

文章编号: 0253-2239(2008)06-1167-05

一种阶梯结构的色散平坦光子晶体光纤的研究

苑金辉 侯蓝田 周桂耀 魏东宾 王海云

(燕山大学信息科学与工程学院红外光纤与传感研究所, 河北 秦皇岛 066004)

摘要 以多极法理论为基础,提出了一种阶梯结构的光子晶体光纤。通过改变其内四层的三个结构参量(内两层孔孔径,外两层孔孔径和孔间距),实现色散绝对值在 $1.1\sim 1.8\ \mu\text{m}$ 的波段内变化仅为 $0.05\sim 2\ \text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 的平坦甚至超平坦的特性。在此情况下对其有效模场面积进行数值模拟,充分展示了达到色散平坦和超平坦时,相对于传统光子晶体光纤,此种结构的光纤对芯区内光场的局域能力有很大程度的增强,其有效模场面积可仅为传统光子晶体光纤的 $1/30$ 。最后,经过大量的数值计算和理论分析,归纳出若要此种阶梯结构的光纤在 $1.1\sim 1.8\ \mu\text{m}$ 的波段内达到色散平坦甚至超平坦特性的设计依据。

关键词 光子晶体光纤; 多极法; 超平坦色散; 有效模场面积; 设计依据

中图分类号 TN25 **文献标识码** A

Investigation of a Step-Structure Photonic Crystal Fiber with Flattened Dispersion

Yuan Jinhui Hou Lantian Zhou Guiyao Wei Dongbin Wang Haiyun

(*Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors, College of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China*)

Abstract Based on the multi-pole method, a kind of step-structure photonic crystal fiber (PCF) is put forward. It has achieved flattened and ultra-flattened dispersion within the wave band of $1.1\sim 1.8\ \mu\text{m}$ by altering three structural parameters of the inner four rings (the diameter of the two inner rings holes, the diameter of the two outer rings holes, and the pitch), the absolute value of dispersion coefficient merely changing from $0.05\sim 2\ \text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$. Moreover, the effective mode-field area also has been stimulated, which is only $1/30$ of that of conventional PCFs, showing that the PCFs with flattened and ultra-flattened dispersion do well in confining the light field compared with conventional PCFs. With numerical calculation and theoretic analysis, the design basis of this kind of step-structure PCF to achieve flattend and ultra-flattend dispersion within the wave band of $1.1\sim 1.8\ \mu\text{m}$ is concluded.

Key words photonic crystal fiber; multi-pole method; ultra-flattened dispersion; effective mode-field area; design basis

1 引 言

光子晶体光纤(PCF)是一种由单一材料构成,包层中具有周期性光波长量级、空气孔结构的新颖光纤^[1]。由于包层结构的特殊性,它具有与传统光纤迥异的色散特性^[2]。通过改变包层结构的参量(空气孔直径 d 和孔间距 Λ)来控制光纤的色散特性,例如可以使其零色散波长从长波段移到近红外

甚至可见光波段^[3,4],还可以使其在一定波段内具有色散平坦的特性。以前通常将包层孔设计为规则的三角阵列,而且具有相同的孔间距,通过调节占空比(d/Λ)来达到不同波段内的色散平坦化。设计虽然比较容易实现,但是却对光纤层数要求较高,为了减小损耗且达到低平坦色散,至少需要 12 层^[5]。最近,有报道提出了将每层空气孔设计成不同孔径来

收稿日期: 2007-07-19; **收到修改稿日期:** 2007-11-27

基金项目: 国家 973 计划(2003CB314905)和国家自然科学基金(60637010)资助课题。

作者简介: 苑金辉(1981—),男,硕士研究生,主要从事光子晶体光纤的制备和理论等方面的研究。

E-mail: yuanjinhui81@163.com

导师简介: 侯蓝田(1939—),男,教授,博士生导师,主要从事红外光纤和光子晶体光纤理论和应用等方面的研究。

E-mail: hlt8068853@163.com

达到低平坦色散^[6],虽然增加了设计和制造工艺上的难度,但是却可以较大的减少设计层数,只需6层即可^[7]。文献[8]中设计的光子晶体光纤的色散绝对值在 $1.2 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 的波段内变化为 $0.3 \sim 2.2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$,达到较为平坦的程度。设计的光子晶体光纤在 $1 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 的波段内色散绝对值变化仅为 $0.05 \sim 2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$,在更宽的近红外波段呈现出更为平坦甚至超平坦的色散特性。不仅有利于非线性光学中的相位匹配和超短光脉冲的传输^[9,10],而且可为光电子器件尤其是光纤放大器的研制开辟新的思路。

