第 53 卷 第 6 期 2004 年 6 月
1000-3290/2004/53(06)/1873-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.53,No.6,June,2004

一种晶体光纤基模色散特性的矢量法分析*

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,秦皇岛 066004)

[2)](大连民族学院机电信息工程系,大连 116600)

(2003 年 6 月 10 日收到;2003 年 7 月 24 日收到修改稿)

利用矢量有效折射率方法(矢量法)对光子晶体光纤基模的色散特性进行了数值模拟,并与双正交归一基矢量法以及标量有效折射率方法(标量法)的模拟结果进行了对比.发现所用矢量法的结果与双正交归一基矢量法的结果符合很好,而标量法在低空气填充率 f 或较高归一化波数 A/λ 时是一种较好的近似,在空气填充率 f 较高或归一化波数 A/λ 较低时,要得到精确的结果必须利用矢量法对光子晶体光纤的特性进行模拟.讨论了光子晶体光纤包层有效折射率与光纤结构的关系.

关键词:光子晶体光纤,矢量法,有效折射率,色散

PACC:4281,4281D,8120J

1. 引 言

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[1—10],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以及超强的非线性效应等,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.最近报道的利用光子晶体光纤产生超连续谱的现象[6—10]就是强光脉冲通过这种微结构时产生的一种非线性光学现象,一系列其他非线性光学现象如脉冲压缩、光孤子的形成和受激拉曼散射的增强,以及超连续谱的产生,都与光纤的导波模式特性[11—14],特别是色散特性有关[15—19].因此,能够精确而简洁地模拟光子晶体光纤的导波和色散特性就显得越来越重要.

文献[5]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.本文利用矢量有效折射率方法(矢量法)对光子晶体光纤基模的色散特性(即包层有效折射率随光波长的变化)进行模拟,模拟结果与双正交归一基矢量法(类似于平面波展开方法)所得结果[20]符合很好.通过与标量有效折射率方法(标量法)的结果[5]进行对比,发现本文的矢量法比标量法更优越,标量法在较高归一化波数 A/λ 或较低空气填充率时是一种较好的近似,而在高空气填充率时必须考虑电磁波的矢量特性,从而利用矢量法对光子晶体光纤的特性进行模拟.本文进一步讨论了光子晶体光纤的包层有效折射率与光纤结构的关系,可为光子晶体光纤的设计提供一定的理论依据.

2. 矢量法模拟包层基模色散特性的理论推导

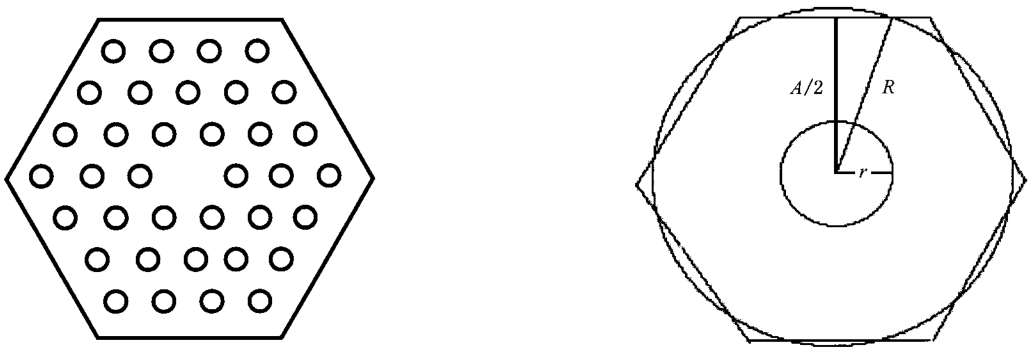
与文献[5]曾经使用的标量法类似,首先,把光纤的包层区域看作是没有中心缺陷且具有无限周期性排列的六角形二维光子晶体结构,为了进一步简化计算,再用面积相等的圆形单元胞代替六角形单元胞[2],光纤截面及等效单元胞如图 1 所示,对于这种具有对称边界条件的圆形单元胞根据电磁波传播的矢量理论[21—23]进行计算.单元胞中的圆形空气柱半径为 r,单元胞的外半径 R 根据等效面积原理[2]由公式 $R = A[3^{1/2}/(2\pi)]^{1/2} = 0.525A$ 确定,其中 A 为包层孔穴间距,在极坐标系下单元胞中的电磁场可以表示为

$$\boldsymbol{E}_j = \boldsymbol{E}_j(\rho,\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta z}, \quad (1)$$

$$\boldsymbol{H}_j = \boldsymbol{H}_j(\rho,\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta z}, \quad (2)$$

* 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.

