

光子晶体光纤色散补偿特性的数值研究*

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, 秦皇岛 066004

²⁾ 大连民族学院机电信息工程系, 大连 116600

(2003 年 8 月 1 日收到, 2003 年 9 月 24 日收到修改稿)

利用矢量有效折射率方法对光子晶体光纤(PCF)的色散补偿特性进行了数值模拟, 研究发现通过调节光子晶体光纤包层的空气穴节距或空气穴大小可以灵活地设计光子晶体光纤的色散系数 D 、色散斜率 D_{slope} 以及 κ 值, 可以设计在波长 $1.55\mu\text{m}$ 附近具有较大绝对值的正常色散和负色散斜率的色散补偿光子晶体光纤, 使光通信中的普通单模光纤(G.652)或非零色散位移光纤(G.655)在 $1.55\mu\text{m}$ 低损耗窗口得到较好的色散补偿. 数值模拟和分析表明色散补偿光子晶体光纤的研制具有很大的发展潜力.

关键词: 光子晶体光纤, 色散, 色散斜率, 色散补偿

PACC: 4281, 4281D, 8120J

1. 引 言

由于掺铒光纤放大器(EDFA)的实用化, 目前光纤通信的使用波长已经移到了具有低损耗的 $1.55\mu\text{m}$ 窗口处, 光纤损耗已经不再是光纤通信系统的主要限制因素, 色散成为对光纤通信系统特别是高速率宽带通信系统的主要限制^[1]. 但全世界已经铺设了上亿公里的普通单模光纤(G.652), 其零色散点在 $1.31\mu\text{m}$ 处, 在 $1.55\mu\text{m}$ 窗口色散值约为 $17\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, 这就严重影响了在 $1.55\mu\text{m}$ 窗口利用这种普通单模光纤开通大于 10Gbit/s 的高速大容量光纤通信系统. 为此开发了使零色散波长从 $1.31\mu\text{m}$ 移到 $1.55\mu\text{m}$ 的色散移位光纤(DSF), 但是很快认识到由于色散在这一窗口接近于零而很容易产生四波混频(FWM)^[2], 所以很难实现 DWDM 全光传输. 研究发现通过设计使光纤在这一窗口具有有限的色散就可以减轻 FWM 的影响, 这就使科学家们开发了非零色散位移光纤(NZ-DSF)G.655, 在 $1.55\mu\text{m}$ 窗口其色散为 $4.2\text{--}4.5\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, 从而使传输距离扩大到 600km 也不必在光纤中间进行色散补偿, 但是在收发两端还是需要的. 然而当系统升级到 40Gbit/s 时, 随着信号带宽和传输距离的增加不仅普

通单模光纤(G.652)即使是 NZ-DSF 也需要进行色散补偿, 为了适应宽带传输的需要在进行色散补偿的同时还必须考虑对色散斜率进行合理补偿^[3]. 解决色散补偿最好的方法之一就是应用色散补偿光纤(DCF(dispersion compensating fiber))^[1,3], 人们在传统阶跃折射率光纤的研究基础上, 设计了单阶跃型、W型、三包层型、多包层型等单模补偿光纤^[4-9]和双模色散补偿光纤^[10].

随着人们对光子晶体光纤制作和理论研究的不断深入, 发现光子晶体光纤具有许多传统光纤所没有的特性^[11-15], 比如, 在很大的波长范围内的单模传播特性、敏感的结构可调色散特性等, 即通过对光子晶体光纤微结构的设计可以极大地调节这些特性. 我们曾经利用电磁场分布的标量近似理论对光子晶体光纤的导波模式和色散特性进行了模拟^[15], 也曾经利用矢量有效折射率方法对光子晶体光纤基模的色散特性进行了模拟^[16], 通过对比发现矢量有效折射率方法比标量法更优越, 标量法在较高归一化波数 A/λ 或较低空气填充率的情况下是一种较好的近似, 而在高空气填充率或较低归一化波数的情况下必须考虑电磁波的矢量性从而利用矢量法对光子晶体光纤的特性进行模拟. 本文就是在文献^[16]的基础上利用矢量有效折射率方法对光子晶体光纤

* 国家高技术研究发展计划(批准号 2003AA311011)和国家重点基础研究发展计划(批准号 2003CB314905)资助的课题.

† E-mail: lissggg@163.com; 电话: 0335-8074705(O), 8061431(H).

