

文章编号: 0258-7025(2004)06-0713-05

接近于零色散的色散平坦光子晶体光纤 的数值模拟与分析

李曙光¹, 刘晓东², 侯蓝田¹

(¹ 燕山大学红外光纤与传感研究所, 河北 秦皇岛 066004; ² 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

摘要 基于标量近似理论利用有效折射率方法对低空气填充率的光子晶体光纤(PCF)的色散特性进行了数值模拟。发现通过调节光纤包层的空气穴节距或空气穴大小可以有效地调节光子晶体光纤的色散特性,可以实现光子晶体光纤零色散波长向短波方向(小于石英材料的零色散波长 $1.27 \mu\text{m}$)移动,甚至在光通信波段出现两个零色散波长;可以设计在光通信波段接近于零色散的色散平坦光子晶体光纤,其色散系数 D 的绝对值在 $1.2 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 波长范围小于 $2.0 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$,其色散斜率 D' 的绝对值小于 $0.02 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-2}$ 。

关键词 光电子学;光子晶体光纤;零色散;色散平坦;色散斜率

中图分类号 TN 25 **文献标识码** A

Numerical Simulation and Analysis on Photonic Crystal Fibers with Closing to Zero and Flattened Chromatic Dispersion

LI Shu-guang¹, LIU Xiao-dong², HOU Lan-tian¹

(¹ *Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China*)
(² *Optical Physics Laboratory, Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

Abstract Basing on scalar approximation the dispersion property of photonic crystal fibers (PCF) with lower air filling fraction are investigated by an effective index approach in this paper. It is found that the dispersion property of PCF can be modulated effectively by changing the pitch and the air hole size in PCF cladding. PCF can be designed not only with less than $1.27 \mu\text{m}$ zero-dispersion wavelength but also with two zero-dispersion wavelengths at the wavelength of optical communication. PCF with closing to zero and flattened chromatic dispersion in wavelength division multiplexing waveband of optical communication can also be obtained. The designed PCF has absolute value less than $2.0 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ in dispersion coefficient D and absolute value less than $0.02 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-2}$ in dispersion slope D' at the wavelengths from $1.2 \mu\text{m}$ to $1.7 \mu\text{m}$.

Key words optoelectronics; photonic crystal fibers; zero dispersion; flattened chromatic dispersion; the slope of dispersion

1 引 言

由单一材料制成的包层具有周期性排列空气穴的光子晶体光纤(PCF)具有许多传统光纤不具备的特性,如:这种光纤具有在很宽的波长范围内的单模传播特性^[1~3],对激光脉冲的展宽和压缩等非线性

光学特性^[4~6],特别是对于这种光纤的结构可调的色散特性的理论和实验研究引起了人们的极大兴趣^[7~11]。众所周知,光通信的发展离不开光电子器件的发展^[12,13],光通信中的许多连接器件要求具有良好的色散特性,光纤的高阶色散导致的啁啾直接影响到光脉冲的传输^[14~17],同时也影响到了光孤子

收稿日期:2003-02-24;收到修改稿日期:2003-04-09

基金项目:国家 973 计划(批准号:2003CB314905)和国家 863 计划(批准号:2003AA311010)资助课题。

作者简介:李曙光(1968—),男,燕山大学理学院副教授,博士,主要从事无序介质的光子定域化和光子晶体光纤的研究。

E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn

的形成以及光脉冲的压缩^[18,19];另外,全球通信业务量的飞速增长促使光纤通信容量和速率大幅度提高,然而传统通信器件的“电子瓶颈”影响了通信容量和速率的提高。为了解决这些问题人们开始研究“全光网”^[12](all optical network, AON),让信息和数据在光域中从源节点传输到目的节点,避免在所经过的各节点上进行光/电-电/光转换和处理。为了大容量、长距离、高质量地传输信息,不但要求光纤低损耗,还要求它具有低色散,对此人们提出了全波通信光纤(all wave communication fibers)^[12,13],初期人们设计常规单模光纤(G652)的零色散位于 $1.31\ \mu\text{m}$,而在 $1.55\ \mu\text{m}$ 处有较大的色散($18\sim 20\ \text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$),后来将零色散点移至 $1.55\ \mu\text{m}$ 处,产生了色散位移光纤(dispersion shifted fiber, DSF),其色散值在 $1.525\sim 1.565\ \mu\text{m}$ 范围为 $-2\sim 3\ \text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$;为了充分利用光纤的带宽潜力,人们利用现代超纯制造技术正在研究光纤低损耗的第四、第五个窗口,即以 $\lambda = 1.625$ 和 $1.400\ \mu\text{m}$ 为中心的窗口,将光纤的这几个窗口连在一起就形成了带宽为 $1.28\sim 1.65\ \mu\text{m}$ 的全波光纤^[12,13],这样就可以获得更大的通信容量。