本文介绍的光纤具有阶梯结构,其包层内两层孔的孔径相等(d_1),其余层孔的孔径相等(d_2),孔间距 Λ 恒定。限于计算时间,只着重讨论了通过改变其内四层孔的三个结构参量(孔间距 Λ ,内两层孔径 d_1 和外两层孔径 d_2)来实现其在研究波段内色散的平坦化和达到色散平坦时光纤的有效模场面积的变化情况。

2 理论基础

根据多极法(MPM),第2个空气孔的内部模场可以展开成贝塞尔函数的形式,其电场纵向分量在极坐标系下可以表述为^[11,12]

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^i r_l) \exp(im\phi_l) \exp(i\beta z), \quad (1)$$

在第 l 个空气孔近邻的介质中,其电场纵向分量可以表示为

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [b_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^e r_l) + c_m^{(l)} H_m^i(k_{\perp}^e r_l)] \times \exp(im\phi_l) \exp(i\beta z), \quad (2)$$

其中 $k_{\perp}^i = (k_0^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2}$, $k_{\perp}^e = (k_0^2 n_e^2 - \beta^2)^{1/2}$, 空气的折射率 $n_i = 1$, n_e 为石英折射率, $k_0 = 2\pi/\Lambda$ 为自由空间的波数,同理可得磁场分量的表达式。

在空气孔的边界面上,利用电磁场的边界条件,可以得到关于 $a_m^{(l)}$ 、 $b_m^{(l)}$ 和 $c_m^{(l)}$ 的表达式,通过 $n_{\text{eff}} = \beta/k$ 求得光子晶体光纤的基模有效折射率 $n_{\text{eff}}^{[11-12]}$ 。

光纤的总色散可表示为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}[n_{\text{eff}}]}{d\lambda^2}, \quad (3)$$

式中 D 为光纤基模的色散系数, λ 为光纤中传输光的波长, c 为真空中的光速。

色散斜率为

$$D_{\text{slope}} = dD/d\lambda. \quad (4)$$

有效模场面积可以表述为

$$A_{\text{eff}} = \left(\iint |E|^2 dx dy \right)^2 / \iint |E|^4 dx dy, \quad (5)$$

式中 E 为光纤端面上的电场强度。

3 数值模拟和理论分析

光子晶体光纤的色散特性之所以可以调节,主要是由于通过改变其结构参量(孔径 d 和孔间距 Λ)可以改变包层的等效折射率,进而改变纤芯传输模的有效折射率。讨论了三个自由变量 d_1 、 d_2 、 Λ 分别变化时,光纤的色散 D ,色散斜率 D_{slope} 和有效模场面积 A_{eff} 随波长的变化情况。

初始光纤端面如图1所示,包层孔间距 $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$,内两层孔径 $d_1 = 0.5 \mu\text{m}$,外两层孔径 $d_2 = 1.0 \mu\text{m}$,芯径 $d = 2\Lambda - d_1 = 3.5 \mu\text{m}$ 。

