率比较高,已不满足弱导近似 (标量近似) 条件,必须使用矢量算法,才能获得较准确的解. 在封闭波导内,电场满足矢量方程

$$\nabla \times ([\mu_r]^{-1} \nabla \times E) - \kappa_0^2 [\epsilon_r] E = 0, \quad (1)$$

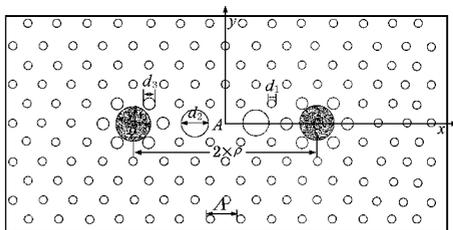
其中  $\kappa_0$  为自由空间波矢量,  $E$  代表电场矢量  $[e_r]$  和  $[\mu_r]$  分别为相对介电常数张量和磁导率张量. 该式的泛函可表达为

$$F(E) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \{ [\mu_r]^{-1} (\nabla \times E) \cdot (\nabla \times E)^* - \kappa_0^2 [\epsilon_r] E \cdot E^* \} d\Omega. \quad (2)$$

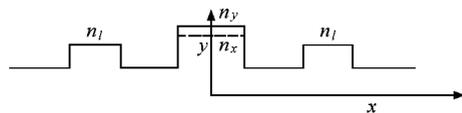
在上式中引入变换  $E_z = j\beta e_z$ , 并利用基本的恒定切向/线性法向 (constant tangential and linear normal, CT/LN) 矢量基函数对横向场进行离散,而仍然采用传统的线性插值函数离散轴向分量<sup>[25]</sup>. 这种混合棱边/节点元 (hybrid edge/nodal elements) 可以有效地消除伪解 (非物理模式). 完成标准的有限元离散过程之后,可得到一个广义本征值方程

$$\begin{bmatrix} A_{xx} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_x \\ e_z \end{Bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} B_{xx} & B_{xz} \\ B_{zx} & B_{zz} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_x \\ e_z \end{Bmatrix}, \quad (3)$$

其中的矩阵均为大型稀疏矩阵. 数值求解该本征值方程,即可得到指定波长下的传播常数和电场分布.



(a)



(b)

图 1 (a) 谐振吸收型单模单偏振 PCF 的横截面 (b) 沿  $x$  轴方向的等效折射率分布

纤芯  $A, B, C$  可视为三个独立的并行波导,其中  $A$  为双折射的、无材料吸收损耗的波导 (忽略  $B, C$ ), 而  $B$  和  $C$  则分别为各向同性、具有高材料吸收损耗的波导 (忽略  $A$ ). 为便于表述,以下将波导  $B$

矩阵的具体形式及求解过程见文献 [25].

通常,模式双折射度可以表述为两个正交偏振模式的有效折射率的差异,即

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{\kappa_0} = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|, \quad (4)$$

其中  $n_{\text{eff}} = \beta/\kappa_0$ ,  $B$  值越大,模式双折射度越高.

利用波导结构的二重对称性,只需分析四分之一的波导结构,可大大节约计算时间和内存需求. 应用完全匹配层 (perfectly matched layer, PML) 边界条件,能够得到模式的限制损耗 (confinement loss, CL)<sup>[26]</sup>

$$CL(\text{dB/m}) = \frac{20}{\ln(10)} \times \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^6, \quad (5)$$

其中  $\text{Im}$  代表虚部.

## 3. 仿真结果与分析

### 3.1. 光纤结构与工作原理

本文所设计的光纤横截面结构如图 1(a) 所示. 光纤的包层由在纯二氧化硅材料内按正规三角晶格排列的空气孔形成,空气孔的直径为  $d_1$ , 孔间距为  $\Lambda$ . 光纤共包含三个独立的纤芯,其中位于中间位置的纤芯  $A$  由一个缺失的空气孔以及位于  $x$  轴上两个放大的空气孔 (直径为  $d_2$ ) 形成. 纤芯  $B$  和  $C$  的内环空气孔的直径为  $d_3$ , 一个直径为  $d_4$  的圆形高损耗区域取代其中心的空气孔形成纤芯. 纤芯  $B$  和  $C$  彼此相似,对称地分布在纤芯  $A$  的两侧. 光由纤芯  $A$  入射. 图 1(b) 给出了光纤沿  $x$  轴方向的等效折射率分布. 可见,光纤的等效折射率分布类似于 Chiang 提出的 SMSF 光纤结构<sup>[7]</sup>.