(PCF)的色散特性进行考察,特别是对PCF在中心波长 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 窗口的色散补偿特性进行了详细的数值模拟,其结论可为色散补偿光子晶体光纤的设计提供一定的依据。

2. 矢量法模拟光子晶体光纤基模色散特性的理论推导

根据文献[16]中的推导,可得光纤截面具有无限周期性六角形二维光子晶体排列且中心去掉一个空气穴而形成纤芯的光子晶体光纤的包层空间填充模(基模)的特征方程为

$$\frac{I_0(wr)}{I_1(wr)} + \frac{1}{wr} + \frac{wr}{2} \left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) g(u) + wr \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^2 g^2(u) + \frac{f(w,u)}{n_1^2} \right]^{1/2} = 0. \quad (1)$$

函数

$$g(u) = \frac{1}{wr} \frac{J_0(ur)Y_1(uR) - Y_0(ur)J_1(uR)}{J_1(ur)Y_1(uR) - Y_1(ur)J_1(uR)} - \frac{1}{u^2 r^2},$$

$$f(w,u) = \frac{1}{r^4} \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_2^2}{u^2} + \frac{n_1^2}{w^2} \right),$$

其中 n_1 和 n_2 分别为空气和石英介质的折射率,一般取 $n_1 = 1.0$,考虑到石英介质的材料色散 n_2 可由Sellmeier公式^[18]计算, r 和 R 分别为光纤包层空气穴半径和等效圆形单元胞的外半径, R 可根据面积相等关系由公式 $R = A[3^{1/2}(2\pi)]^{1/2} \approx 0.525A$ 确定,其中 A 为包层空气穴节距.参数 w 和 u 满足如下关系式 $w^2 + u^2 = \omega^2(n_2^2 - n_1^2)c^2$, $w^2 = \omega^2(n_{\text{eff}}^2 - n_1^2)c^2$, $u^2 = \omega^2(n_2^2 - n_{\text{eff}}^2)c^2$,利用以上关系对(1)式求数值解可得包层基模所对应的有效折射率随光波频率(或波长)变化的规律,即

$$n_{\text{eff}}(\omega) = \sqrt{n_2^2 - u^2(\omega)c^2/\omega^2}. \quad (2)$$

下面通过与传统阶跃折射率光纤类比求解其导波模式和色散特性,在高空气填充率的情况下,随着光纤纤芯与包层有效折射率差的增大^[16],弱导近似条件不再成立,只能利用矢量法求解其导波模式和色散特性,利用矢量法可得如下特征方程^[17-19]

$$m^2 \left[\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right] \left[\frac{n_1^2}{U^2} + \frac{n_2^2}{W^2} \right] = \left[\frac{1}{U} \frac{J_m(U)}{J_m(U)} + \frac{1}{W} \frac{K_m(W)}{K_m(W)} \right] \times \left[\frac{n_1^2 J_m(U)}{U \cdot J_m(U)} + \frac{n_2^2 K_m(W)}{W \cdot K_m(W)} \right]. \quad (3)$$

进一步取 $m = 1$ 时得到光纤中传播的基模 HE_{11} 模所遵从的特征方程

$$\frac{J_0(U)}{J_1(U)} = \frac{1}{U} + \frac{U}{2} \left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) \left[\frac{1}{W^2} + \frac{K_0(W)}{W \cdot K_1(W)} \right] - \frac{U}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^2 \cdot \left[\frac{1}{W^2} + \frac{K_0(W)}{W \cdot K_1(W)} \right]^2 + 4F(U,W)}, \quad (4)$$

其中

$$F(U,W) = \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{1}{U^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{W^2} \right),$$

U, W 与波导归一化频率 V 之间满足关系式^[17]

$$U^2 = (k^2 n_c^2 - \beta_c^2) \cdot a_{\text{eff}}^2,$$

$$W^2 = (\beta_c^2 - k^2 n_{\text{eff}}^2) \cdot a_{\text{eff}}^2,$$

$$U^2 + W^2 = V^2 = k^2(n_c^2 - n_{\text{eff}}^2)a_{\text{eff}}^2.$$

其中 β_c 为传播常数, k 为光波矢, n_c 为纤芯材料的折射率, a_{eff} 为光子晶体光纤的等效纤芯半径,求(4)式的数值解,得到 $U = U(\omega)$,进而可以得到

$$\beta_c(\omega) = \sqrt{k^2 n_c^2(\omega) - U^2(\omega) a_{\text{eff}}^2}, \quad (5)$$

其中,光纤包层有效折射率由(2)式确定,纤芯石英材料的折射率 $n_c(\omega)$ 可由Sellmeier公式^[18]计算.由于方程(4)是包含Bessel函数的超越方程,一般只能得到 β_c 随波长(或频率)变化的数值解,本文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 $\beta_c = \beta_c(\omega)$.