† 通信联系人. E-mail:lissgg@163.com;电话:0335-8074705(O),8061431(H).



(a) (b)

图 1 (a)光子晶体光纤截面设计图和(b)光纤包层六角形单元胞与等效圆形单元胞图

其中 $j=1,2$，$j=1$ 表示空气穴内($0\leqslant\rho\leqslant r$)的场，$j=2$ 表示石英介质中($r\leqslant\rho\leqslant R$)的场，$n_1$ 和 n_2 分别为空气和石英介质的折射率. 模式场又可以进一步分解为纵向分量与横向分量的和，即

$$\boldsymbol{E}_j(\rho,\theta)=\boldsymbol{E}_{zj}(\rho,\theta)+\boldsymbol{E}_{tj}(\rho,\theta), \tag{3}$$

$$\boldsymbol{H}_j(\rho,\theta)=\boldsymbol{H}_{zj}(\rho,\theta)+\boldsymbol{H}_{tj}(\rho,\theta). \tag{4}$$

横向分量可以用纵向分量表示为

$$\boldsymbol{E}_{tj}=\frac{1}{\beta^2-\omega^2\mu\varepsilon_j}\times[-\mathrm{i}\beta\nabla_t E_{zj}+\mathrm{i}\omega\mu\nabla_t H_{zj}\times\hat{z}], \tag{5}$$

$$\boldsymbol{H}_{tj}=\frac{1}{\beta^2-\omega^2\mu\varepsilon_j}\times[-\mathrm{i}\beta\nabla_t H_{zj}-\mathrm{i}\omega\mu\nabla_t E_{zj}\times\hat{z}], \tag{6}$$

其中

$$\nabla_t=\hat{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}+\hat{\theta}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\theta},$$

E_{zj}和 H_{zj} 为二维 Helmholtz 方程的两个独立解，即 E_{zj} 和 H_{zj} 满足如下 Bessel 方程[21,22]：

$$\frac{\mathrm{d}^2E_{zj}}{\mathrm{d}\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}E_{zj}}{\mathrm{d}\rho}+\left[k^2n_j^2-\beta^2-\frac{m^2}{\rho^2}\right]E_{zj}=0, \tag{7}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2H_{zj}}{\mathrm{d}\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}H_{zj}}{\mathrm{d}\rho}+\left[k^2n_j^2-\beta^2-\frac{m^2}{\rho^2}\right]H_{zj}=0. \tag{8}$$

在两种理想无损耗介质界面上，界面无自由面电流和自由面电荷，所以在石英空气界面 $\rho=r$ 处电场和磁场的切线分量连续，有

$$\begin{aligned}E_{z1}(r,\theta)&=E_{z2}(r,\theta),\\H_{z1}(r,\theta)&=H_{z2}(r,\theta),\\E_{\theta1}(r,\theta)&=E_{\theta2}(r,\theta),\\H_{\theta1}(r,\theta)&=H_{\theta2}(r,\theta).\end{aligned} \tag{9}$$

在单元胞边界 $\rho=R$ 处应用理想电导和磁导条件

$$E_{z2}(R,\theta)\equiv0, \tag{10}$$

$$H_{z2}(R,\theta)\equiv0, \tag{11}$$

满足理想磁导和电导边界条件(10)和(11)式的二维 Helmholtz 方程(7)和(8)的解可以表示为

$$E_{z1}(\rho,\theta)=E_{10}\mathrm{I}_m(w\rho)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\theta}, \tag{12}$$

$$H_{z1}(\rho,\theta)=H_{10}\mathrm{I}_m(w\rho)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\theta}, \tag{13}$$

$$E_{z2}(\rho,\theta)=E_{20}P_m(\rho)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\theta}, \tag{14}$$

$$H_{z2}(\rho,\theta)=H_{20}P_m(\rho)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\theta}, \tag{15}$$