和  $C$  统称为波导  $BC$ . 假设波导  $A$  中  $x$  偏振和  $y$  偏振基模的传播常数分别为  $\beta_x$  和  $\beta_y$ , 波导  $BC$  中基模的传播常数为  $\beta_l$ . 光从波导  $A$  中入射,则可能出现以下三种不同的情况:

1)  $\beta_y > \beta_x > \beta_t$  :  $x$  偏振和  $y$  偏振模均束缚在波导  $A$  中, 以较低的损耗传播.

2)  $\beta_y > \beta_t \geq \beta_x$  :  $y$  偏振模被有效地束缚在波导  $A$  中, 以较低的损耗传播, 而  $x$  偏振模却大部分耦合到波导  $BC$  中, 承受很高的材料吸收损耗. 这种现象被称为谐振吸收效应 (resonant absorption effect)<sup>[6]</sup>.

3)  $\beta_t \geq \beta_y > \beta_x$  :  $x$  偏振和  $y$  偏振模均主要分布在波导  $BC$  中, 承受很高的材料吸收损耗. 可见, 在上述的第二种情形下, 将能够实现 SMSP 的运转. 为了清楚地说明其工作原理, 设计结构参量为  $\Lambda = 3.3 \mu\text{m}$ ,  $d_1/\Lambda = 0.40$ ,  $d_2/\Lambda = 0.95$ ,  $d_3/\Lambda = 0.57$ ,  $d_4/\Lambda =$

1.0 的光纤进行计算, 其中二氧化硅的折射率取为  $n_s = 1.45$ , 空气的折射率为  $n_{\text{air}} = 1.0$ , 高损耗区域的折射率取为  $n_l = 1.448$ . 为便于标注, 将此结构的光纤定义为 PCF1. 图 2(a) 给出了波导  $A$  的  $x$  偏振模和  $y$  偏振模的有效折射率, 以及高损耗波导  $BC$  的基模有效折射率.

可见在  $1.28 \mu\text{m} - 1.78 \mu\text{m}$  大约  $500 \text{ nm}$  的波段内满足上述第二种情形, 可以实现 SMSP 的运转. 图 2(b) 描述了波导  $A$  的模式双折射度, 其量级在  $10^{-4} - 10^{-3}$ , 属于高双折射光纤, 有利于获得较宽的 SMSP 带宽.