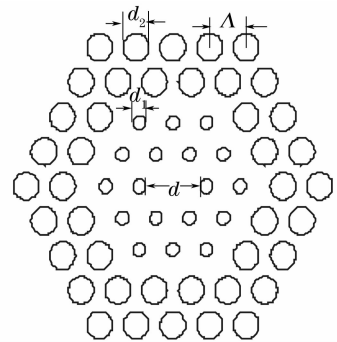


图1 初始光纤端面图

Fig. 1 Original cross-section of PCF

3.1 对色散的模拟分析

三个自由变量 d_1 、 d_2 、 Λ 分别变化时,光纤色散 D 的变化情况如图2所示。图2(a)为 $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$, $d_2/\Lambda = 0.4$, $d_1/\Lambda = 0.25, 0.3, 0.35$ 时色散系数随波长的变化。图2(b)为 $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.3$, $d_2/\Lambda = 0.34, 0.38, 0.42$ 时色散系数随波长的变化。图2(c)为 $\Lambda = 1.75 \mu\text{m}, 2.0 \mu\text{m}, 2.25 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.3$, $d_2/\Lambda = 0.4$ 时色散系数随波长的变化。图2(d)为 $\Lambda = 1.75 \mu\text{m}, d_1/\Lambda = 0.29, d_2/\Lambda = 0.37$; $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.27, d_2/\Lambda = 0.39$; $\Lambda = 2.25 \mu\text{m}, d_1/\Lambda = 0.32, d_2/\Lambda = 0.35$ 时色散系数随波长的变化。

由图2(a)可以看出,固定 $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$, $d_2/\Lambda = 0.4$ 不变, d_1/Λ 分别为 $0.25, 0.3, 0.35$,色散曲线由陡峭趋于平坦,变化范围较大,说明内径对色散的影响较大:当 $d_1/\Lambda = 0.25$ 时,虽然色散曲线较陡峭,但在 $1.1 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间色散的绝对值没有超过 $10 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$;当 $d_1/\Lambda = 0.3$ 时,色散曲线趋向于平坦,不但存在两个色散零点 $\lambda_{01} = 1.22 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_{02} = 1.45 \mu\text{m}$,而且在 $1.2 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 之间色散绝对

值仅为 $1.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ；当 $d_1/\Lambda=0.35$ 时，色散曲线的零色散点则变为 $\lambda_{01}=1.02 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_{02}=1.68 \mu\text{m}$ ，在两个零色散点之间的宽带范围内，色散的绝对值没有超过 $15 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 。由图 2(b) 可以看出，固定 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$ ， $d_1/\Lambda=0.3$ 不变， d_2/Λ 分别为 $0.34, 0.38, 0.42$ ，色散值先减小后增大，但变化范围较小，说明外径对色散的影响不如内径强烈；当 $d_2/\Lambda=0.34$ 时，在 $1.15 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 之间，色散绝对值为 $8 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ；当 $d_2/\Lambda=0.38$ 时，在 $1.15 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 之间，色散绝对值在 $2.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 以下，而且在 $1.28 \sim 1.35 \mu\text{m}$ 之间出现了零色散；当 $d_2/\Lambda=0.42$ 时，在 $1.15 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 之间，色散绝对值为 $10 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ，且变化幅度较大。由图 2(c) 可以看出，固定 $d_1/\Lambda=0.3$ ， $d_2/\Lambda=0.4$ 不变，孔节距 Λ 分别为 $1.75 \mu\text{m}, 2.0 \mu\text{m}, 2.25 \mu\text{m}$ ，色散曲线也由陡峭趋于平坦，且变化较强烈，说明孔间距 Λ 对色散的影响也较大；当 $\Lambda=1.75 \mu\text{m}$ 时，曲线变化幅度较大，在

$1.1 \sim 1.5 \mu\text{m}$ 之间，绝对值达到 $15 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ；当 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$ 时，在 $1.22 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间，色散较平坦，绝对值没有超过 $2.5 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ；当 $\Lambda=2.25 \mu\text{m}$ 时，色散曲线在 $1.1 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间的整个研究波段很平坦，变化范围不超过 $2 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 。由图 2(d) 可以看出，当 $\Lambda, d_1/\Lambda, d_2/\Lambda$ 均改变时，色散曲线由陡峭趋向于超平坦，三个参量共同影响的情况比较复杂；当 $\Lambda=1.75 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=0.29, d_2/\Lambda=0.37$ 时，色散曲线较陡峭，在 $1.1 \sim 1.4 \mu\text{m}$ 之间绝对值达 $15 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ；当 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=0.27, d_2/\Lambda=0.39$ 时，曲线逐渐趋于平坦，在 $1.5 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间，色散绝对值在 $2.3 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 以下；当 $\Lambda=2.25 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=0.32, d_2/\Lambda=0.35$ 时，色散曲线在 $1.1 \sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间的整个研究波段内变化仅为 $0.05 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ ，出现了宽带范围内的超平坦特性。在这种理想情况下，可以在整个波段内实现高效地单模传输。