E_{10}，E_{20}，H_{10}，H_{20} 分别为电场和磁场的幅度值，一般为待定复常数，$P_m(\rho)$为

$$P_m(\rho)=\mathrm{J}_m(u\rho)\mathrm{Y}_m(uR)-\mathrm{Y}_m(u\rho)\mathrm{J}_m(uR), \tag{16}$$

其中 $m=0,\pm1,\pm2\cdots$，J_m 和 Y_m 分别为第一类和第二类 m 阶 Bessel 函数，I_m 为第一类变形 Bessel 函数，w 和 u 由下式确定：

$$w^2=\omega^2(n_{\mathrm{eff}}^2-n_1^2)/c^2, \tag{17}$$

$$u^2=\omega^2(n_2^2-n_{\mathrm{eff}}^2)/c^2, \tag{18}$$

$\beta=\frac{\omega}{c}n_{\mathrm{eff}}$ 为待定的未知相位常数. 将(12)—(16)式代入(5)和(6)式，再利用 $\rho=r$ 处的连续条件(9)式，得到由 4 个线性齐次方程组成的方程组，该方程组具有 E_{10}，E_{20}，H_{10}，H_{20} 4 个未知的电磁场幅度值，为了得到方程组的非零解，必须令方程组的系数行列式的值等于零，这样就可以得到相应模式的特征方程. 当 $m=0$ 时，得到相应的横电模(TE)和横磁模(TM)的特征方程(其中利用了 Bessel 函数的一系列递推关系)，即

$$\frac{I_1(wr)}{wI_0(wr)} = \frac{1}{u}\frac{J_1(ur)Y_0(uR) - Y_1(ur)J_0(uR)}{J_0(ur)Y_0(uR) - Y_0(ur)J_0(uR)}, \tag{19}$$

$$\frac{n_1^2 I_1(wr)}{wI_0(wr)} = \frac{n_2^2}{u}\frac{J_1(ur)Y_0(uR) - Y_1(ur)J_0(uR)}{J_0(ur)Y_0(uR) - Y_0(ur)J_0(uR)}. \tag{20}$$

当 $m \neq 0$ 时，得到混合模 HE 或 EH 模的特征方程[21,22]（模式名称的确定借鉴传统阶跃折射率光纤的定义，但此处研究的是光纤包层的空间填充模），进一步取 $m = 1$ 时，得到 EH1n 模和 HE1n 模的特征方程，即

$$\frac{I_2(wr)}{I_1(wr)} + \frac{1}{wr} + \frac{wr}{2}\left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)g(u) + wr\left[\frac{1}{4}\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^2 g^2(u) + \frac{f(w,u)}{n_1^2}\right]^{1/2} = 0, \tag{21}$$

$$\frac{I_0(wr)}{I_1(wr)} - \frac{1}{wr} + \frac{wr}{2}\left(1 + \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)g(u) - wr\left[\frac{1}{4}\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^2 g^2(u) + \frac{f(w,u)}{n_1^2}\right]^{1/2} = 0, \tag{22}$$

其中函数 $g(u)$ 和 $f(w,u)$ 为

$$g(u) = \frac{1}{wr}\frac{J_0(ur)Y_1(uR) - Y_0(ur)J_1(uR)}{J_1(ur)Y_1(uR) - Y_1(ur)J_1(uR)} - \frac{1}{u^2 r^2}, \tag{23}$$

$$f(w,u) = \frac{1}{r^4}\left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2}\right)\left(\frac{n_2^2}{u^2} + \frac{n_1^2}{w^2}\right). \tag{24}$$