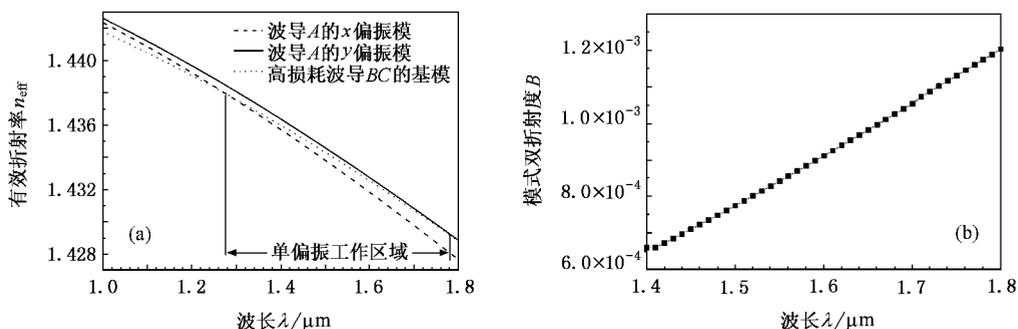


图 2 (a) 波导  $A$  与波导  $BC$  基模的有效折射率 (b) 波导  $A$  的模式双折射度

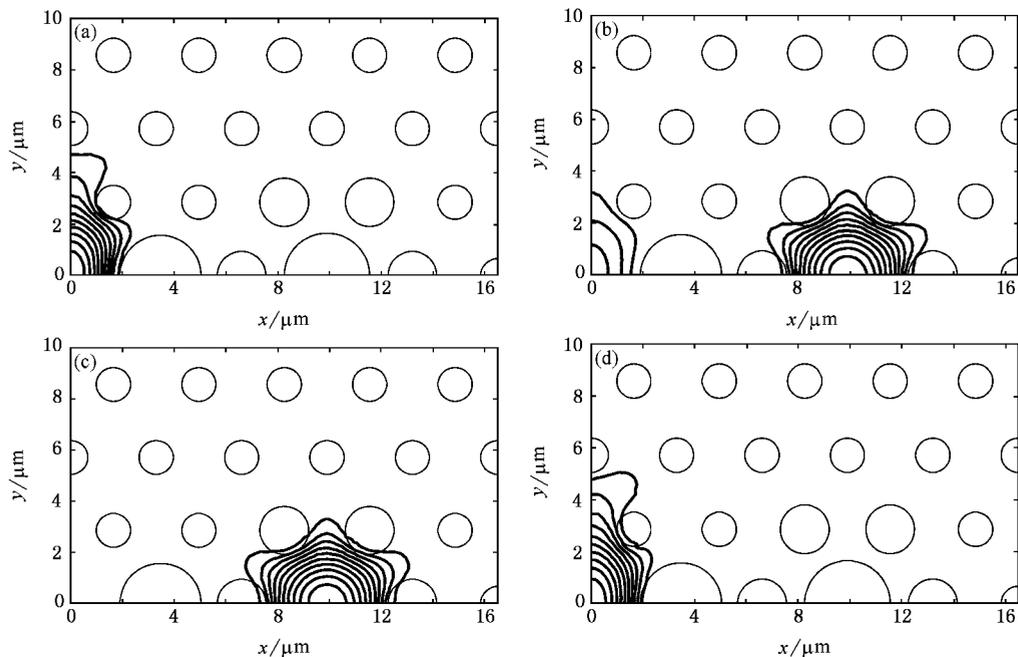


图 3 PCF1 基模场分布图 (a) (b) (c) 分别为  $x$  偏振模在波长为  $1.10 \mu\text{m}$ ,  $1.2803 \mu\text{m}$ ,  $1.55 \mu\text{m}$  时的电场场强分布 (d) 为  $y$  偏振模在波长为  $1.55 \mu\text{m}$  时的电场场强分布

在有效折射率曲线的相交点即相位匹配波长 (phase matching wavelength) 处, 将发生谐振现象, 光能量在波导  $A$  与波导  $BC$  之间进行周期性的交换, 从能量分布的角度来看, 此时能量平均地分布在波导  $A$  与波导  $BC$  之间. 对  $x$  偏振模, 相位匹配波长在  $1.28 \mu\text{m}$  附近; 当波长小于相位匹配波长时, 能量几乎完全集中在波导  $A$  中, 如图 3(a) 所示; 当波长略大于相位匹配波长时, 大部分能量耦合到波导  $BC$  中, 如图 3(b) 所示; 当波长继续增大, 能量几乎完全集中在波导  $BC$  中, 如图 3(c) 所示. 这一原理也被用来设计双芯色散补偿光纤<sup>[27]</sup>. 图 3(d) 显示了波长为  $1.55 \mu\text{m}$  时  $y$  偏振模的模场分布. 可见, 当波长为  $1.55 \mu\text{m}$  时,  $x$  偏振模被有效地束缚在高损耗波导  $BC$  中, 而  $y$  偏振模则有效地束缚在纤芯  $A$  中.

