

双芯高双折射光子晶体光纤耦合特性研究*

付 博 李曙光† 姚艳艳 张 磊 张美艳 刘司英

(燕山大学理学院, 亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2009 年 1 月 22 日收到, 2009 年 3 月 17 日收到修改稿)

设计了一种双芯高双折射光子晶体光纤, 采用多极法(multipole method)和光纤的模式耦合理论研究了光纤的双折射、耦合长度以及色散特性. 数值研究发现, 对于空气孔节距 $\Lambda = 1.2 \mu\text{m}$, 空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 的光纤, 在 $1.55 \mu\text{m}$ 处双折射度为 1.24×10^{-2} , 对应 x 偏振模的耦合长度为 $21.6 \mu\text{m}$, 对应 y 偏振模的耦合长度为 $24.3 \mu\text{m}$. 这种具有高保偏度和极短耦合长度的双芯光子晶体光纤对于微型光子器件的研制具有重要意义.

关键词: 光子晶体光纤, 双芯, 双折射, 耦合长度

PACC: 4280M, 4281F

1. 引 言

近年来, 光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)由于其独特的特性受到了人们的广泛关注, 并成为国际学术界研究的热点领域^[1-5]. 由于灵活的结构结构设计使得它具有许多传统光纤不具备的特点^[6-12], 比如高非线性^[1, 2], 高双折射和偏振保持^[4-7], 奇异色散特性^[11-13], 表面增强拉曼效应^[14]等.

双芯光纤是光学系统中常用的耦合器件^[15], 然而传统双芯光纤在制作上比较繁琐, 光子晶体光纤的出现为制造双芯光纤提供了新的途径^[16-18]. 高性能的保偏光纤在高速光通讯系统、光子器件的偏振保持、耦合器、尾纤及光纤陀螺仪偏振保持、光纤环等应用领域有极其广泛的应用前景^[19-21].

本文设计了一种结构简单、易于制作的双芯高双折射光子晶体光纤(dual-core and high birefringence photonic crystal fibers, DHB-PCFs), 利用多极法^[22, 23]精确地模拟了这种光纤的模式特性, 结合光波导的模式耦合理论^[24]研究了 DHB-PCFs 的双折射、耦合长度以及色散特性随结构参数的变化规律. 研究发现, 随着空气填充率的提高, 这种结构的 DHB-PCFs 双折射度增大、耦合长度减小. 极短的耦合长度与高双折射在这种光纤中完美地结合起来. 这对于集成

光学中微型光子器件的研制具有重要意义.

2. 基本理论与方法

多极法是一种基于电磁散射原理模拟光子晶体光纤特性的方法, 利用这种方法模拟光子晶体光纤最早是由 White 和 Kuhlmeiy 等^[22]提出的. 多极法将电场和磁场分量在圆柱坐标系内表示为柱函数(Bessel 函数)的形式, 利用边界条件, 求解亥姆霍兹(Helmholtz)方程. 它适合于分析具有圆形孔的光子晶体光纤, 这种方法利用对称性来简化运算, 具有高度精确、收敛足够快、可以处理各种光纤几何参数变化的特点. 多极法的另一个优势是输出传播常数是输入角频率的函数, 可以很方便考虑到材料色散.

利用多极方法模场可以展开成 Bessel 函数的形式^[22, 23], 在第 l 个空气孔的内部, 其纵向电场可以在极坐标系下展开成

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

在第 l 个空气孔近邻的介质中, 其纵向电场可以表示成

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [b_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^e r_l) + c_m^{(l)} H_m^1(k_{\perp}^e r_l)] \times \exp(im\phi_l) \exp(i\beta z), \quad (2)$$

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

* 国家自然科学基金(批准号: 10874145)、河北省自然科学基金(批准号: F2009000841)和中国博士后科学基金(批准号: 20080440014)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn

气的折射率 $n_i = 1$, n_c 是石英折射率, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 是自由空间的波数, β 是对应模式的传播常数. 磁场分量 H_z 的表达式与此类似. 通过在空气孔的界面上利用电磁场的边界条件, 我们可以得到关于 $a_m^{(1)}$, $b_m^{(1)}$ 和 $c_m^{(1)}$ 的表达式, 进一步通过 $\beta = n_{\text{eff}} k_0$ 求得所求模式的有效折射率 n_{eff} .