根据（17）和（18）式，可得

$$w^2 + u^2 = \omega^2(n_2^2 - n_1^2)/c^2. \tag{25}$$

利用（25）式分别与（19）—（22）式相结合，可得 4 个低阶模 TE01，TM01，EH11 和 HE11 的数值解 $u = u(\omega)$，代入（18）式，可得这 4 种包层模式所对应的有效折射率随光波频率（或波长）变化的规律，即

$$n_{\mathrm{eff}}(\omega) = \sqrt{n_2^2 - u^2(\omega)c^2/\omega^2}. \tag{26}$$

为了进一步与标量法的结果对比，可以根据下式计算标量法与矢量法的相对误差：

$$\mathrm{Error} = \frac{(n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{sca}} - n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{vec}})}{n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{vec}}} \times 100\%, \tag{27}$$

其中标量法所得有效折射率 $n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{sca}}$ 可以根据文献[5]所推导的标量近似方法进行计算.

3. 数值模拟与结果分析

首先，对截面如图 1 所示且包层空气穴节距为 $A = 2.3\mu$m，空气穴半径为 $r = 0.6\mu$m 的光子晶体光纤包层的 4 个低阶模 TE01，TM01，EH11 和 HE11 进行数值模拟，其结果如图 2 所示（其中空气穴的折射率取 $n_1 = 1.0$，考虑到石英的材料色散，$n_2 = n_2(\omega)$ 可由 Sellmeier 公式[22] 给出）. 从图 2 可以看出：这 4 种低阶包层模式中 EH11 模对应的有效折射率最大，它对应于包层空间填充模，亦即所谓的基模[24].

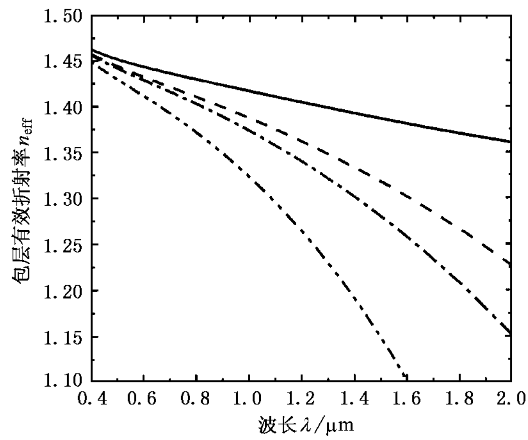


图 2　$A = 2.3\mu$m，$r = 0.6\mu$m 光子晶体光纤包层的 4 种低阶模式的色散曲线，即包层有效折射率 n_{eff} 随波长 λ 的变化关系
——为 EH11，----为 TE01，—·—为 TM01，—‥—为 HE11

以下主要针对基模对应的包层有效折射率随波长的变化展开讨论. 为了验证理论推导及其数值模拟的正确性，针对 $A = 2.3\mu$m，r 分别为 0.3 和 0.6μm 的光子晶体光纤对包层有效折射率随归一化波数 A/λ 变化的关系进行数值模拟（文献[20]把 A/λ 称为归一化频率（normalized frequency），为了与阶跃折射率光纤单模传播条件中的归一化频率 V 的概念[22,23]相区别，本文认为 A/λ 称归一化波数比较合适）. 为了与文献[20]的双正交归一基矢量法的模拟结果进行对比，在数值模拟时也未考虑石英的材料色散（文献[20]就没有考虑材料色散）. 模拟结果如图 3 所示，从中可以看出本文的矢量法与文献[20]中图 1（对应于 $r = 0.3\mu$m）和图 3（对应于 $r = 0.6\mu$m）的包层有效折射率随归一化波数 A/λ 变化的关系符合很好，而文献[20]中的方法被认为是模拟光子晶体光纤的一种精确矢量法，这说明本文的理论推导和计算可靠.

文献[5]曾经用标量近似法对光子晶体光纤包层的有效折射率随波长的变化关系进行了数值模拟，在此对文献[5]的标量法和本文的矢量法所得模拟结果进行比较，并分析得出标量法的适用范围. 众