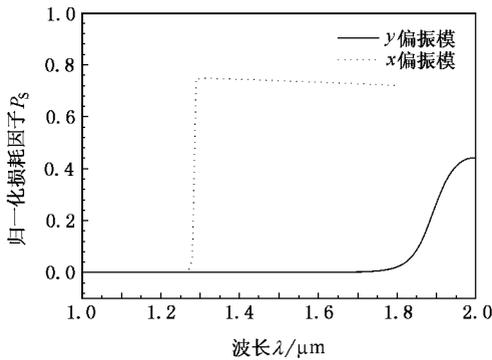


图 4 PCF1 两种偏振模式的归一化损耗因子随波长的变化

### 3.2. 消光比 (extinction ratio, ER)

为了确定 SMSP 光纤的工作波段和消光比, 需要分别计算两个偏振模式的传输损耗. 由于本文中材料损耗是造成两种偏振模式分化的主要因素, 故只考虑由高损耗材料吸收所引起的损耗, 而忽略光纤的限制损耗以及其他损耗. 假设高损耗区域的材料损耗为  $\gamma_s$ , 则模式的吸收损耗可表述为

$$\gamma_i = \gamma_s P_{s_i} (i = x, y), \quad (6)$$

其中  $P_{s_i}$  为归一化损耗因子, 实际为分布在高损耗区域的能量占模式总能量的比例. 应用全矢量有限元法, 仍对 PCF1 进行计算, 图 4 的结果表明, 在短波长区域,  $x$  偏振和  $y$  偏振模式的能量均很好地束缚在波导  $A$  中, 只有极小部分的能量分布在高损耗区域; 当波长增加到  $1.29 \mu\text{m}$  附近时,  $x$  偏振模的能量已几乎全部耦合到高损耗波导  $BC$  中, 集中在高损耗区域的能量约占总能量的 75%, 其余则分布在高损耗区域周围的 Silica 部分以及空气孔内, 随着波

长的增加, 模场的束缚减弱, 限制在高损耗区域内的能量逐渐减少, 而此时  $y$  偏振模仍很好地束缚在波导  $A$  中; 当波长进一步增加到  $1.78 \mu\text{m}$  附近时,  $y$  偏振模也开始明显扩散到高损耗波导内.

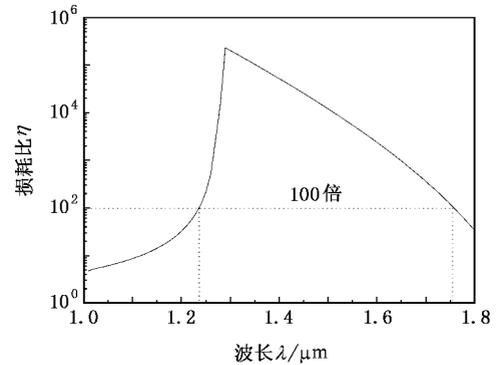


图 5 PCF1 中两种偏振模式的损耗比

图 5 给出了 PCF1 两种偏振模式的损耗比, 在  $1.29 \mu\text{m}$  处损耗比达到最大值, 约为  $2.3 \times 10^5$ ; 此后, 随着波长的增加, 一方面  $x$  偏振模束缚在高损耗区域的能量减少, 而另一方面,  $y$  偏振模扩散到高损耗区域的能量却有所增加, 造成损耗比随波长的增加逐渐下降. 若要求两偏振模式的损耗比在 100 倍以上, 则在  $1.24 \mu\text{m}$ — $1.75 \mu\text{m}$  大约 510 nm 的波段内, 光纤可作为 SMSP 运转. 如此宽的 SMSP 带宽是十分可观的, 大约为文献[22]中所获得的高带宽 SMSP 光纤的 2 倍.