根据导波光学原理^[17-19],光纤的群速度色散(GVD)系数 D (其单位 $\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$)为

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{\omega^2}{2\pi c} \frac{d^2 \beta_c}{d\omega^2}. \quad (6)$$

在这里没有像传统阶跃折射率光纤的色散特性计算^[18]那样,把色散分为三部分来分别考虑,(6)式已经把材料色散、波导色散和剖面色散全部包含在里面,所以根据(6)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.进一步可以得到光纤色散斜率 D_{slope} 随波长的变化关系

$$D_{\text{slope}} = \frac{dD}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda^2} \frac{dD}{d\omega}. \quad (7)$$

波导归一化频率 V 随波长变化的关系为

$$V = k \sqrt{(n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)} a_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{(n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)} a_{\text{eff}}. \quad (8)$$

由 V 的值可以初步判定光纤的单模传播范围,即如果 $V \leq 2.405$,则认为在光纤中只能传导基模^[17-19].

不管是利用标量有效折射率方法还是矢量有效折射率方法,模拟光子晶体光纤色散时的一个很关

键的参数是等效纤芯半径 a_{eff} 的确定,关于等效纤芯半径存在几种不同的确定方法:Knight 等人曾取 $a_{\text{eff}} = A^{[11,12]}$ 或 $a_{\text{eff}} = A - r^{[20]}$ (其中 A 为包层空气穴节距, r 为空气穴半径),Ferrando 等人曾取 $a_{\text{eff}} = A/2^{[21]}$,Brechet 等人^[22]利用有限元方法对光子晶体光纤进行模拟,并通过计算得到有效纤芯半径大约为 $a_{\text{eff}} = 0.64A$,Koshiba 基于有限元方法^[23]对光子晶体的模场分布进行了计算得出在 $d/A \leq 0.43$ 的情况下,光纤的有效纤芯半径大约在 $0.62A-0.63A$ 之间,Birks 等人^[24]通过光子晶体光纤与阶跃折射率光纤进行类比并考虑到二者的单模传播条件的一致性时认为光纤的有效纤芯半径应取 $a_{\text{eff}} = 0.625A$,综合以上情况,我们认为取 $a_{\text{eff}} = 0.625A$ 是比较合理的,本文中的数值模拟就是这样做的。

由于光纤的色散系数 D 随波长变化,为了适应宽带色散补偿的需要,必须考虑对色散系数 D 和色散斜率 D_{slope} 同时进行补偿,因此宽带色散补偿条件为^[9] $D_1 L_1 + D_2 L_2 = 0, D_{\text{slope}_1} L_1 + D_{\text{slope}_2} L_2 = 0$,其中 L_1, D_1 和 D_{slope_1} 为被补偿光纤的长度、色散系数和色散斜率, L_2, D_2 和 D_{slope_2} 为色散补偿光纤的相应参数.由此可知色散补偿光纤的长度应满足 $L_2 = -\frac{D_1 L_1}{D_2}$,可见要达到宽带色散补偿的目的, D_1 与 D_2 以及 D_{slope_1} 与 D_{slope_2} 的符号应该相反,并且 $|D_2|$ 越大所需要的色散补偿光纤越短,色散补偿效率越高.同时考虑色散系数和色散斜率的因素,有

$$\frac{D_1}{D_{\text{slope}_1}} = \frac{D_2}{D_{\text{slope}_2}}. \quad (9)$$

为此人们定义了一个新的参数 $\kappa^{[1]}$,即 $\kappa = D/D_{\text{slope}}$ (其单位为 nm),它表示器件对光纤色散和色散斜率同时补偿的能力.如果要达到理想的宽带色散补偿,一般要求色散补偿光纤的 κ 值与被补偿光纤接近或相等.

不同类型的传输光纤其色散特性不同^[19],要对它们进行合理的色散补偿就需要设计相应的色散补偿光纤,光子晶体光纤的高度色散可调特性为色散补偿光纤的设计提供了新的机遇^[25],下面通过数值模拟讨论光子晶体光纤的色散补偿特性.

3. 数值模拟与结果分析

对于由单一材料(石英)制成的中心去掉一个空

气穴而形成纤芯的具有六角形空气穴排列的光子晶体光纤,其主要参数为包层空气穴节距 A 和包层空气穴半径 r ,只要这两个参数确定了,其等效纤芯半径 a_{eff} 和包层空气填充率 f 就可以惟一地确定.下面通过三种不同的方式通过调节包层空气穴节距 A 和包层空气穴半径 r 的大小来考察影响光子晶体光纤色散补偿特性的主要因素.