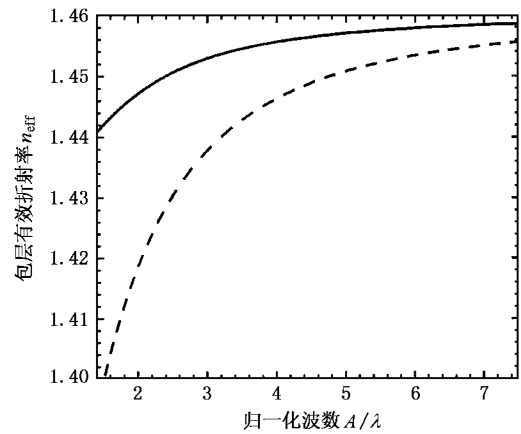


图3 光子晶体光纤包层有效折射率随归一化波数 A/λ 变化的关系 —为 $A = 2.3\mu m$, $\gamma = 0.3\mu m$;--为 $A = 2.3\mu m$, $\gamma = 0.6\mu m$

所周知，在对光纤的传播模式和色散特性进行数值模拟时材料色散是必须考虑的因素[21—23]，Birks 等人所采用的标量法[2] 没有考虑石英的材料色散，Ferrando 等人的双正交归一基矢量法[20,25]也没有考虑石英的材料色散，而本文在利用特征方程(21)结合(25)式求解包层基模有效折射率时就考虑了石英的材料色散，即 $n_2 = n_2(\omega)$ 可由 Sellmeier 公式[22] 给出.进一步在求解电磁场所满足的方程时就可以很自然地把石英的材料色散 $n_2 = n_2(\omega)$ 考虑进去，这也是本文所用矢量法的一个优点.

图4给出光子晶体光纤包层基模有效折射率随波长变化的标量法与矢量法模拟结果对比，其中光纤参数为：图4(a) $A = 2.3\mu m$，$r = 0.1, 0.3, 0.6, 0.8\mu m$；图4(b) $r = 0.6\mu m$，$A = 2.6, 2.3, 2.0, 1.7\mu m$；图4(c) $r/A \equiv 0.6/2.3$(对应于空气填充率 $f = 24.7\%$)，$r = 0.3, 0.6, 0.8\ \mu m$，相应地 $A = 1.15, 2.3, 3.07\mu m$.图中分别用‘sca’和‘vec’表示标量法和矢量法的模拟结果，“silica’表示根据 Sellmeier 公式计算的石英的折射率随波长的变化.图5给出与图4相对应的晶体光纤包层有效折射率模拟的标量法与矢量法的相对误差随波长的变化关系.

从图4(a)可以看出在保持光纤包层空气穴节距 $A = 2.3\mu m$ 不变时，不管是利用标量法还是矢量法随空气穴半径 r 或光波长 λ 的增大，包层有效折射率 n_{eff} 都趋于减小，且随空气穴半径 r 或光波长 λ 的增大，标量法与矢量法所得结果的差距也趋于增大，这一点也可以从图5(a)所示的相对误差看出.从图4(b)可以看出在保持光纤包层空气穴半径 $r = 0.6\mu m$ 不变时，不管利用标量法还是矢量法随包层