若所需要的偏振模式能接受的材料损耗代价为  $\alpha$ , 两种偏振模式的损耗比为  $\eta = \gamma_x / \gamma_y$ , 则光纤理论上可达到的消光比为

$$ER = \alpha \cdot (\eta - 1) \approx \alpha \cdot \eta. \quad (7)$$

在  $1.29 \mu\text{m}$  处, 两者的损耗比可高达  $2.3 \times 10^5$ , 如果  $y$  偏振模可接受的材料吸收损耗代价为 0.01 dB/m, 则在 1 m 的距离内消光比可达到 2300 dB. 在  $1.55 \mu\text{m}$  处, 两者的损耗比约为  $5.5 \times 10^3$ , 若  $y$  偏振模可接受的损耗代价为 0.01 dB/m, 则 1 m 的距离内可达到的消光比为 55 dB. 此处的消光比主要用来从理论上描述光纤消除不期望的偏振模式的能力, 可见, 这种能力是十分强大的. 当然, 在实际中, 由于受到弯曲、应力和环境温度等因素的影响, 两种偏振模式间的消光比很难达到 40 dB 以上<sup>[6]</sup>.

图 6 分别给出了 PCF1 中  $x, y$  两种偏振模式的限制损耗. 可见, 在工作波段内, 限制损耗可保持在较低的水平, 在相位匹配波长附近, 限制损耗有一个

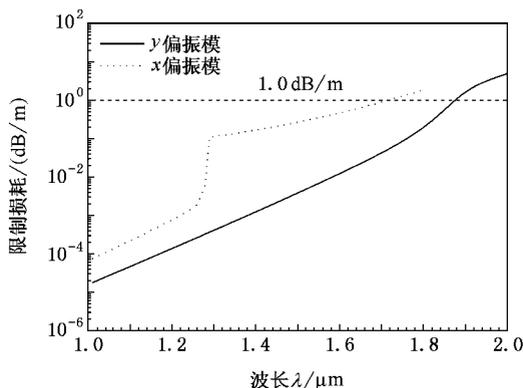


图6 PCF1 中两种偏振模式的限制损耗

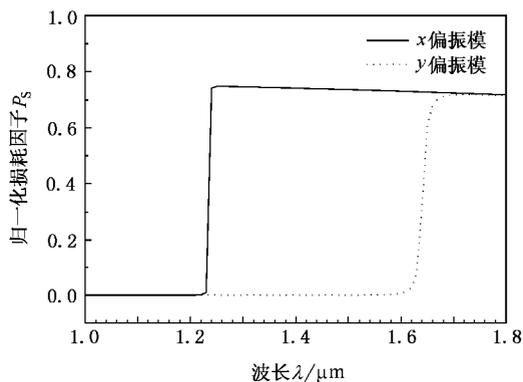


图8 PCF2 两种偏振模式的归一化损耗因子随波长的变化

快速变化的过程.

### 3.3. 高损耗区域位置的影响

如图7所示,高损耗区域的位置对光纤的性能有显著的影响.随着高损耗区域与纤芯距离的增加,两种偏振模式的损耗比将显著增加,同时,单偏振工作的带宽也明显拓宽.

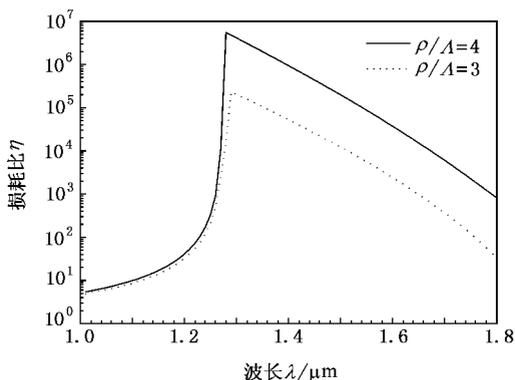


图7 高损耗区域的位置对损耗比的影响

在Chiang提出的结构中,高损耗区域同时还负责产生应力双折射,因此当高损耗区域与纤芯的距离增大时将导致双折射度下降,从而减少可获得的SMSP工作带宽<sup>[7]</sup>.本文的设计可很好地克服这一矛盾.