本文借鉴传统阶跃折射率光纤的导光原理,基于光波在光纤中传播的标量波理论,利用有效折射率方法分析了低空气填充率情况下光子晶体光纤的色散特性^[20~22],通过数值法研究发现,光子晶体光纤具有很强的色散可调特性,只要合理地设计光子晶体光纤的结构,就可以在较宽的波长范围内(特别是在光通信的波段内)制成接近于零色散的色散平坦光子晶体光纤,进一步开发研制相应的光子器件或作为全波通信光纤。

2 理 论

本文以包层孔穴在其横截面上作二维六角形排列而中心去掉一个孔穴形成实芯缺陷的光子晶体光纤模型^[2]为例进行数值模拟和理论分析,光纤截面如图1(a)所示。把这种实芯光子晶体光纤等效为一种单包层阶跃折射率光纤,求得光纤包层的有效折射率代替阶跃折射率光纤包层的折射率^[23]。在计算包层有效折射率时,把光纤的包层区域看作是没有中心缺陷且具有无限周期性排列的六角形二维光子晶体结构,为了进一步简化计算,再用面积相等的圆形单元胞代替六角形单元胞^[2],六角形单元胞与圆形单元胞的等效关系如图1(b)所示,其中, A

为包层孔穴间距, r 为单元胞内的圆形空气柱的半径,单元胞的外半径 R 由等效面积公式 $R = A[3^{1/2}/(2\pi)]^{1/2} \approx 0.525A$ 确定。对光波在这种具有对称边界条件的周期性圆形单元胞进行计算,可以求得包层有效折射率 n_{eff} 随波数 ω (或波长 $\lambda = 1/\omega$) 变化的关系 $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(\omega)$,为了合理地计算光子晶体光纤包层有效折射率和纤芯折射率 n_c ,在计算时充分考虑石英介质的材料色散,即石英介质的折射率是随波数(或波长)变化的,其变化关系 $n = n(\omega)$ 可由 Sellmeier 方程来计算^[21]。

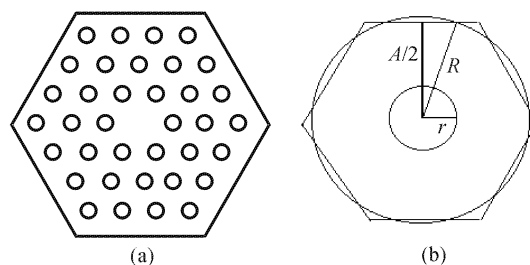


图1 (a) 光子晶体光纤截面设计图;

(b) 六角形单元胞与等效圆形单元胞

Fig. 1 (a) Designing cross section of PCF;

(b) Hexagonal unit cell and its circular approximation

根据导波光学理论^[20~22],光纤中传输的光脉冲受到由光纤的折射率分布、材料色散、光纤中的模式分布以及光源的光谱宽度等影响而产生“延迟畸变”,使光脉冲波形在通过光纤后发生展宽,这一效应称作“光纤的色散”。对于具有轴对称性的单模光纤,其色散主要是材料色散和波导色散,另外还存在由于相对折射率差随波长变化而引起的剖面色散,它通常比较小,但在追求零色散光纤时,此项必须考虑进去。传输常数 β 是描述光纤传输特性最基本的参数,从光子晶体光纤的传输常数 β 出发,进一步推导出综合考虑这三种色散的单模光子晶体光纤的总色散的计算公式。对于所模拟的光纤,其纤芯是由中心去掉一个空气穴的实芯而形成,则光子晶体光纤的纤芯半径可由下式确定^[8,9]: $r_c = A - \frac{1}{2}r$ 。在包层空气填充率较小的情况下,光纤纤芯与包层的相对折射率差较小,符合弱导近似的条件^[20,21],所谓弱导近似也就是标量近似,本文采用标量法计算光纤的传输常数 β ,在标量近似下得到 LP 模式的特征方程为^[21]

$$\frac{U \cdot J_{m+1}(U)}{J_m(U)} = \frac{W \cdot K_{m+1}(W)}{K_m(W)} \quad (1)$$

$$\frac{U \cdot J_{m-1}(U)}{J_m(U)} + \frac{W \cdot K_{m-1}(W)}{K_m(W)} = 0 \quad (2)$$