相邻光波导的导模之间所进行的功率交换称为光学定向耦合. 根据波导模式耦合理论, 设波导 1 单独存在时的场用 (E_1, H_1) 代表, 波导 2 单独存在时的场用 (E_2, H_2) 代表, 将两个波导相互耦合时的场记为 (E_m, H_m) . 可以把复合光场写成^[24]

$$\begin{aligned} E_m &= A_1(z)E_1 \cdot \exp(i\beta_1 z) + A_2(z)E_2 \cdot \exp(i\beta_2 z), \\ H_m &= A_1(z)H_1 \cdot \exp(i\beta_1 z) + A_2(z)H_2 \cdot \exp(i\beta_2 z). \end{aligned} \quad (3)$$

令

$$a_1(z) = A_1(z) \exp(i\beta_1 z), \quad (4)$$

$$a_2(z) = A_2(z) \exp(i\beta_2 z), \quad (5)$$

应用互易定理, 可以推得耦合方程^[24]

$$\begin{aligned} \frac{da_1(z)}{dz} &= i\beta_1 a_1(z) + iK_{21} a_2(z), \\ \frac{da_2(z)}{dz} &= iK_{12} a_1(z) + i\beta_2 a_2(z), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 K_{21} , K_{12} 为耦合系数. (6) 式即为两正规光波导相互平行靠近时的模式耦合方程.

对于我们所设计的双芯 PCF, 两个纤芯结构和介质分布完全一样, 因此有 $K_{12} = K_{21} = K$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta$. $|a_1(z)|^2$ 和 $|a_2(z)|^2$ 分别代表两个纤芯中所传输导模的功率, 因此当两个纤芯发生耦合而进行能量交换时, 如果没有损耗 (在光纤长度较短时可以看作是无损耗的), 则总功率应保持不变. 设在 $z=0$ 处 $a_1(z) = a_1(0)$, $a_2(z) = a_2(0)$, 则由耦合方程式 (6) 可解得

$$\begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \end{bmatrix} = e^{i\beta z} \begin{pmatrix} \cos Kz & i\sin Kz \\ i\sin Kz & \cos Kz \end{pmatrix} \begin{bmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

若令 $a_2(0) = 0$, $a_1(0) \neq 0$ 则可以进一步得到

$$a_1(z) = \cos(kz) \exp(i\beta z) a_1(0), \quad (8)$$

$$a_2(z) = i \cdot \sin(kz) \exp(i\beta z) a_1(0), \quad (9)$$

$$|a_1(z)|^2 = \cos^2(Kz) |a_1(0)|^2, \quad (10)$$

$$|a_2(z)|^2 = \sin^2(Kz) |a_1(0)|^2.$$

上式表明, 沿着 z 方向, 传输功率在两个纤芯之间周期性地变化, 当 $Kz = \pi/2$ 时, $|a_1(z)|^2 = 0$, 而

$|a_2(z)|^2 = |a_1(0)|^2$, 即在 $z = \pi/(2K)$ 处, 纤芯 1 中的功率已全部耦合到纤芯 2 中. 耦合长度 L 定义为入射光功率从一个纤芯全部转移到另一个纤芯所需的光纤长度^[25]

$$L = \pi/(2K), \quad (11)$$

L 可以通过耦合系数 K 求得, 但直接按耦合系数的定义式来求解是很困难的. 如果把双芯光纤看作成一个波导系统, 再对这个系统的模式场进行研究, 可以避免求解耦合系数 K 来获得耦合长度. 将 (4), (5)(8)(9) 式代入 (3) 式, 得到

$$\begin{aligned} E_m(x, y, z) &= \frac{1}{2} [E_1(x, y) + E_2(x, y)] \\ &\times \exp[i(\beta + k)z] + \frac{1}{2} [E_1(x, y) \\ &- E_2(x, y)] \exp[i(\beta - k)z]. \end{aligned} \quad (12)$$

将上式改写为

$$\begin{aligned} E_m(x, y, z) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ E_s(x, y) \exp[i(\beta + k)z] \\ &+ E_a(x, y) \exp[i(\beta - k)z] \} \end{aligned} \quad (13)$$

式中

$$E_s(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_1(x, y) + E_2(x, y)], \quad (14)$$

$$E_a(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_1(x, y) - E_2(x, y)]. \quad (15)$$

上式表明, 双芯耦合光纤有两个本征模: 一个是场分布为 $E_s(x, y)$ 的对称模 (或称为偶模), 其传播常数为 $\beta_s = \beta + k$; 另一个是场分布为 $E_a(x, y)$ 的反对称模 (或称为奇模), 其传播常数为 $\beta_a = \beta - k$. 当传播距离为 z 时, 它们的相位差为

$$\Delta\varphi = (\beta_s - \beta_a)z = 2kz. \quad (16)$$

当 $z=0$ 时 $\Delta\varphi=0$, 对称模与反对称模在波导 1 中相干加强, 而在波导 2 中相干抵消, 故全部功率都集中在波导 1 中. 当 $z=L=\pi/(2k)$ 时 $\Delta\varphi=\pi$, 对称模与反对称模在波导 1 中相干抵消, 而在波导 2 中相干加强, 故全部功率都集中在波导 2 中. 所以, 当 z 由 0 逐渐增加到 L 时, 光功率逐渐由纤芯 1 转移到纤芯 2 中, 可见 L 是功率交换的空间周期.