图 1 给出了包层空气穴节距 A 确定,空气穴半径 r 和空气填充率 f 变化时的光子晶体光纤色散系数 D (图 1(a)) 和色散斜率 D_{slope} (图 1(b)) 随波长 λ 的变化关系.从图 1(a) 可以看出:在包层孔穴节距保持 $A = 1.0\mu\text{m}$ 的情况下,对应于空气穴半径 r 分别为 $0.2, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40$ 和 $0.45\mu\text{m}$ 的光纤结构,在光通信低损耗窗口的中心波长 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 处光纤的色散系数分别为 $-215.59, -287.48, -304.37, -281.29, -223.08$ 和 $-128.39 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.可见随着包层空气填充率 f 的增大(通过增大包层空气穴半径来实现),色散系数 D 先减小又增大,其中 $A = 1.0\mu\text{m}, r = 0.30\mu\text{m}$ 的光纤色散系数最小为 $-304.37 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$,如果作为色散补偿光纤其色散补偿效率最高;而 $r = 0.25\mu\text{m}$ 与 $r = 0.35\mu\text{m}$ 的光纤、 $r = 0.20\mu\text{m}$ 与 $r = 0.40\mu\text{m}$ 的光纤的色散系数比较接近,但从图 1(b) 可以看出随着包层空气填充率 f 的增大在波长 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 处色散斜率 D_{slope} 逐渐减小,依次为 $0.0615, -0.2090, -0.4557, -0.6522, -0.8241$ 和 $-0.9653 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$.其中 $r = 0.20\mu\text{m}$ 的光纤的色散斜率为正值并且其色散系数的绝对值也比较小,这一点不利于对普通单模光纤(G.652)或非零色散位移光纤进行宽带色散补偿.

图 2 给出了包层空气填充率均为 $f = 32.7\%$ (具有相同的 r/A 值),包层空气穴节距 A 和相应的空气穴半径 r 变化的光子晶体光纤的色散值 D (图 2(a)) 和色散斜率 D_{slope} (图 2(b)) 随波长 λ 变化的模拟结果.从图 2(a) 可以看出:在保持包层空气填充率不变的情况下,随着包层孔穴节距和空气穴尺度的减小,在 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 处色散值 D 逐渐减小,依次为 $-208.69, -304.38, -414.74, -522.15, -582.59 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$,可见保持包层空气填充率不变时减小包层孔穴节距 A (同时减小了空气穴尺度和纤芯半径)光子晶体光纤的色散系数的绝对值 $|D|$ 增大,这有利于提高 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 处光纤的色散补偿效率;但是,从图 2(b) 的结果可知,光纤在 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 处色

散斜率 D_{slope} 依次分别为 -0.4544 , -0.4557 , -0.3639 , -0.1255 和 $0.3346 \text{ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$, 可见保持包层空气填充率 $f = 32.7\%$ 不变而减小包层节距使得 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处色散斜率逐渐增大, 并且由负变正, 而具有正色散斜率的色散补偿光纤对于 G652 或 G655 光纤在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 附近的一个较宽的波长范围的色散补偿是极为不利的(因为传统 G652 光纤在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 附近具有正色散斜率), 可见要达到色散和色散斜率的同时补偿需要对光纤的结构进行优化设计. 从图中亦可看出随着包层孔穴节距 A 的减小, PCF 的色散极小值对应波长向短波方向移动.

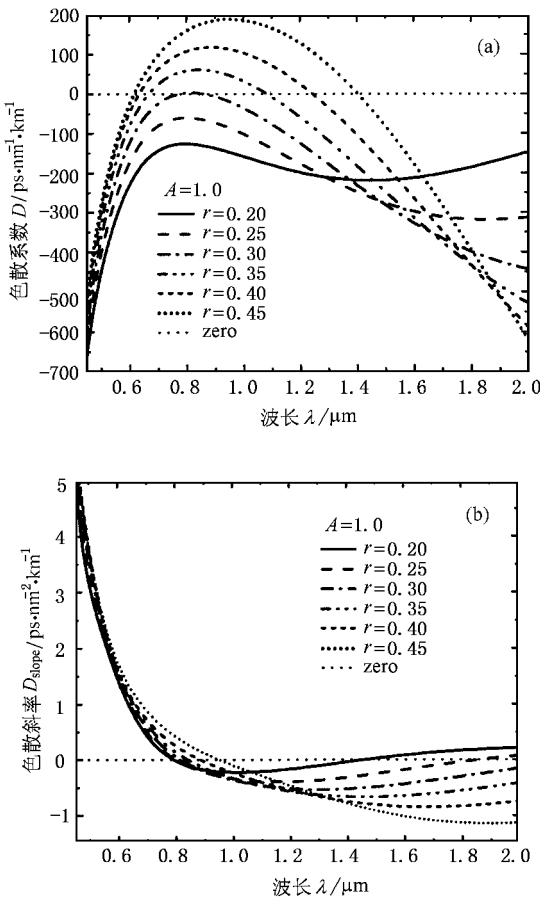


图1 图中曲线分别表示包层空气穴节距 $A = 1.0 \mu\text{m}$, 空气穴半径分别为 $r = 0.2, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40$ 和 $0.45 \mu\text{m}$ 对应包层空气填充率分别为 $f = 14.5\%, 22.7\%, 32.7\%, 44.4\%, 58.0\%$ 和 73.5% 的光子晶体光纤色散特性的数值模拟结果 (a) 色散值 D 随波长 λ 的变化关系 (b) 色散斜率 D_{slope} 随波长 λ 的变化关系