对于基模 LP₀₁ ($m = 0$), 其特征方程为

$$\frac{U \cdot J_1(U)}{J_0(U)} = \frac{W \cdot K_1(W)}{K_0(W)} \quad (3)$$

其中, 纤芯和包层模式参量 U, W 与归一化频率 ν (或波导参量) 之间满足如下关系式

$$U^2 = (k^2 n_c^2 - \beta^2) \cdot r_c^2 \quad (4)$$

$$W^2 = (\beta^2 - k^2 n_{\text{eff}}^2) \cdot r_c^2 \quad (5)$$

$$U^2 + W^2 = \nu^2 = k^2 (n_c^2 - n_{\text{eff}}^2) \cdot r_c^2 \quad (6)$$

其中, n_c 为纤芯折射率。

由式(3)和(6)联立求解, 得到 $U = U(\omega)$, 代入(4)式, 得到

$$\beta(\omega) = \sqrt{k^2 n_c^2(\omega) - U^2(\omega)/r_c^2} \quad (7)$$

由于方程(3)是包含 Bessel 函数的超越方程, 一般只能得到 U 和 β 的数值解, 利用最小二乘多项式曲线拟合, 通过调节拟合多项式项数和采样点数可以得到很好的拟合结果 $\beta = \beta(\omega)$ 。光纤的色散系数 D (其单位为 $\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$) 可以定义为^[20,21]

$$D = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \quad (8)$$

在这里没有像传统阶跃折射率光纤的色散特性计算^[21]那样, 把色散分为三部分来分别考虑, (8)式已经把材料色散、波导色散和剖面色散包含在里面, 所以根据(8)式可以直接求得单模光纤的总色散随入射光波长(或频率)的变化关系。

光纤的色散平坦特性还可以用色散斜率(或称为高阶色散)的大小来表示, 光纤的色散斜率 D' 为^[21,22]

$$D' = \frac{dD}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda^2} \frac{dD}{d\omega} \quad (9)$$

3 数值模拟与结果分析

根据前面的理论分析和推导, 对低空气填充率 ($f < 15.0\%$) 光子晶体光纤进行了数值模拟, 在光纤包层空气填充率低于 15.0% 的情况下, 标量波法与实验结果^[10]和全矢量法^[11]的模拟结果具有很好的一致性。图 2 给出了包层空气穴半径 r 与包层节距 A 之比 $r/A = 0.194$ (相应空气填充率均为 13.7%), 图 2(a), (b) 是 A 分别为 $2.2, 2.06, 1.8, 1.7, 1.6, 1.4 \mu\text{m}$ 的光子晶体光纤的模拟结果。从图 2(a) 可以看出, 虽然保持光纤包层空气填充率 13.7% 不变, 但是不同包层孔穴节距对应的有效折射率不同, 随着包层节距 A 和包层孔穴半径 r 的减

小, 同一波长所对应的有效折射率也减小, 说明光纤包层的有效折射率不仅与空气填充率有关, 而且与包层空气穴和节距的大小有关。另外, 光子晶体光纤的包层有效折射率与纤芯相比对光波长有很强的依赖性, 这是由于光场在短波段更趋向于在介质中(而不是在空气中)传播, 这样就导致随着光波长的减小包层与纤芯(Si)的有效折射率差减小, 这一点有利于光纤在很宽的波长范围内单模传播, 与 J. C. Knight 等的结论相一致^[1,2]; 从图 2(b) 可以看出, 随着包层空气穴节距的减小, 在光纤的未来全波通信的波段 ($1.28 \sim 1.65 \mu\text{m}$) 范围, 光纤的总色散 D 逐渐减小, 并且由反常色散向正常色散转化。其中 $A = 1.7 \mu\text{m}$, $r = 0.33 \mu\text{m}$ 的光纤在波长 $\lambda = 1.1 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 的范围内其他色散系数 $|D| < 5.0 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$, 表现出了较好的色散平坦特性。