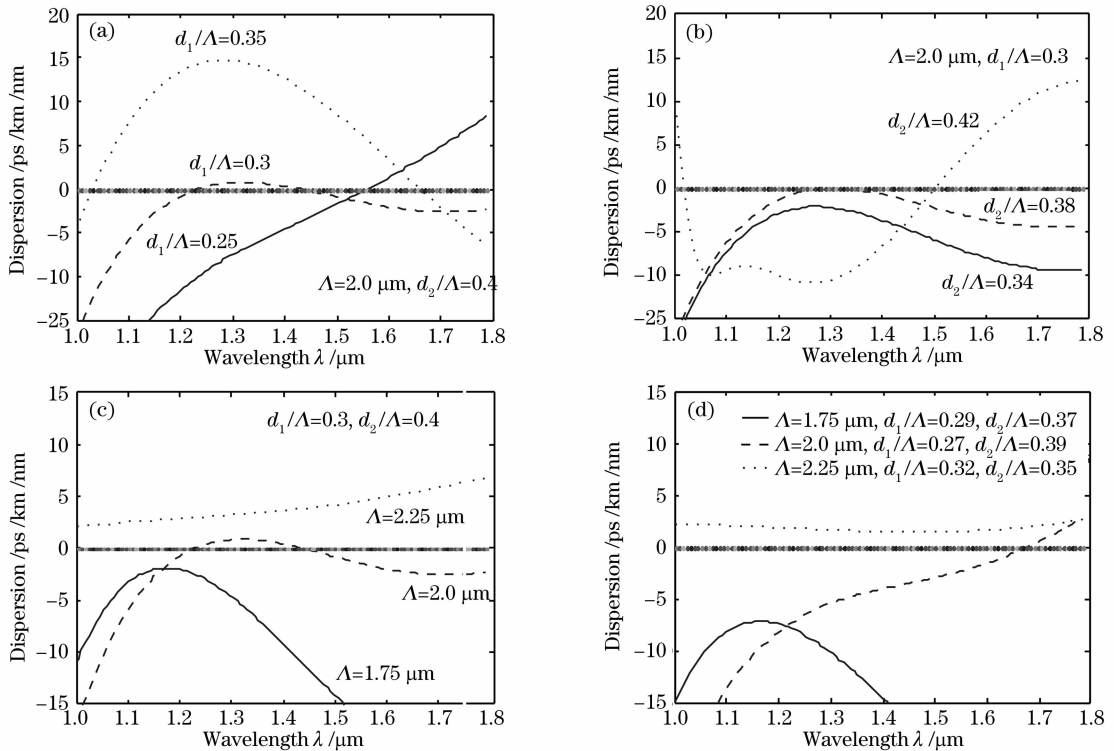


图 2 (a) d_1/Λ 对色散的影响, (b) d_2/Λ 对色散的影响, (c) Λ 对色散的影响, (d) $\Lambda, d_1/\Lambda, d_2/\Lambda$ 对色散的综合影响
Fig. 2. (a) Influence of d_1/Λ on dispersion, (b) influence of d_2/Λ on dispersion, (c) influence of Λ on dispersion,

(d) influence of $\Lambda, d_1/\Lambda, d_2/\Lambda$ on dispersion

3.2 对色散斜率的模拟分析

三个自由变量 d_1, d_2, Λ 分别变化时，色散斜率 D_{slope} 的变化情况如图 3 所示。图 3(a) 为 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$ ， $d_2/\Lambda=0.4$ ， $d_1/\Lambda=0.25, 0.3, 0.35$ 时色散斜率随波长的变化。图 3(b) 为 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$ ， $d_1/\Lambda=0.3$ ，

$d_2/\Lambda=0.34, 0.38, 0.42$ 时色散斜率随波长的变化。图 3(c) 为 $\Lambda=1.75 \mu\text{m}, 2.0 \mu\text{m}, 2.25 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=0.3, d_2/\Lambda=0.4$ 时色散斜率随波长的变化。图 3(d) 为 $\Lambda=1.75 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=0.29, d_2/\Lambda=0.37; \Lambda=2.0 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=0.27, d_2/\Lambda=0.39; \Lambda=2.25 \mu\text{m}, d_1/\Lambda=$