图3 给出了包层空气穴半径保持 $r = 0.30 \mu\text{m}$ 不变, 包层空气穴节距 A 分别为 $1.1, 1.0, 0.9, 0.8, 0.7 \mu\text{m}$, 相应包层空气填充率 f 分别为 27.0% ,

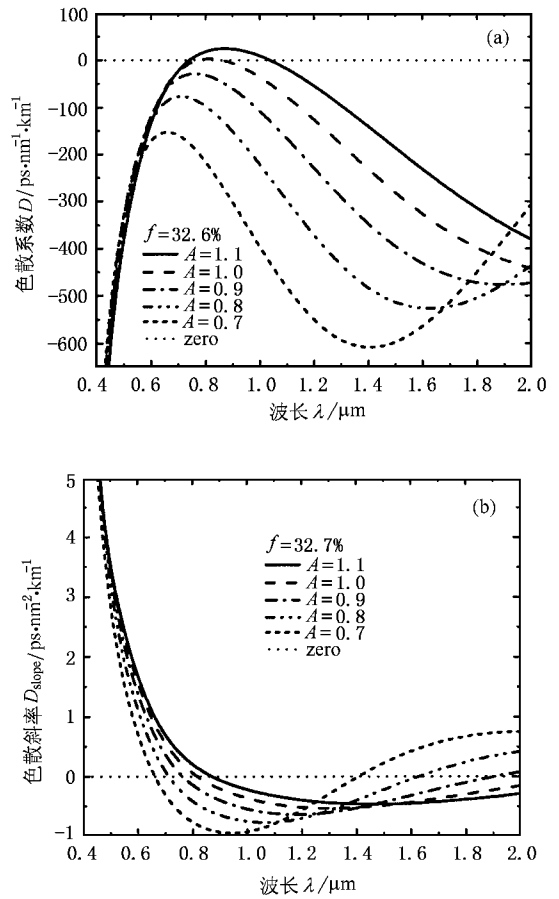


图2 图中曲线分别表示包层空气填充率 $f = 32.7\%$, 包层空气穴节距 A 分别为 $1.1, 1.0, 0.9, 0.8$ 和 $0.7 \mu\text{m}$, 相应空气穴半径 r 分别为 $0.33, 0.30, 0.27, 0.24$ 和 $0.21 \mu\text{m}$ 的光子晶体光纤色散特性的模拟结果 (a) 色散值 D 随波长 λ 的变化关系 (b) 色散斜率 D_{slope} 随波长 λ 的变化关系.

32.7% , 40.3% , 51.0% 和 66.6% 的光子晶体光纤色散值 D (图 3(a)) 和色散斜率 D_{slope} (图 3(b)) 以及波导归一化频率 V (图 3(c)) 随波长 λ 变化的模拟结果. 从图中可以看出: 在保持包层空气穴大小不变的情况下, 随着包层孔穴节距 A 的减小(相应地 PCF 包层空气填充率 f 增大), 在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处色散值 D 依次为 $-220.68, -304.38, -431.80, -642.08$ 和 $-1031.00 \text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 在该波长处色散斜率 D_{slope} 均为负值, 依次为 $-0.3695, -0.4557, -0.5769, -0.7671, -0.9903 \text{ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$, 可见在包层空气穴半径为 $r = 0.30 \mu\text{m}$ 时, 随着包层孔穴节距 A 的减小(相应地空气填充率 f 增大) PCF 色散系数 D 和色散斜率 D_{slope} 的绝对值同时增大, 从图 3(c) 可以看出这一系列的光纤在光通信的整个波分复用波长范围($1.26 \mu\text{m} - 1.675 \mu\text{m}$)内保持了单模传播, 可见这

种变化趋向情况有利于同时实现色散和色散斜率的高效率补偿,对实现宽带色散补偿的目的具有重要

意义.但是,随着光纤有效纤芯半径的减小色散补偿光纤的模场面积减小,会导致纤芯功率密度增大,从而产生较大的非线性效应^[26].