从上面的讨论可知, 如果直接求解双芯光纤系统的本征值方程, 求得对称模与反对称模的传播常数 $\beta_s = \beta + k$ 和 $\beta_a = \beta - k$, 则两者之差就是耦合系数 k 的两倍, 耦合长度 L 可以由下式得到:

$$L = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_a}. \quad (17)$$

3. 数值结果及分析

本文设计的双芯双折射光子晶体光纤为均匀空气孔三角形排列结构,横轴方向上的两个纤芯分别是去掉三个相邻的空气孔所致,中间由一个气孔隔开而形成双芯,其余的部分由石英组成.由于气孔大小均匀,在拉制过程中各毛细管表面张力基本一致,具有均匀收缩、易于拉制的特点.图1为双芯双折射光子晶体光纤结构和基模模场分布图,相邻空气孔的节距 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$,空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$,模场分布为 $1.55 \mu\text{m}$ 的入射光在光纤中传播所对应基模的模式.

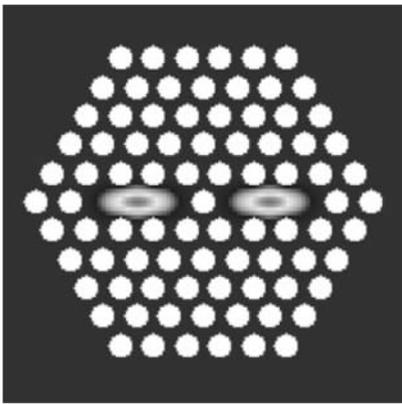


图1 双芯光子晶体光纤结构和基模模场分布图

3.1. 双折射

由于保偏光纤的问世,在80年代中期光纤相干通信研究成为很长时间的热门话题.在普通光纤通信中,仅仅反映出信息与时间的关系,而用保偏光纤进行的相干通信却能反映出信息与时间、空间三方面的关系,因而相干通信具有更大的信息容量,上述结果无疑对通信界具有非常大的吸引力.模式的双折射是衡量保偏光纤性能的重要参数,基模模式的双折射可以表示为^[19]

$$B = \left| \text{Re}(n_{\text{eff}}^y) - \text{Re}(n_{\text{eff}}^x) \right|, \quad (18)$$

式中 n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别表示 x 偏振方向和 y 偏振方向基模的有效折射率, Re 表示实部.

图2给出了双芯光子晶体光纤双折射度随光纤结构参数的变化,由图2(a)可以看出,在空气孔大小 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 保持不变,空气孔节距 Λ 由 $1.2 \mu\text{m}$ 增加

到 $2.4 \mu\text{m}$ 时,对于确定的波长,光纤的双折射度随着空气孔节距 Λ 的增大而减小;在光纤结构参数确定时,双折射度随着波长的增大而增大.这主要是因为光纤的双折射是由 x 方向和 y 方向纤芯的不对称性引起,对于光子晶体光纤主要由最内层气孔的不对称性引起.在空气孔大小 d 保持不变,空气孔节距 Λ 增大时,光纤的纤芯面积变大,模场与内层气孔的作用减弱,因此其双折射度随空气孔节距 Λ 的增大而减弱.在光纤结构参数确定时,随着波长的增大模场向外扩展与内层气孔的作用增强,因此双折射度随波长的增大而增大.对于气孔节距 $\Lambda = 1.2 \mu\text{m}$,空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 的光纤,在 $1.55 \mu\text{m}$ 处双折射度为 1.24×10^{-2} ,这比文献[19—21, 26—29]所报道的双折射度高出一个数量级.这里双折射度除了受每个纤芯内层气孔不对称性的影响,还受到了另一个纤芯的影响,图1所示的双芯结构更增强了 x 和 y 方向的不对称性.

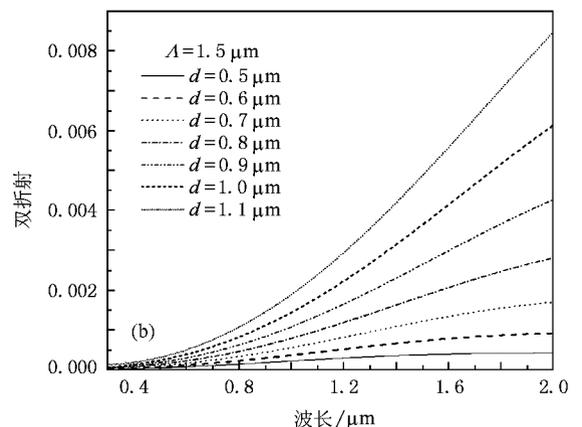
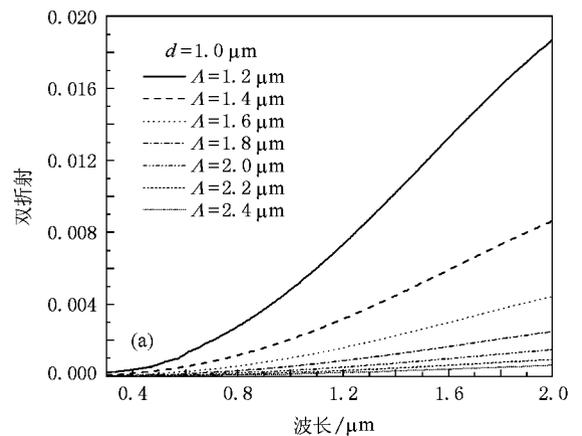