0.32, $d_2/\Lambda=0.35$ 时色散斜率随波长的变化。

由图 3(a)可知,固定 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$, $d_2/\Lambda=0.4$ 不变, d_1/Λ 分别为 0.25, 0.3, 0.35: 在 $1.2\sim 1.7 \mu\text{m}$ 之间, 色散斜率的绝对值不超过 $0.005 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$, 但曲线的变化范围却达到 $0.01 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$, 尤其是当 $d_1/\Lambda=0.3$ 时, 斜率几乎为零, 这说明内径的变化对色散斜率的影响较大。由图 3(b)可以看出, 固定 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda=0.3$ 不变, d_2/Λ 分别为 0.34, 0.38, 0.42: 当 $d_2/\Lambda=0.34$ 和 0.38 时, 在 $1.1\sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间的整个研究波段, 两条色散斜率曲线几乎重合, 当 $d_2/\Lambda=0.42$ 时, 在 $1.1\sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间, 虽然色散斜率的绝对值出现了一定的起伏, 但幅度没有超过 $0.01 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$, 这说明外径对色散

斜率的影响不大。由图 3(c)可以看出, 固定 $d_1/\Lambda=0.3$, $d_2/\Lambda=0.4$ 不变, Λ 分别为 $1.75 \mu\text{m}$, $2.0 \mu\text{m}$, $2.25 \mu\text{m}$: 当 $\Lambda=1.75 \mu\text{m}$ 和 $2.0 \mu\text{m}$ 时色散斜率逐渐减小, 但变化范围不超过 $0.005 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ 。尤其是当 $\Lambda=2.25 \mu\text{m}$ 时, 曲线与零线几乎重合, 斜率变化极其微小, 表现出很平坦的特性, 这说明孔间距 Λ 对色散斜率的影响较小。由图 3(d)可以看出, Λ , d_1/Λ , d_2/Λ 均改变, 色散斜率曲线变化不大, 尤其是当 $\Lambda=2.25 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda=0.32$, $d_2/\Lambda=0.35$ 时, 在 $1.1\sim 1.8 \mu\text{m}$ 之间的整个波段, 曲线相对于零线的变化范围没有超过 $0.002 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$, 表现出了超平坦特性, 这是在宽带范围内实现一系列传输特性所必需的条件。