为了进一步研究光子晶体光纤的色散平坦特性与光纤微结构的微小变化之间的关系, 图 2(c), (d) 给出了 A 分别为 $1.7, 1.72, 1.74 \mu\text{m}$ 的光子晶体光纤的模拟结果。从图 2(c) 可以看出, 在保持包层空气填充率不变的情况下, 随着 A 和 r 的微小增大, 色散系数 D 增大, 且接近于零的色散平坦部分向长波方向移动, 每种结构的两个零色散波长差随包层节距的增大而增大, 对于 $A = 1.72 \mu\text{m}$ 的光纤在波长为 $1.2 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 的范围其 D 的绝对值小于 $2.0 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$; 从图 2(d) 可以看出, 在波长为 $1.2 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 的范围, 这三种结构光纤色散斜率的绝对值大小差不多且很小, 即: $|D'| < 0.02 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-2}$, 所以在光通信的几个窗口其色散值变化缓慢。

图 3 给出了光纤包层节距 A 大小保持 $1.74 \mu\text{m}$ 不变, 通过减小包层孔穴半径 r 来减小空气填充率的模拟情况, 图中曲线从上到下分别对应光纤包层空气穴半径为 $r = 0.338, 0.33, 0.32 \mu\text{m}$, 空气填充率分别为 $f = 13.7\%, 13.05\%, 12.27\%$ 的光子晶体光纤的模拟结果; 图 4 给出了光纤包层孔穴半径 r 保持 $0.33 \mu\text{m}$ 不变, 通过增大包层节距 A 来减小空气填充率的模拟情况, 图中曲线从下到上分别对应光纤包层空气穴节距为 $A = 1.70, 1.72, 1.74, 1.76 \mu\text{m}$, 空气填充率分别为 $f = 13.70\%, 13.36\%, 13.05\%, 12.76\%$ 的光子晶体光纤的模拟结果。从图中可以看出, 通过减小空气穴半径 r 和增大空气穴节距 A 都可以减小光纤包层的空气填充率, 通过计算发现这两种方法都可以使光纤包层有效折射率增大, 但这两种方法所导致的色散值的变化趋向相

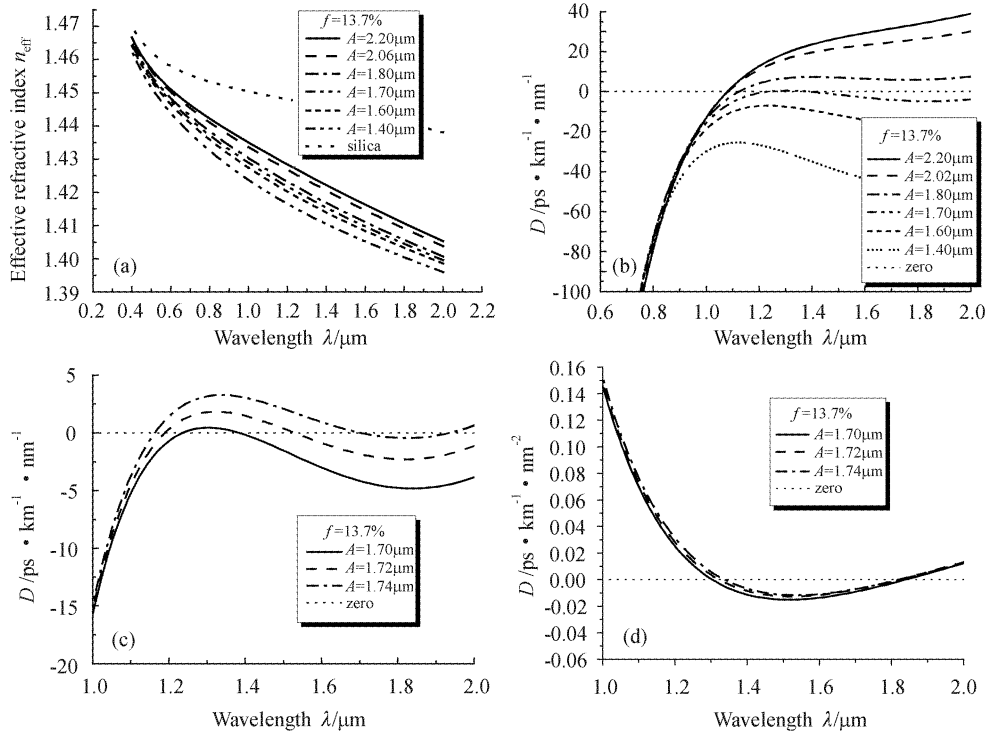


图2 具有相同空气填充率 f 和不同包层节距 A 的光子晶体光纤的模拟结果

(a) 包层有效折射率 n_{eff} 随波长 λ 的变化关系; (b) 光纤总色散 D 随波长 λ 的变化关系;