图2 双芯光子晶体光纤双折射度随光纤结构参数的变化 (a) 空气孔直径 d 不变节距 Λ 变化 (b) 空气孔节距 Λ 不变直径 d 变化

由图 2(b)可以看出,在空气孔节距 Λ 保持不变,空气孔直径 d 由 $0.5 \mu\text{m}$ 增加到 $1.1 \mu\text{m}$ 时,光纤的双折射随着空气孔直径 d 的增大而增大.在 1550 nm 处空气孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$ 时,双折射为 5.21×10^{-3} .这是由于在波长和空气孔节距 Λ 确定时,随着空气孔直径 d 的增大,包层气孔对光场的限制作用增强,光场受内层气孔不对称性的影响增大,因此其双折射度增大.综上所述,对于确定的波长这种光纤结构的双折射 B 随着空气填充率的增加而增大.

3.2. 耦合长度

在双芯双折射光子晶体光纤中,总的模场可以看作是分别对应 x 偏振和 y 偏振的对称模(偶模)与反对称模(奇模)的叠加^[24,30].根据(17)式,双芯光子晶体光纤在两个偏振方向的耦合长度为

$$L_x = \frac{\pi}{\beta_{xs} - \beta_{xa}} = \frac{\lambda}{2(n_{xs} - n_{xa})}, \quad (19)$$

$$L_y = \frac{\pi}{\beta_{ys} - \beta_{ya}} = \frac{\lambda}{2(n_{ys} - n_{ya})}, \quad (20)$$

式中 λ 是光的波长, β_{xs} , β_{ys} 和 n_{xs} , n_{ys} 分别是对应于 x 偏振和 y 偏振的对称模(偶模)的传播常数和有效折射率, β_{xa} , β_{ya} 和 n_{xa} , n_{ya} 分别是对应于 x 偏振和 y 偏振的反对称模(奇模)的传播常数和有效折射率.利用多极法计算出对称模与反对称模的有效折射率,然后根据上两式计算出耦合长度.对于不同偏振态,对称模与反对称模的有效折射率不同,从而耦合长度也不同.

图 3 给出了空气孔直径 d 不变而节距 Λ 变化时耦合长度随波长的变化.由图 3 可以看出,当空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 不变的情况下,节距 Λ 从 $1.2 \mu\text{m}$ 变化到 $2.4 \mu\text{m}$ 时,随着空气孔节距 Λ 的增大,耦合长度增加.其原因是当空气孔节距 Λ 增大时,对于单个纤芯来说,由于包层的占空比变小,同时纤芯的面积变大,导致模式的有效折射率变大,光纤的模场更加集中于芯区.因而耦合变得困难,从而使耦合长度变长.光纤结构参数确定时,随着波长的增大模场进一步扩展,双芯之间的耦合变得容易,因此耦合长度随波长增大而变短.对于节距 $\Lambda = 1.2 \mu\text{m}$ 、空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 的光纤,在 $1.55 \mu\text{m}$ 处对应 x 偏振模的耦合长度为 $21.6 \mu\text{m}$,对应 y 偏振模的耦合长度为 $24.3 \mu\text{m}$.该光纤的耦合长度比文献 31—33 报道的双芯光纤的耦合长度小一个数量级.