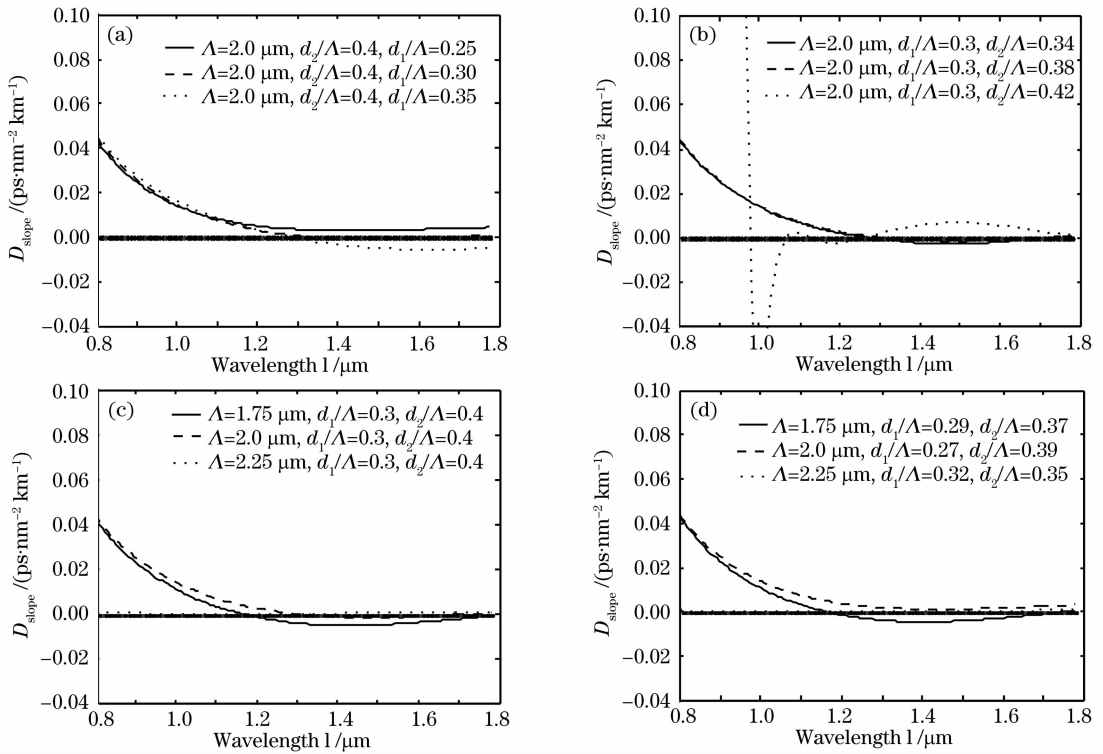


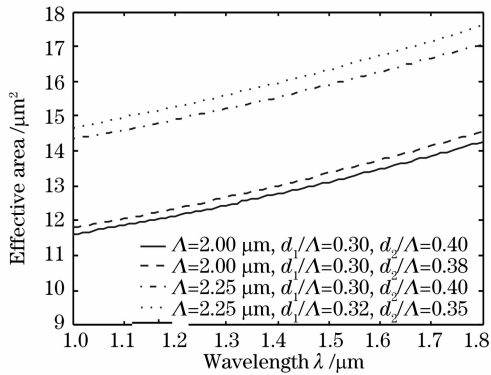
图 3 (a) d_1/Λ 对色散斜率的影响, (b) d_2/Λ 对色散斜率的影响, (c) Λ 对色散斜率的影响, (d) Λ , d_1/Λ , d_2/Λ 对色散斜率的综合影响

Fig. 3 (a) Influence of d_1/Λ on dispersion slope, (b) influence of d_2/Λ on dispersion slope, (c) influence of Λ on dispersion slope, (d) influence of Λ , d_1/Λ , d_2/Λ on dispersion slope

3.3 对有效模场面积 A_{eff} 的模拟

从图 2 的模拟分析可以看出, 在 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$, $d_2/\Lambda=0.4$, $d_1/\Lambda=0.3$; $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda=0.3$, $d_2/\Lambda=0.38$; $\Lambda=2.25 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda=0.3$, $d_2/\Lambda=0.4$; $\Lambda=2.25 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda=0.32$, $d_2/\Lambda=0.35$ 四种情况下, 色散在所研究的波段呈现平坦甚至超平坦的色散特性。分别对这四种情况下的有效模场面积进行了模拟, 如图 4 所示。

由图 4 可以看出, 在四种情况下, 有效模场面积与波长呈现一定的变化关系, 随着波长的增大而增加。随着 Λ 的增大, A_{eff} 也呈增大趋势。若固定 Λ , 则通过调节内径和外径也可以控制 A_{eff} 的大小, 外径的影响要更大一些。在 $1.1\sim 1.8 \mu\text{m}$ 整个研究波段呈现平坦甚至超平坦色散特性的情况下, 当 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$, $d_2/\Lambda=0.4$, $d_1/\Lambda=0.3$ 和 $\Lambda=2.0 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda=0.3$, $d_2/\Lambda=0.38$ 时, 光纤的有效模场面积

图4 有效模场面积 A_{eff} 随波长的变化情况Fig. 4 Effective mode-field area of PCFs as a function of wavelength λ

在整个波段在 $11 \sim 14 \mu\text{m}^2$ 之间变化;甚至当 $\Lambda = 2.25 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.3$, $d_2/\Lambda = 0.4$ 和 $\Lambda = 2.25 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.32$, $d_2/\Lambda = 0.35$ 时,光纤的有效模场面积也没有超过 $18 \mu\text{m}^2$ 。通过合理的调节光纤的孔径 d 和孔间距 Λ (增大 d/Λ),在保证色散平坦的前提下,其有效模场面积可以进一步减小,甚至达 $2 \mu\text{m}^2$ 以下,这仅为传统光子晶体光纤 (约 $60 \mu\text{m}^2$) 的 $1/30$ 。