(c) $A = 1.70, 1.72, 1.74 \mu\text{m}$ 时光纤总色散 D 随波长 λ 的变化关系; (d) 色散斜率 D' 随波长 λ 的变化关系

Fig. 2 Numerical simulations for photonic crystal fibers with same cladding air filling fraction f and different pitches A

(a) variation of cladding effective index n_{eff} with wavelength λ ; (b) variation of dispersion D with wavelength λ ;

(c) variation of dispersion D with wavelength λ when $A = 1.70, 1.72, 1.74 \mu\text{m}$; (d) variation of dispersion slope D' with wavelength λ

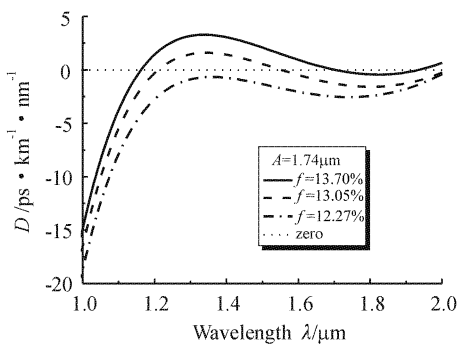


图3 具有相同包层节距 A 和不同空气填充率 f 的光子晶体光纤的总色散 D 随波长 λ 的变化关系

Fig. 3 Dispersion D against wavelength λ for PCF with same pitches A and different air filling fraction f

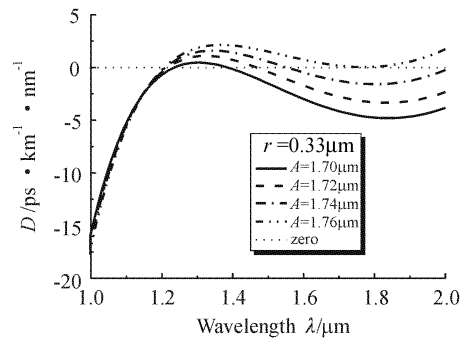


图4 具有相同空气穴半径 r 和不同包层节距 A 的光子晶体光纤的总色散 D 随波长 λ 的变化关系

Fig. 4 Dispersion D against wavelength λ for PCF with same air hole radius r and different pitches A

反,减小空气穴半径 r 使色散值减小(图3),使通信波段的色散由反常色散向正常色散过渡,接近于零的色散平坦区域的位置由长波向短波方向移动;而增大空气穴节距 A 使色散值增加(图4),并使通信波段的色散由正常色散向反常色散过渡,接近于零的色散平坦区域的位置由短波向长波方向移动。

图4与图2(c),(d)所示的结果具有相似性,这

种色散特性变化的相似性是由于这两种情况都使光纤包层孔穴节距 A 增大,也就是增大了二维光子晶体的周期。对于实芯光子晶体光纤的导光原理可以用两种机理来解释:一种是与传统阶跃折射率光纤类比,按照全内反射的原理来解释^[1],本文所采用的有效折射率方法就是如此;另一种解释是由于光子晶体光纤包层空气穴的周期性排列导致光波的

Bragg 反射而形成光子带隙^[3], 这种解释对于包层空气填充率较大的光子晶体光纤是适用的。图 2 (c)和图 4 所示的包层中二维光子晶体周期的增大一方面引起了光纤包层有效折射率的变化, 另一方面也使得光纤纤芯尺度增大, 从而导致光纤的色散特性的变化。

4 结 论

借鉴传统阶跃折射率光纤的导光原理, 基于标量近似理论利用有效折射率方法计算并分析了低空气填充率光子晶体光纤的色散特性。发现通过调节光纤包层的空气填充率 f 或包层空气穴节距可以改变零色散波长的位置, 实现零色散波长向短波方向 (小于石英材料的零色散波长 $1.27 \mu\text{m}$) 移动, 甚至在光通信波段出现两个零色散波长, 可以设计在光通信波段具有接近于零色散的色散平坦光纤和色散位移光纤, 进一步发现光纤包层节距的大小和包层空气填充率对光纤接近于零的色散平坦波段的位置影响很大。在短波长处出现零色散更有利于光纤放大器工作以及非线性光学中的相位匹配, 接近于零色散的色散平坦光纤的设计可为光电子器件和全波通信光纤的研制开辟新的思路。