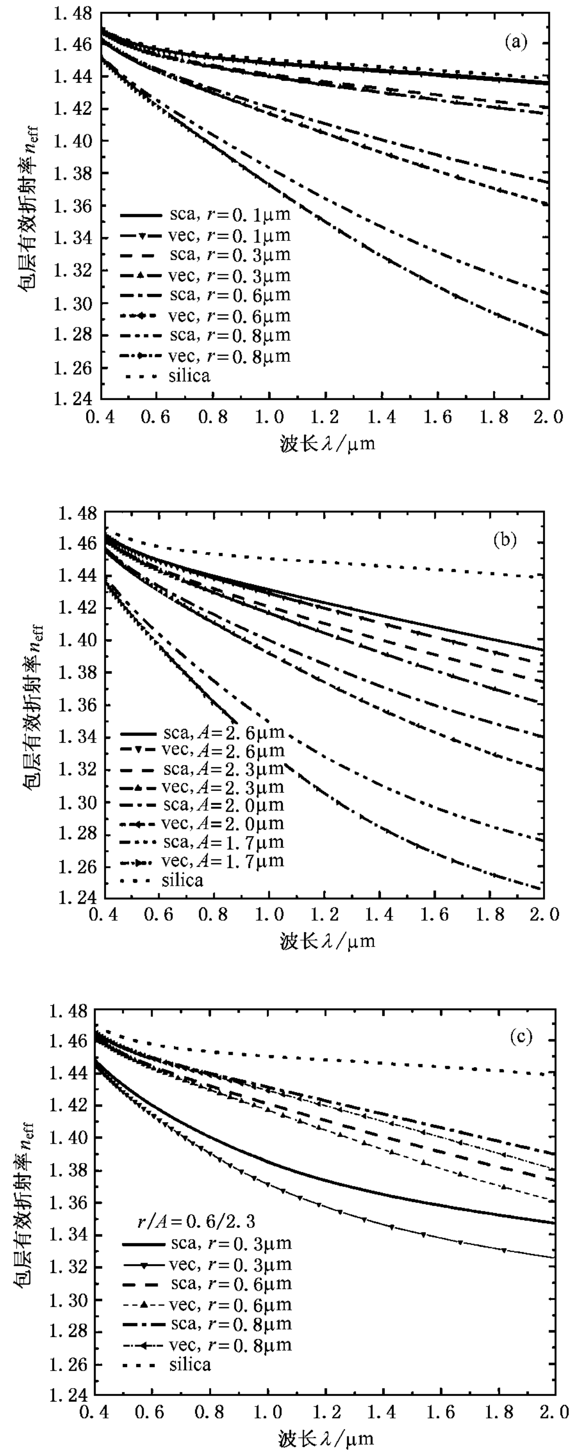


图4 光子晶体光纤包层有效折射率随波长变化的标量法(sca)与矢量法(vec)模拟结果对比 光纤参数为：(a) $A = 2.3\mu m$，$r = 0.1, 0.3, 0.6, 0.8\mu m$；(b) $r = 0.6\mu m$，$A = 2.6, 2.3, 2.0, 1.7\mu m$；(c) $r/A \equiv 0.6/2.3$($f \equiv 24.7\%$)，$r = 0.3, 0.6, 0.8\mu m$，**相应地** $A = 1.15, 2.3, 3.07\mu m$

空气穴节距 A 的减小或光波长 λ 的增大，包层有效折射率 n_{eff} 都趋于减小，且随空气穴节距 A 的减小

或光波长 λ 的增大，标量法与矢量法的差距也趋于增大，这一点也与图 5(b)所示相对误差的变化结果一致．综合图 4(a)，(b)和图 5(a)，(b)的结果，可以得出不管是利用标量法还是矢量法随光子晶体光纤包层空气填充率的增大，光纤有效折射率在减小，标量法与矢量法所得结果的相对误差也增大，这说