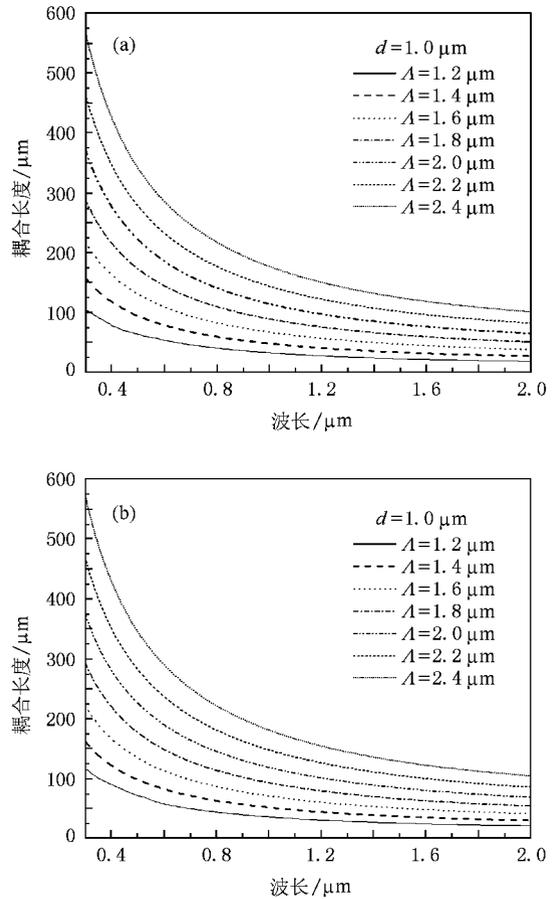


图 3 空气孔直径 d 不变节距 Λ 变化时的耦合长度 (a) x 偏振方向 (b) y 偏振方向

图 4 给出了空气孔节距 Λ 不变直径 d 变化时的耦合长度随波长的变化.由图 4 可以看出,当空气孔节距 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$ 不变的情况下,空气孔直径 d 从 $0.5 \mu\text{m}$ 变化到 $1.1 \mu\text{m}$ 时,随着空气孔直径 d 的增大,耦合长度减小.这不同于文献 31—33 所报道的耦合长度随着空气孔直径 d 的增大而增大.对于本文所设计的双芯高双折射光纤,由于纤芯形状的特殊性,随着空气孔直径 d 的增大,单个纤芯纵向被压缩的程度大于横向被压缩的程度,导致纤芯被压“扁”,从而导致纤芯模场的横向扩展,这就使得两个纤芯的耦合变得更容易,所以随着空气孔直径 d 的增大耦合长度变小.由于本文选取的光子晶体光纤的双芯是平行 x 轴放置的,因此 x 偏振方向比 y 偏振方向的耦合长度稍短.

利用双芯双折射光纤两偏振方向耦合长度的不同可以进一步制作偏振分束器和与偏振方向无关的偏振耦合器.本文所设计的双芯双折射光纤,即随着

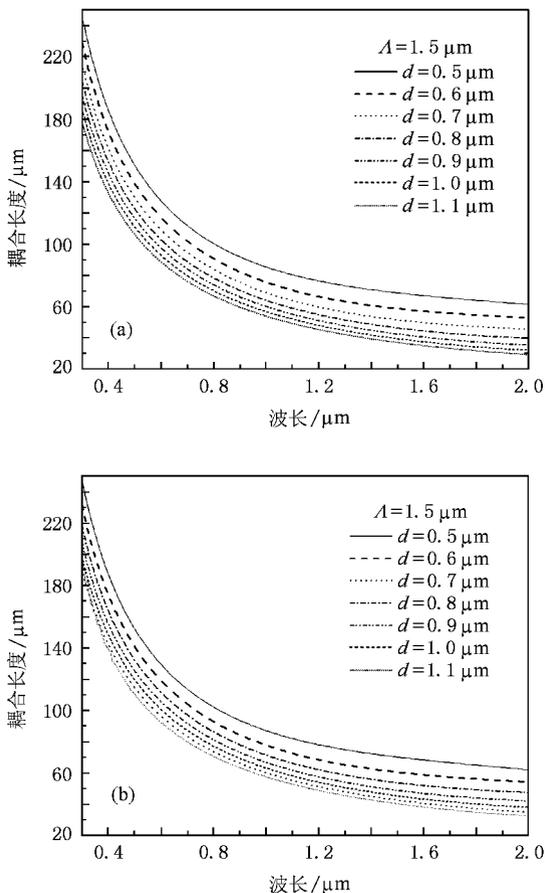


图4 空气孔节距 Λ 不变直径 d 变化时的耦合长度 (a) x 偏振方向 (b) y 偏振方向

光纤包层空气填充率的增大耦合长度减小,同时双折射度增大,从而使极短的耦合长度与高双折射在这种光纤中完美地结合起来,有望制备微型光纤耦合器和偏振分束器.只要光纤长度满足 $L = mL_x = nL_y$,其中 m 和 n 是正整数,如果 m 和 n 的奇偶性相反,可以做成偏振分束器;如果 m 和 n 的奇偶性相同,可以做成与偏振方向无关的耦合器.图5给出了节距 $\Lambda = 1.2 \mu\text{m}$ 、空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 的双芯双折射光子晶体光纤在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处某一纤芯中归一化功率随传输距离的转移的规律.该光纤在 $1.55 \mu\text{m}$ 处对应 x 偏振模的耦合长度为 $21.6 \mu\text{m}$,对应 y 偏振模的耦合长度为 $24.3 \mu\text{m}$.从中可以看出,当 $L = 9L_x = 8L_y = 194.4 \mu\text{m}$ 时实现了两偏振光的分离,可以作为偏振分束器;当 $L = 18L_x = 16L_y = 388.8 \mu\text{m}$ 时两偏振光又一次在同一纤芯中耦合,可以作为与偏振无关的耦合器.可见,利用这种双芯高双折射光子晶体光纤可以制成微型偏振分束器和耦合器,

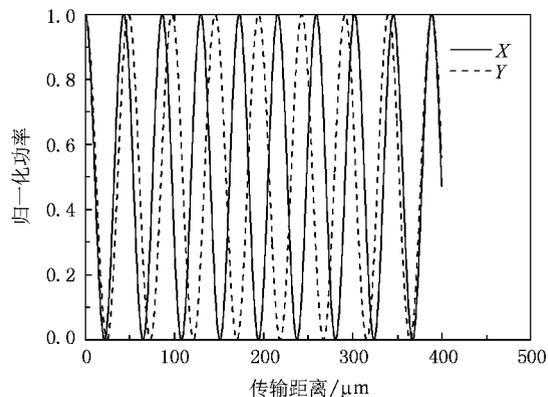


图5 双芯双折射光子晶体光纤归一化功率随传输距离的转移

这对集成光学中光子器件研制具有重要意义.