为了进一步考察光子晶体光纤的多参数色散补偿特性,我们对图 1 和图 3 中所研究的光纤在 1.55 μm 处的色散补偿参数—— κ 值随光纤结构的变化规律进行了计算,其结果如图 4 所示.图 4(a) 表示包层空气穴节距 $A = 1.0\mu\text{m}$ 时 κ 值随包层空气穴半径 r 的变化,图 4(b) 表示包层空气穴半径为 $r = 0.30\mu\text{m}$ 时 κ 值随包层空气穴节距 A 的变化关系.从图 4 可见,我们可以通过改变光子晶体光纤的结构在很大的范围内调节光子晶体光纤的 κ 值.总之,可以针对不同色散特性的被补偿光纤设计具有 D 和 D_{slope} 以及 κ 值的多参数优化组合的色散补偿光子晶体光纤.

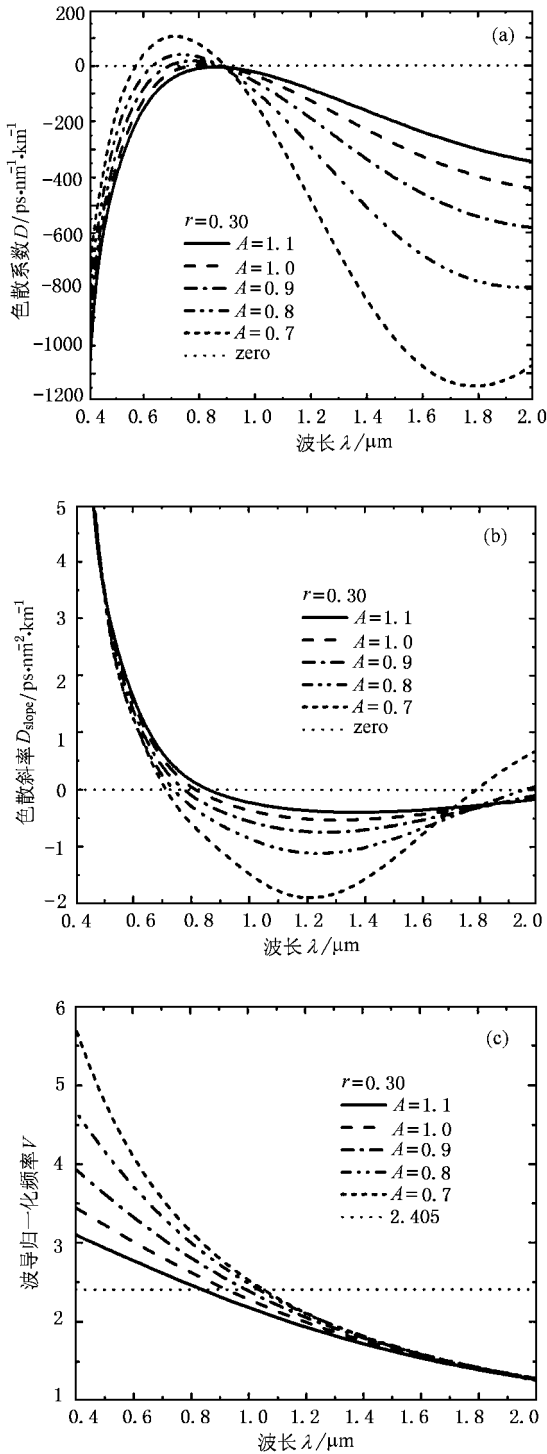


图 3 图中曲线分别表示包层空气穴半径均为 $r = 0.30\mu\text{m}$,包层空气穴节距 A 分别为 1.1, 1.0, 0.9, 0.8 和 $0.7\mu\text{m}$,相应包层空气填充率 $f = 27.0\%$, 32.7%, 40.3%, 51.0% 和 66.6% 的光子晶体光纤色散的模拟结果.(a)色散值 D 随波长 λ 的变化关系 (b)色散斜率 D_{slope} 随波长 λ 的变化关系 (c)波导归一化频率 V 随波长 λ 的变化关系