参 考 文 献

- J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19):1547~1549
- T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell *et al.*. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13):961~963
- R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight *et al.*. Single-mode photonic band gap guidance of light in air [J]. *Science*, 1999, **285**(5433):1537~1539
- S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt *et al.*. White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(17):1356~1358
- A. V. Husakou, J. Herrmann. Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(20):203901-1~203901-4
- J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov *et al.*. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(17):173901-1~173901-4
- D. Ouzounov, D. Homoelle, W. Zipfel *et al.*. Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses [J]. *Opt. Commun.*, 2001, **192**:219~223
- T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight *et al.*. Dispersion compensation using single-material fibers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, **11**(6):674~676
- J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks *et al.*. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(7):807~809
- M. J. Gander, R. McBride, J. D. C. Jones *et al.*. Experimental measurement of group velocity dispersion in photonic crystal fibre [J]. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(1):63~64
- Masanori Koshiba. Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method [J]. *IEICE Trans. Electron.*, 2002, **E85-C**(4):881~888
- Yu Chongxiu. Applications and development of optoelectronic devices in optical fiber communications [J]. *Physics*, 2001, **30**(8):501~505
余重秀. 光电子器件在光纤中的应用与发展[J]. *物理*, 2001, **30**(8):501~505
- Chen Bingyan. Evolution and specification for single-mode optical fiber: from G. 652 to G. 655 [J]. *Optical Fiber & Electric Cable*, 2002, (1):3~12
陈炳炎. 通信光纤的进展和规范[J]. *光纤与电缆及其应用技术*, 2002, (1):3~12
- Wang Jing, Miao Hongli, Liu Xiumin *et al.*. The evolution of chirp near the zero dispersion point in the region of anomalous dispersion in monomode optical fibers [J]. *Journal of Optoelectronics & Laser*, 1998, **9**(1):58~60
王晶, 苗洪利, 刘秀敏等. 单模光纤反常色散波长附近的啁啾演变[J]. *光电子·激光*, 1998, **9**(1):58~60
- Wang Jing, Miao Hongli, Feng Qiyuan *et al.*. The study of the chirps evolution [J]. *Chinese J. Lasers*, 1997, **A24**(7):627~630
王晶, 苗洪利, 冯启元等. 单模光纤正常色散区啁啾演变研究[J]. *中国激光*, 1997, **A24**(7):627~630
- Miao Hongli, Wang Jing, Liu Xiumin *et al.*. Studies on evolution of chirp in the stepwise-decreasing-dispersion [J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **A25**(12):1087~1090
苗洪利, 王晶, 刘秀敏等. 色散阶变光纤中啁啾演变的研究[J]. *中国激光*, 1998, **A25**(12):1087~1090
- Guo Shuqin, Li Zhonghao, Xiao Yan *et al.*. Stable propagation of chirped picosecond optical pulse in optical fiber links under higher order dispersion managed [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(7):645~649
郭淑琴, 李仲豪, 肖燕等. 啁啾光脉冲在高阶色散控制光纤链中的稳定传输[J]. *中国激光*, 2001, **A28**(7):645~649
- Cao Wenhua, Liu Songhao. Soliton-effect pulse compression with third-order dispersion suppression in optical fibers [J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **A26**(1):70~74
曹文华, 刘颂豪. 孤子效应脉冲压缩中的三阶色散压制[J]. *中国激光*, 1999, **A26**(1):70~74
- Zhang Shumin, Xu Wencheng, Luo Aiping *et al.*. Enhanced compression of femtosecond soliton in fibers with slowly decreasing dispersion [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(7):599~602
张书敏, 徐文成, 罗爱平等. 色散缓变光纤中飞秒光脉冲的增强压缩[J]. *中国激光*, 2001, **A28**(7):599~602
- A. W. Snyder, J. D. Love. *Optical Waveguide Theory* [M]. New York: Chapman and Hall, 1983
- Wu Chongqin. *Optical Waveguide Theory* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2000
吴重庆. *光波导理论*[M]. 北京:清华大学出版社, 2000
- Liao Yanbiao. *Fibers Optics* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2000
廖延彪. *光纤光学*[M]. 北京:清华大学出版社, 2000
- T. A. Birks, *et al.*. The analogy between photonic crystal fibers and step index fibers [C]. *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.*, San Diego, California, 1999. FG-4-2