### 3.4. 高损耗区域内环空气孔直径 $d_3$ 的影响

从以上的分析可见,高损耗波导设计的基本原则是使得高损耗波导基模的有效折射率曲线与中间双折射波导的  $x, y$  偏振模的有效折射率曲线分别相交于工作波段的两侧.两个交点之间的波段即为SMSP工作波段.影响高损耗波导基模有效折射率的

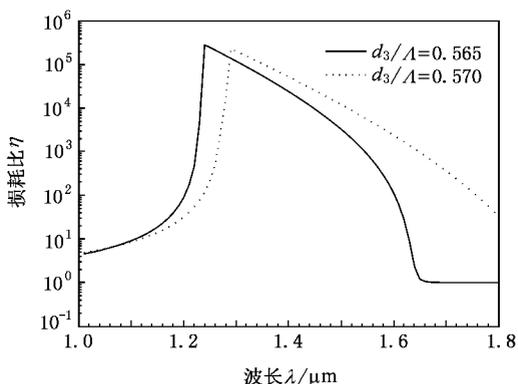


图9 高损耗区域内环空气孔直径对损耗比的影响

主要参量包括高损耗区域的折射率、高损耗区域的面积以及高损耗区域内环空气孔的直径.在本文固定高损耗区域的直径为  $\Lambda$ , 这样既可以保证大部分能量被束缚在高损耗区域中,也便于在 stack-and-draw 过程中进行控制.因此我们主要考虑内环空气孔直径  $d_3$  的影响.在其他参量不变的情况下,将  $d_3/\Lambda = 0.570$  减小为  $d_3/\Lambda = 0.565$ , 将此光纤定义为PCF2.其归一化损耗因子如图8所示.可见当内环空气孔直径减小时,波导BC基模的有效折射率增大,与波导A的  $x, y$  偏振模有效折射率曲线的交点向短波长方向移动,因此SMSP工作波段亦向短波长方向移动.从图8中可看出其SMSP工作波段大致为  $1.23 \mu\text{m} - 1.63 \mu\text{m}$ , 带宽约为  $400 \text{ nm}$ .

图9给出了  $d_3$  对损耗比的影响,可见,当  $d_3$  减小时,损耗比曲线峰值随之向短波长方向移动,且取值略有上升.在长波长区域,由于  $x, y$  偏振模式的能量均束缚在高损耗波导BC内,两种偏振模式的损耗比趋近1.0.

同时,调节高损耗区域的折射率,也可以调节 SMSP 的工作波段及带宽,增加高损耗区域折射率的取值,SMSP 工作波段将向短波长方向移动,同时带宽下降,在此不再赘述<sup>[7]</sup>.

## 4. 结 论

本文提出了一种基于谐振吸收效应的 SMSP 光子晶体光纤结构,并利用全矢量有限元法进行了数

值模拟.数值结果表明,这种光纤可以获得很宽的 SMSP 工作带宽,达到 500 nm 以上,通过合理选择高损耗材料的损耗系数,可以较低的损耗代价获得极高的消光比,并且可以灵活地适用于长距离或短距离的应用场合,通过调节光纤的结构设计参量,可调节该 SMSP 光纤的工作波段及带宽.PCF 日益成熟的堆积拉丝过程(stack-and-draw)可方便对这种光纤进行控制.研究结果有助于设计新型的高性能 SMSP 光纤.