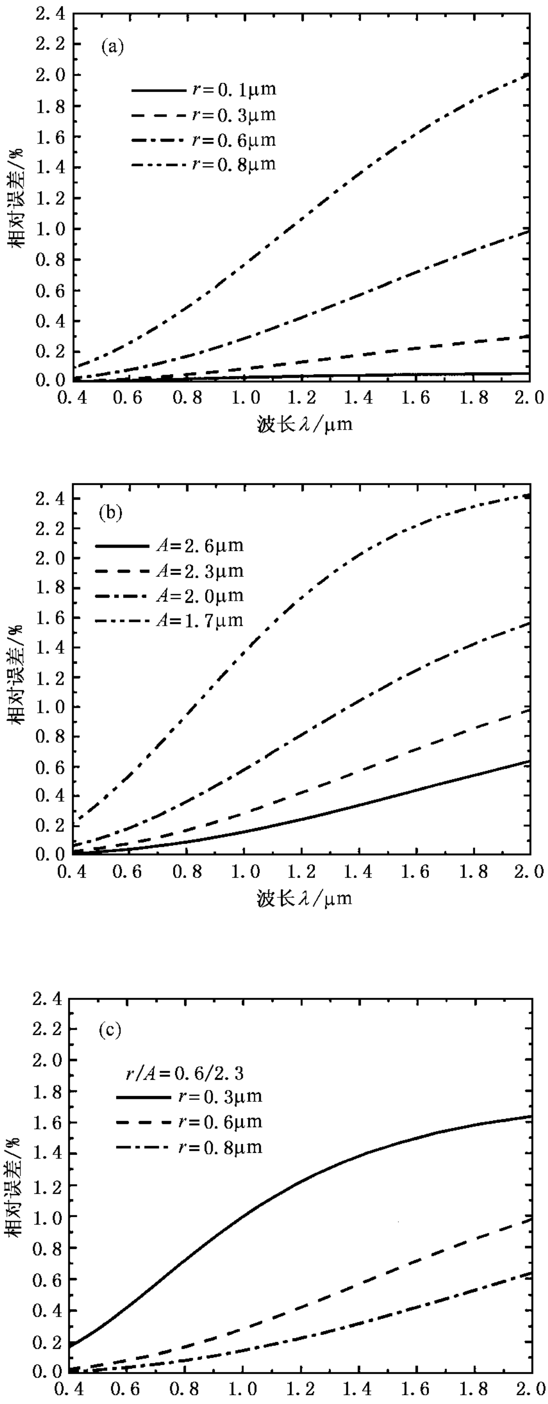


图 5　光子晶体光纤包层有效折射率模拟的标量法与矢量法的相对误差　光纤参数同图 4

明标量法在较短波长或较低空气填充率时是一种较好的近似．从图 4(c)可知在保持光纤包层空气穴半径与节距之比 $r/A\equiv 0.6/2.3$ 不变(也即保持包层空气填充率 $f=24.7\%$ 不变)时，不管是利用标量法还是矢量法随空气穴半径 r 的减小(相应地包层节距 A 也减小)或光波长 λ 的增大，包层有效折射率 n_{eff} 都趋于减小，且随空气穴半径 r 的减小(相应地包层节距 A 也减小)或光波长 λ 的增大，标量法与矢量法的差距也增大，从图 5(c)可以看出此时相对误差随空气穴半径 r 的减小(相应地包层节距 A 也减小)而增大．综合图 4(b)，(c)和图 5(b)，(c)的结果可知：不管是保持空气穴半径 r 不变，还是保持空气填充率 f 不变，只要光纤包层空气穴节距 A 减小，其包层有效折射率就趋于减小，标量法与矢量法的相对误差也趋于增大．众所周知，包层节距 A 的变化意味着光纤包层二维光子晶体结构的周期在变化，衡量这种周期性尺度的大小应当与光的波长相比较，因此可以利用归一化波数 A/λ 的概念表示光纤包层二维周期性尺度的相对大小，即随光纤归一化波数 A/λ 的减小，包层有效折射率趋于减小，标量法与矢量法的相对误差在增大．综合以上分析，可以得出标量法在较低空气填充率 f 或较高归一化波数 A/λ 时是一种较好的近似，而在空气填充率 f 较高或归一化波数 A/λ 较低时，要想得到精确的结果必须利用矢量法对光子晶体光纤的特性进行模拟；光纤包层的有效折射率不仅随包层空气填充率的增大而减小，而且还与光纤包层的二维周期性尺度的相对大小有关，由包层孔穴节距与波长的比值所定义的归一化波数 A/λ 是描述光纤性质的一个重要参数．

4．结　论

本文利用矢量法对光子晶体光纤基模的色散特性进行了数值模拟，通过与双正交归一基矢量法结果的比较，验证了本文理论推导的正确性，同时与曾经使用过的标量法对比，得出了标量法的适应范围，发现标量法在空气填充率 f 较低或归一化波数 A/λ 较高时是一种较好的近似，而在空气填充率 f 较高或归一化波数 A/λ 较低时，要想得到精确的结果必须利用矢量法对光子晶体光纤的特性进行模拟．研究发现通过调节光纤包层空气穴节距 A、包层孔穴半径 r 或包层空气填充率 f 可以在很大的范围内调

节包层有效折射率，本文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，能够较精确地确定不同周期性尺度或不同空气填充率光纤包层的有效折射率随波长的变化，这样就为进一步利用矢量法精确地确定光纤的导波模式或色散特性创造了条件.本文的理论研究可为光子晶体光纤的设计和制造提供一定的依据.