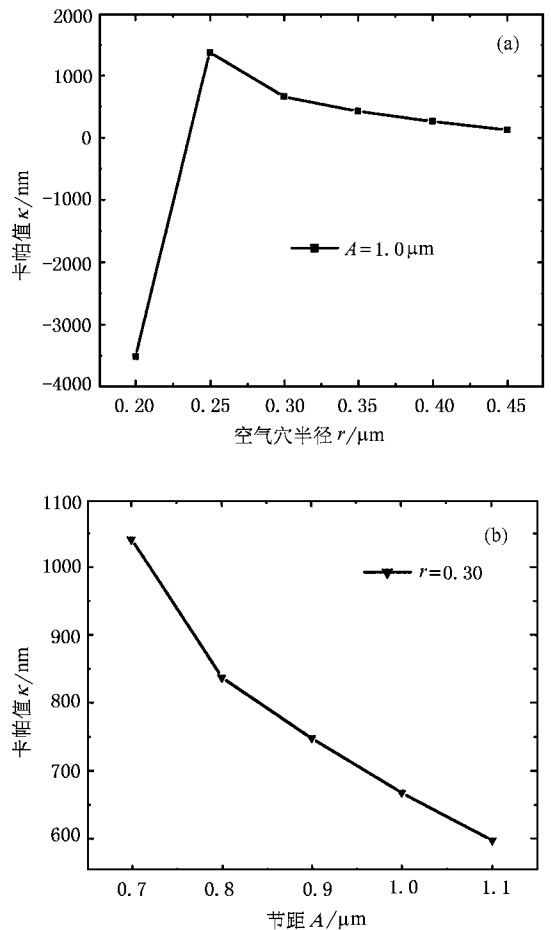


图 4 色散补偿参数 κ 随光纤结构变化的规律 (a)包层空气穴节距 $A = 1.0\mu\text{m}$ 时 κ 值随包层空气穴半径 r 的变化 (b)包层空气穴半径为 $r = 0.30\mu\text{m}$ 时 κ 值随包层空气穴节距 A 的变化关系

当然,本文仅研究了由单一材料(石英)制成的中心去掉一个空气穴而形成纤芯的包层具有六角形空气穴排列的光子晶体光纤,我们还可以设计其他不同的结构,比如具有正方形排列的空气穴结构^[27]或者空气穴大小沿光纤截面半径方向渐变的结构^[28,29],通过不同结构的设计在改变光子晶体光纤的色散特性方面仍然具有很大的潜力,当然也可以设计偏振模色散补偿^[30-32]光子晶体光纤,相应地也需要进一步改进理论和实验研究的方法。众所周知,在对光纤的传播模式和色散特性^[33,34]进行数值模拟时材料色散是必须考虑的因素^[17-19],Birks 等人所采用的标量有效折射率方法^[12]没有考虑石英的材料色散,Ferrando 等人的双正交矢量法^[21,35]也没有考虑石英的材料色散,而本文的矢量有效折射率方法可以利用 Sellmeier 公式很自然地把石英的材料色散 $n_2 = n_2(\omega)$ 考虑进去,并且由于许多计算可由解析表达式给出,所以具有快速计算的特点,可以在光纤拉制和测试过程中实时地对光纤的色散特性进行数值模拟,这也是本文所用矢量有效折射率方法的一个优点。

4. 结 论

本文利用矢量有效折射率方法对光子晶体光纤的色散补偿特性进行了数值模拟,研究发现通过调节光纤包层空气穴节距 A 、包层空气穴半径 r 或包层的空气填充率 f 可以灵活地设计具有不同色散系数 D 、不同色散斜率 D_{slope} 以及不同 κ 值的光子晶体光纤,可以针对具有不同色散特性的被补偿光纤(如 G652 或 G655)设计具有 D 、 D_{slope} 和 κ 值等几个参数优化组合的色散补偿光子晶体光纤,从而达到对普通单模光纤(G652)或非零色散位移光纤(G655)在 $1.55\mu\text{m}$ 低损耗窗口进行高效率宽带色散补偿的目的。可见利用光子晶体光纤进行色散补偿具有很大的发展潜力。本文所用的矢量有效折射率方法在数值模拟过程中很自然地利用 Sellmeier 公式考虑了石英的材料色散,能够比较精确而快速地模拟光子晶体光纤的导波模式和色散特性。本文的数值结果可为色散补偿光子晶体光纤的设计和制造提供一定的依据。