3.3. 色散

色散是光纤重要的参数之一,色散会直接导致光脉冲在光纤中传输时的展宽,致使前后脉冲相互重叠,引起数字信号的码间串扰,从而限制光传输速率的进一步提高,因此光纤的色散一直是光通讯领域研究的主要课题之一.不仅如此,光纤色散对光纤中的诸多效应,如孤子传输,超短脉冲的产生,超连续光谱的产生和谐波的获得等都起着重要作用.光纤的诸多应用都与色散特性密切相关,因此,光纤所具有的灵活色散调节特性也是光纤领域的一个主要研究内容.光纤中的色散系数 D 可以表示为^[11-13]

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 \text{Re}(n_{\text{eff}})}{\partial \lambda^2}, \quad (21)$$

式中 λ 和 c 分别是光在真空中的波长和速度, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 表示传播模式有效折射率的实部.

图6和图7给出了 x 极化时偶模和奇模两种情况下的色散系数 D 随结构参数和波长的变化. y 极化时偶模和奇模的色散系数 D 随结构参数和波长的变化情况与 x 极化时相同.其中每幅图中的插图是这幅图的局部放大.

由图6可以看出,在两种情况下偶模和奇模的色散系数 D 随结构参数和波长的变化趋势大致相同.在空气孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 不变的情况下,气孔节距 Λ 从 $1.2 \mu\text{m}$ 变化到 $2.4 \mu\text{m}$ 时,色散值随着波长的增大先增加后减少,色散曲线的零色散波长向长波长方向移动.因此,我们可以通过调节空气孔节距 Λ 来改变零色散点的位置,可以使零色散波长进入可见光的波段.

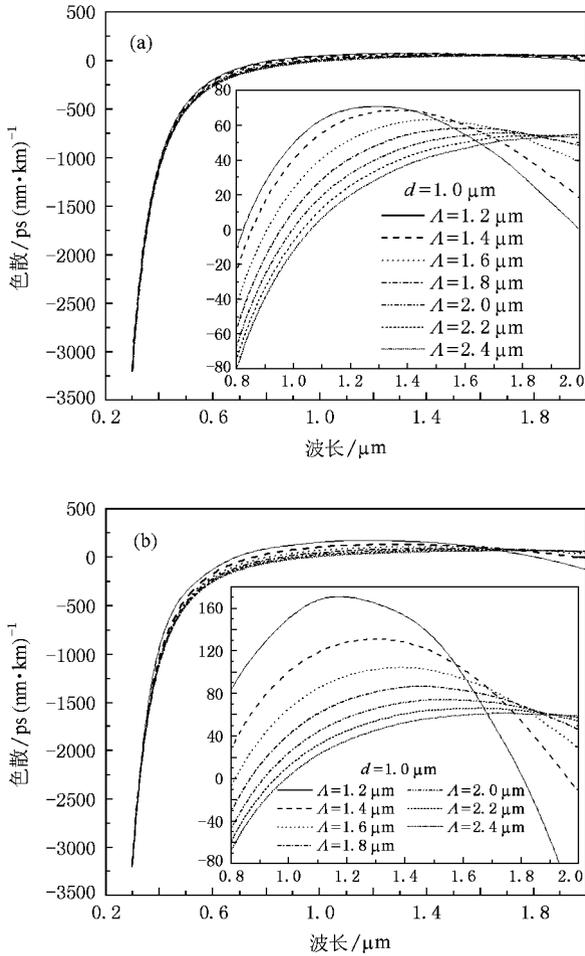


图6 空气孔直径 d 不变节距 Λ 变化时色散随波长变化情况 (a)偶模时色散随波长变化情况 (b)奇模时色散随波长变化情况

由图 7 可以看出,在两种情况下偶模和奇模的色散系数 D 随结构参数和波长的变化趋势大致相同.在气孔节距 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$ 不变的情况下,空气孔直径 d 从 $0.5 \mu\text{m}$ 变化到 $1.1 \mu\text{m}$ 时,随着空气孔直径 d 的增大,色散值也依次增大,在整个光通信波段从 $d = 0.5 \mu\text{m}$ 时的正常色散变化到 $d = 1.1 \mu\text{m}$ 时的反常色散,两个零色散点之间的距离逐渐增大,第一个零色散点向短波方向移动,第二个零色散点向长波方向移动.两个零色散点之间是色散斜率较小的反常色散区.对于具有这种特征的光子晶体光纤,如果在反常色散区注入超短脉冲,则会产生奇特的孤子自频移和较强的四波混频效应.