- [ 1 ] Okoshi T , Oyamada K 1980 *Electron . Lett .* **16** 712
- [ 2 ] Eickhoff W 1982 *Opt . Lett .* **7** 629
- [ 3 ] Snyder A W , Riihl F 1983 *Electron . Lett .* **19** 185
- [ 4 ] Okamoto K 1984 *Appl . Opt .* **23** 2638
- [ 5 ] Okamoto K , Hosaka T , Noda J 1985 *J . Lightwave Technol .* **LT-3** 758
- [ 6 ] Zheng X H 1987 *Electron . Lett .* **23** 14
- [ 7 ] Chiang K S 1989 *J . Lightwave Technol .* **7** 436
- [ 8 ] Noda J , Okamoto K , Sasaki Y 1986 *J . Lightwave Technol .* **LT-4** 1071
- [ 9 ] Nolan D A , Li M J , Chen X *et al* 2006 *OFC OWA1*.pdf
- [ 10 ] Ortigosa-Blanch A , Knight J C , Wadsworth W J *et al* 2000 *Opt . Lett .* **25** 1325
- [ 11 ] Hansen T P , Broeng J , Stig E B *et al* 2001 *IEEE Photon . Technol . Lett .* **13** 588
- [ 12 ] Liu Y C , Lai Y 2005 *Opt . Exp .* **13** 225
- [ 13 ] Li S G , Xing G L , Zhou G Y *et al* 2006 *Acta Phys . Sin .* **55** 238 ( in Chinese )[ 李曙光、邢光龙、周桂耀等 2006 物理学报 **55** 238 ]
- [ 14 ] Lou S Q , Ren G B , Yan F P *et al* 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 1229 ( in Chinese )[ 娄淑琴、任国斌、延凤平等 2005 物理学报 **54** 1229 ]
- [ 15 ] Lou S Q , Wang Z , Ren G B , Jian S S 2004 *Chinese Physics* **13** 1052
- [ 16 ] Russel P 2003 *Science* **299** 358
- [ 17 ] Li S G , Liu X D , Hou L T 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 2811 ( in Chinese )[ 李曙光、刘晓东、侯蓝田 2003 物理学报 **52** 2811 ]
- [ 18 ] Lou S Q , Yan F P , Ren G B *et al* 2004 *Chinese Phys . Lett .* **21** 2448
- [ 19 ] Folkenberg J R , Nielsen M D , Jakobsen C 2005 *Opt . Lett .* **30** 1446
- [ 20 ] Saitoh K , Koshiba M 2003 *IEEE Photon . Technol . Lett .* **15** 1384
- [ 21 ] Kubota Y , Kawanishi S , Koyanagi S *et al* 2004 *IEEE Photon . Technol . Lett .* **16** 182
- [ 22 ] Li M J , Chen X , Nolan D A *et al* 2005 *J . Lightwave Technol .* **23** 3454
- [ 23 ] Schreiber T , Röser T , Schmidt O *et al* 2005 *Opt . Exp .* **13** 7621
- [ 24 ] Zografopoulos D C , Kriezis E E , Tsiboukis T D 2006 *Opt . Exp .* **14** 914
- [ 25 ] Koshiba M , Tsuji Y 2000 *J . Lightwave Technol .* **18** 737
- [ 26 ] Saitoh K , Koshiba M 2002 *J . Lightwave Technol .* **38** 927
- [ 27 ] G r me F , Auguste J L , Blondy J M 2004 *Opt . Lett .* **29** 2725

# Numerical investigation on single-mode single-polarization photonic crystal fiber using resonant absorption effect<sup>\*</sup>

Liu Xiao-Yi<sup>†</sup> Zhang Fang-Di Zhang Min Ye Pei-Da

( *Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies , Ministry of Education ,  
Beijing University of Posts and Telecommunications , Beijing 100876 , China* )

( Received 14 May 2006 ; revised manuscript received 24 May 2006 )

## Abstract

In this paper , a novel single-mode single-polarization photonic crystal fiber using resonant absorption effect has been put forward for the first time . A full vector finite element method is employed to simulate the fiber properties , including mode field distribution , confinement loss , bandwidth and extinction ratio . Numerical results show that very large bandwidth of single-mode single-polarization operation can be attained and extremely high extinction ratio can be achieved with low loss penalty . The influence of structural parameters on the fiber performance has been investigated . The research results will be instructive for the design and fabrication of new high performance single-mode single-polarization fibers .

**Keywords** : photonic crystal fiber , single-mode single-polarization , birefringence , finite element

**PACC** : 4281 , 4281D , 4281F , 0365D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant Nos. 60372100 and 60507007 ) , and the State Key Development Program for Basic Research of China( Grant No. 2003CB314906 ) .

<sup>†</sup> E-mail : sliting@163.com