到目前为止,对于这种阶梯结构的光子晶体光纤,已经进行了大量的模拟计算(d_1 , d_2 和 Λ 取不同值的情况下)。从模拟计算中进行分析,为了使其在近红外波段 ($1.1 \sim 1.8 \mu\text{m}$) 达到平坦甚至超平坦的色散特性,在选取参量时应依据四个方面:首先,外两层孔径与孔间距之比 (d_2/Λ) 的选取范围应为 $0.3 \sim 0.5$,而且比值越大的光纤对光场的局域能力越强,其有效模场面积越小;其次,内两层孔径与孔间距之比 (d_1/Λ) 的选取应为 $0.2 \sim 0.35$,而且此比值对色散斜率的影响较大;再者,外两层孔径与孔间距之比 (d_2/Λ) 应总是大于内两层孔径与孔间距之比 (d_1/Λ),否则传播模式将很难被限制在纤芯中;最后,孔间距 (Λ) 的变化范围应为 $1.0 \sim 2.5 \mu\text{m}$,而且发现它对色散的影响较大,却对色散斜率的影响较小。总之,依据四个方面,不断地改变三个结构参量 (d_1 , d_2 , Λ),可以设计出在近红外波段内 ($1.1 \sim 1.8 \mu\text{m}$) 色散平坦且有效模场面积较小的阶梯结构的光子晶体光纤。

4 结 论

综上所述,研究了一种阶梯结构的光子晶体光纤的内四层结构,较全面且深入地讨论了其内两层孔的孔径 d_1 ,外两层孔的孔径 d_2 和孔间距 Λ 在一

定范围内变化时,光纤的色散,色散斜率随波长的变化关系,而且进一步研究了其有效模场面积在色散平坦情况下随波长的变化关系。在数值模拟中,在一定参量范围内,光纤在所研究的波段内具有平坦甚至超平坦的色散特性,而且其有效模场面积较小,说明了光纤对光场的局域能力增强。这种阶梯结构的光子晶体光纤的研究具有一定的现实意义:它的结构不同于传统的光子晶体光纤,不仅开拓了设计思路,而且认识到光纤结构对其色散平坦化具有决定性的影响,这对今后进一步进行理论设计和工艺制备具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 J. C. Knight, P. St. J. Russell. New ways to guide light[J]. *Science*, 2002, **296**(5566): 276~277
- 2 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
- 3 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
- 4 Li Yanfeng, Hu Minglie, Wang Qingyue. Calculation and design of photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength at 800 nm[J]. *Chin. J. Lasers*, 2003, **30**(5): 427~430
栗岩峰,胡明列,王清月. 800 nm 处为零色散的光子晶体光纤的计算与设计[J]. *中国激光*, 2003, **30**(5): 427~430
- 5 W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell *et al.*. Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Exp.*, 2002, **10**(14): 609~613
- 6 Liu Jie, Yang Changxi, Claire Gu *et al.*. A novel photonic crystal fiber with high nonlinearity and flattened dispersion[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(10): 1569~1574
刘洁,杨昌喜, Claire Gu 等. 一种新型高非线性色散平坦光子晶体光纤结构[J]. *光学学报*, 2006, **26**(10): 1569~1574
- 7 Zhao Xingtao, Hou Lantian, Liu Zhaolun *et al.*. The analysis on the dispersion of PCF using improved fully vectorial effective index method[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(4): 2275~2280
赵兴涛,侯蓝田,刘兆伦 等. 改进的全矢量有效折射率方法分析光子晶体光纤的色散特性[J]. *物理学报*, 2007, **56**(4): 2275~2280
- 8 Tzong-Lin Wu, Chia-Hsin Chao. A novel ultraflattened dispersion photonic crystal fiber[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2005, **17**(1): 67~69
- 9 Wang Qingyue, Hu Minglie, Chai Lu. Progress in nonlinear optics with photonic crystal fibers[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(1): 57~66
王清月,胡明列,柴路. 光子晶体光纤非线性光学研究新进展[J]. *中国激光*, 2006, **33**(1): 57~66
- 10 Zhaolun Liu, Guiyao Zhou, Lantian Hou. Study on the photonic bandgaps of hollow-core microstructured fibers[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(10): 566~568
- 11 A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret *et al.*. Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(5): 276~278
- 12 Li Shuguang, Liu Xiaodong, Hou Lantian. A vectorial analysis on the dispersion of PCF's fundamental mode[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(6): 1873~1879
李曙光,刘晓东,侯蓝田. 一种光子晶体光纤基模色散特性的矢量法分析[J]. *物理学报*, 2004, **53**(6): 1873~1879