另外,对于气孔节距 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$,气孔直径 $d = 0.5 \mu\text{m}$ 时的色散曲线,在光通信的五个波分复用(WDM)波段(即波长从 $1.260 \mu\text{m}$ 到 $1.675 \mu\text{m}$)色散曲线较为平坦.这对于高保偏、色散平坦光子晶体光纤耦合器的设计具有参考价值.

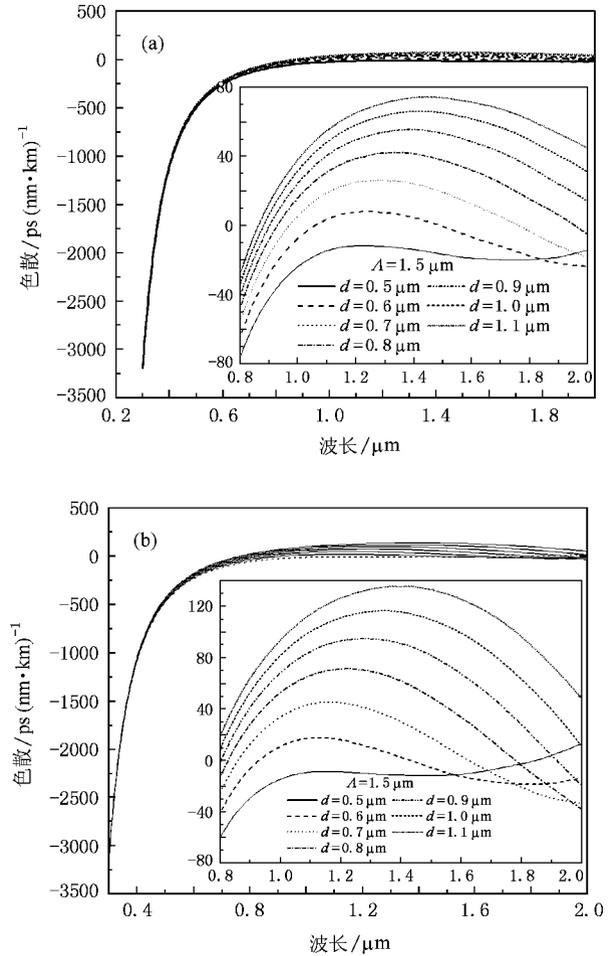


图7 空气孔节距 Λ 不变直径 d 变化时色散随波长变化情况 (a)偶模时色散随波长变化情况 (b)奇模时色散随波长变化情况

4. 结 论

本文设计了一种双芯高双折射光子晶体光纤,采用多极法和光纤的模式耦合理论研究了光子晶体光纤的双折射、耦合长度以及色散特性.该光纤实现了双折射与双芯光纤的结合,并且其双折射度在 1550 nm 处比文献 [19—21] 的结果高一个数量级;在耦合特性方面,特殊的光纤结构致使其耦合长度并非像文献 [31—33] 里所报道的随着包层空气孔的增大而增大,而是耦合长度随着空气孔的增大反而减小,在耦合长度减小的同时光纤的双折射度增大,即随着空气填充率的提高耦合长度减小,双折射度增大,从而使极短的耦合长度与高双折射在这种光纤中完美地结合起来.这对于新型光子器件的研制具有重要意义.