- [1] Yuan R 2002 *Optical Comm. Tech.* **26** 4(in Chinese) [原荣 2002 光通信技术 **26** 4]
- [2] Shao Z H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 73(in Chinese) [邵钟浩 2001 物理学报 **50** 73]
- [3] Zhao W Y *et al* 2002 *Telecommunications Science* **6** 15(in Chinese) [赵文玉等 2002 电信科学 **6** 15]
- [4] Anders Bjarklev *et al.* 1994 *Opt. Lett.* **19** 457
- [5] Akasaka Y *et al* 1996 *OFC '96 Washington, D. C., American*. 201
- [6] Semenov V A *et al* 1995 *Appl. Opt.* **34** 5331
- [7] Gong Y D *et al* 1998 *Acta Optica Sinica* **18** 330(in Chinese) [龚岩栋等 1998 光学学报 **18** 330]
- [8] Goel A and Shevgonkar R K 1996 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8** 1668
- [9] Gruner-Nielsen L *et al* 2000 *Opt. Fiber Technol.* **6** 164
- [10] Gong Y D *et al* 1998 *Chin. J. Lasers* **25** 609(in Chinese) [龚岩栋等 1998 中国激光 **25** 609]
- [11] Knight J C *et al* 1996 **21** 1547
- [12] Birks T A *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [13] Fedotov A B, Yakovlev V V and Zheltikov A M 2002 *Laser Phys.* **12** 268
- [14] Hou L T *et al* 2003 *Chinese Photoelectricity* **1** 36(in Chinese) [侯蓝田等 2003 中国光电 **1** 36]
- [15] Li S G, Liu X D and 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]
- [16] Li S G, Liu X D and Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 258(in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 258]
- [17] Snyder A W, Love J D 1983 *Optical Waveguide Theory*(New York: Chapman and Hall)
- [18] Wu C Q 2000 *Optical Waveguide Theory*(Beijing: QinHua University Press) [in Chinese] [吴重庆 2000 光波导理论(北京:清华大学出版社)]
- [19] Liao Y B 2000 *Fibers Optics*(Beijing: QinHua University Press) [in Chinese] [廖延彪 2000 光纤光学(北京:清华大学出版社)]
- [20] Knight J C *et al* 2000 *IEEE Photonics Technology Letters* **12** 807
- [21] Ferrando A *et al* 2000 *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 1333
- [22] Brechet F *et al* 2000 *Opt. Fiber Technol.* **6** 181
- [23] Koshiha M 2002 *IEICE Trans. Electron.* **E 85**(4) 881
- [24] Birks T A *et al* 1999 *Proc. Opt. Fiber Conf., San Diego, California*, **FG4** 114
- [25] Birks T A *et al* 1999 *IEEE Photonics technology Letters* **11** 674
- [26] Li S G *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478(in Chinese) [李曙光等 2004 物理学报 **53** 478]
- [27] Mogilevtsev D, Birks T A and Russell P St J 1999 *J. Lightwave Technology* **17** 2078
- [28] Saitoh K, Koshiha M, Hasegawa T and Sasaoka E 2003 *Optics Express* **11** 843
- [29] Arriaga J, Knight J C and Russell P St J 2003 *Physica E* **17** 440

- [30] Zheng Y , Yu L , Yang B J and Zhang X G 2002 *Acta Phys . Sin .* **51** 2745 [in Chinese] 郑 远、于 丽、杨伯君、张晓光 2002 物理学报 **51** 2745]
- [31] Wu C Q , Fu S N , Dong H and Liu H T 2002 *Acta Phys . Sin .* **51** 2542 [in Chinese] 吴重庆、付松年、董 晖、刘海涛 2002 物理学报 **51** 2542]
- [32] Wang M G , Li T J and Jian S S 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 2818 [in Chinese] 王目光、李唐军、简水生 2003 物理学报 **52** 2818]
- [33] Li H , Huang X D and Wang D N 2003 *Chin . Phys .* **12** 415
- [34] Pei L *et al* 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 4281 [in Chinese] 裴 丽 等 2003 物理学报 **52** 4281]
- [35] Ferrando A *et al* 1999 *Opt . Lett .* **24** 276

Numerical study on dispersion compensating property in photonic crystal fibers ^{*}

Li Shu-Guang^{1)†} Liu Xiao-Dong²⁾ Hou Lan-Tian¹⁾

¹⁾ *Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors , Yanshan University , Qinhuangdao 066004 , China)*

²⁾ *Department of Electromechanical and Information Engineering , Dalian Nationalities University , Dalian 116600 , China)*

(Received 1 August 2003 ; revised manuscript received 24 September 2003)

Abstract

The dispersion compensating property in photonic crystal fibers (PCFs) is simulated with a vectorial effective-index approach in this paper . It is found that the dispersion , dispersion slope , and Kappa parameter of PCFs can be designed neatly by changing the air hole size and the pitch in PCFs cladding . We can obtain PCFs with large absolute value of normal dispersion and negative dispersion slope at the wavelength of $1.55\mu\text{m}$. Conventional communication nonshifted single-mode fibers (G652) and nonzero-dispersion shifted fibers (NZ-DSF , G655) can be compensated efficiently at wavelengths around $1.55\mu\text{m}$ low-loss optical communication window . It is demonstrated that there are huge potentials in designing dispersion compensating PCFs .

Keywords : photonic crystal fibers , chromatic dispersion , dispersion slope , dispersion compensation

PACC : 4281 , 4281D , 8120J

^{*} Project supported by the National High Technology Development Program of China (Grant No. 2003AA311011) , and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2003CB314905) .

[†] E-mail : lissggg@163.com ; Tel 0335-8074705 (O) , 8061431 (H)