[1] Knight J C *et al* 1996 *Opt*. *Lett*. **21** 1547

[2] Birks T A *et al* 1997 *Opt*. *Lett*. **22** 961

[3] Fedotov A B，Yakovlev V V and Zheltikov A M 2002 *Laser Phys* **12** 268

[4] Hou L T *et al* 2003 *Chin*. *Photoelect*. **1** 36（in Chinese）[侯蓝田等 2003 中国光电 **1** 36]

[5] 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]

[6] Li S G *et al* 2003 *Chin*. *Phys*. *Lett*. **20** 1300

[7] Li S G *et al* 2004 *Acta Phys*. *Sin*. **53** 478（in Chinese）[李曙光 等 2004 物理学报 **53** 478]

[8] Coen S *et al* 2001 *Opt*. *Lett*. **26** 1356

[9] Husakou A V and Herrmann J 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **87** 203901

[10] Herrmann J *et al*. 2002 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **88** 173901

[11] Guo Q and Shi Z W 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1716（in Chinese）[郭　旗、石智伟 2002 物理学报 **51** 1716]

[12] Niu X J *et al* 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 2291（in Chinese）[牛新建等 2002 物理学报 **51** 2291]

[13] Yu S M and Yu T 2001 *Acta Phys*. *Sin*. **50** 2179（in Chinese）[余寿绵、余　恬 2001 物理学报 **50** 2179]

[14] Yu S M and Yu T 2001 *Acta Phys*. *Sin*. **50** 1097（in Chinese）[余寿绵、余　恬 2001 物理学报 **50** 1097]

[15] Shao Z H 2001 *Acta Phys*. *Sin*. **50** 73（in Chinese）[邵钟浩 2001 物理学报 **50** 73]

[16] Zheng Y *et al* 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 2745（in Chinese）[郑　远等 2002 物理学报 **51** 2745]

[17] Wu C Q et al 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 2542（in Chinese）[吴重庆等 2002 物理学报 **51** 2542]

[18] Li H，Huang X D and Wang D N 2003 *Chin*. *Phys*. **12** 415

[19] Pei L *et al* 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 615（in Chinese）[裴　丽等 2003 物理学报 **52** 615]

[20] Ferrando A *et al* 1999 *Opt*. *Lett*. **24** 276

[21] Snyder A W and Love J D 1983 *Optical Waveguide Theory*（New York：Chapman and Hall）

[22] Wu C Q 2000 *Optical Waveguide Theory*（Beijing：Tsinghua University Press）（in Chinese）[吴重庆 2000 光波导理论（北京：清华大学出版社）]

[23] Liao Y B 2000 *Fibers Optics*（Beijing：Tsinghua University Press）（in Chinese）[廖延彪 2000 光纤光学（北京 清华大学出版社）]

[24] Zhu Z M and Thomas G B 2001 *Opt*. *Express*. **8** 547

[25] Ferrando A *et al*. 2000 *Opt*. *Soc*. *Am*. A **17** 1333

Vector analysis of dispersion for the fundamental cladding mode in photonic crystal fibers*

Li Shu-Guang[1)†] Liu Xiao-Dong[2)] Hou Lan-Tian[1)]

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

[2)] (*Department of Electromechanical and Information Engineering*, *Dalian Nationality University*, *Dalian* 116600, *China*)

(Received 10 June 2003; revised manuscript received 24 July 2003)

Abstract

The dispersions of the fundamental cladding mode in photonic crystal fibers (PCFs) are computed with a vectorial effective index approach in this paper. By comparing with the results obtained from biorthonormal-basis method or scalar effective method, it is found that the results of this paper are in accordance with that obtained from the biorthonormal-basis method, and that the scalar effective method is a good approximation at a lower air-filling fraction or higher normalized wave-number A/λ. For high accuracy at larger air-filling fraction or lower normalized wave-number A/λ, it is necessary to consider the vectorial method. The relation between effective index of cladding and microstructure of PCFs is discussed. The computation and analysis in this paper can provide a theoretic reference for designing of PCFs.

Keywords: photonic crystal fibers, vectorial method, effective index, dispersion

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: lisssggg@163.com; Tel: 0335-8074705(O), 8061431(H).