- [1] 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]
- [2] Khan K R , Thomas X W , Christodoulides D N *et al* 2008 *Optics Express* **16** 9417
- [3] Chick B J , Chon J W M , Gu M 2008 *Optics Express* **16** 20099
- [4] Lee K J , Hong K S , Park H C , Kim B Y 2008 *Optics Express* **16** 4631
- [5] Hansen T P , Broeng J , Libori S E B *et al* 2001 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 588
- [6] Lou S Q , Ren G B , Wang Z , Jiang S S 2004 *Chinese J. Lasers* **31** 1503 (in Chinese)[娄淑琴、任国斌、王 智、简水生 2004 中国激光 **31** 1503]
- [7] Ortigosa-Blanch A , Knight J C , Wadsworth W J *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1325
- [8] Yue Y , Kai G. Y , Wang Z *et al* 2006 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 2032
- [9] Liu X M , Yang X F , Lu F Y *et al* 2005 *Optics Express* **13** 142
- [10] Dong H , Wu C Q , Fu S N 2004 *Chin. Phys.* **13** 2082
- [11] Li S G , Liu X D , Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1873 (in Chinese)[李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1873]
- [12] Zhao X T , Hou L T , Liu Z L , Wang W , Wei H Y , Ma J R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2275 (in Chinese)[赵兴涛、侯蓝田、刘兆伦、王 伟、魏红彦、马景瑞 2007 物理学报 **56** 2275]
- [13] Zhang D S , Dong X Y , Zhang W G , Wang Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1235 (in Chinese)[张德生、董孝义、张伟刚、王 志 2005 物理学报 **54** 1235]
- [14] Yan H , Liu J , Yang C X , Ji n G F , Gu C , Hou L T 2008 *Optics Express* **16** 8300
- [15] Peterka P , Kasik I 2000 *IEEE Photon Techn Lett.* **12** 1656
- [16] Wang Z , Taru T , Birks T A , Knight J C 2007 *Optics Express* **15** 4795
- [17] Huttunen A 2005 *Optics Express* **13** 627
- [18] Betlej A , Suntsov S , Makris K G , Jankovic L , Christodoulides D N , Stegeman G I 2006 *Optics Express* **31** 1480
- [19] Gong T R , Yan F P , Wang L , Li Y F , Liu P , Jian S S 2008 *Chinese J. Lasers.* **35** 559 (in Chinese)[龚桃荣、延凤平、王琳、李一凡、刘 鹏、简水生 2004 中国激光 **35** 559]
- [20] Zhang M M , Ma X R , Cao Y , Yue Y , Wang L W 2008 *Acta Photonica Sinica* **37** 1126 (in Chinese)[张明明、马秀荣、曹 晔、岳 洋、王力维 2008 光子学报 **37** 1126]
- [21] Yang G Q , Zhang X , Lin J F , Song J E , Huang Y Q , Ren X M 2005 *Acta Photonica Sinica* **34** 1133 (in Chinese)[杨广强、张 霞、林健飞、宋继恩、黄永清、任晓敏 2005 光子学报 **34** 1133]
- [22] White T P , Kuhlmeiy B T , McPhedran R C *et al* 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [23] Zhu Z M , Brown T G 2002 *Optics Communications* **206** 333
- [24] She S X 2002 *Quided wave optics basis* (Beijing : Beijing Jiaotong University Press) p3—5 , 345—351 , 400—407 (in Chinese)[余守宪 2002 导波光学物理基础(北京 :北方交通大学出版社) 第 3—5 , 345—351 , 400—407 页]
- [25] Cherif R , Zghal M , Chatta R *et al* 2006 *SPIE* **6182** 61888k.1
- [26] Li S G , Hou L T *et al* 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 2855
- [27] Lou S Q , Wang Z , Ren G B , Jiang S S 2004 *Chinese Physics B* **13** 1493
- [28] Zhang X J , Zhao J L , Hou J P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4668 (in Chinese)[张晓娟、赵建林、侯建平 2007 物理学报 **56** 4668]
- [29] Li S G , Xing G L , Zhou G Y , Hou L T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 238 (in Chinese)[李曙光、邢光龙、周桂耀、侯蓝田 2006 物理学报 **55** 238]
- [30] Ren G B , Wang Z , Lou S Q , Jiang S S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2600 (in Chinese)[任国斌、王 智、娄淑琴、简水生 2004 物理学报 **53** 2600]
- [31] Wen K , Wang J Y , Wang R 2007 *Chinese Journal of Electronics* **25** 505 (in Chinese)[文 科、汪井源、王 荣 2007 量子电子学报 **25** 505]
- [32] Yu R J , Xiang Y , Chen M Y , Jia J M 2004 *Journal of Optoelectronics · Laser* **15** 775 (in Chinese)[于荣金、向 阳、陈明阳、贾俊明 2004 光电子·激光 **15** 775]
- [33] Saitoh K , Yuichiro , Koshiba M 2003 *Optics Express* **11** 3188

Coupling characteristics of dual-core high birefringence photonic crystal fibers^{*}

Fu Bo Li Shu-Guang[†] Yao Yan-Yan Zhang Lei Zhang Mei-Yan Liu Si-Ying

(Key Laboratory of Metastable Materials Science and Technology , College of Science ,
Yanshan University , Qinhuangdao , 066004 , China)

(Received 22 January 2009 ; revised manuscript received 17 March 2009)

Abstract

A kind of dual-core high birefringence photonic crystal fibers (DHB-PCFs) has been proposed in this paper. The birefringence , coupling length and dispersion characteristics of DHB-PCFs have been studied by multipole method using mode coupling theory. It is found that the birefringence of DHB-PCF with pitch $1.2 \mu\text{m}$ and air-hole diameter $1.0 \mu\text{m}$ is 1.24×10^{-2} in optical communication band of $1.55 \mu\text{m}$ wavelength. Correspondingly , dual-core coupling lengths are $21.6 \mu\text{m}$ and $24.3 \mu\text{m}$ for x -polarized mode and y -polarized mode , respectively. The DHB-PCF with high degree of polarization and very short coupling length is useful for manufacturing minitype photonic apparatus.

Keywords : photonic crystal fiber , dual-core , birefringence , coupling length

PACC : 4280M , 4281F

^{*} Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 10874145) , the Nature Science Foundation of Hebei Province , China (Grant No. F2009000481) and the Postdoctoral Science Foundation of China (Grant No. 20080440014).

[†] Corresponding author. E-mail : shuguangli@ysu.edu.cn