

中红外色散平坦硫系光子晶体光纤设计 及性能研究*

杨佩龙 戴世勋[†] 易昌申 张培晴 王训四 吴越豪 许银生 林常规

(宁波大学高等技术研究院红外材料与器件实验室, 宁波 315211)

(2013年7月30日收到; 2013年9月8日收到修改稿)

本文以自制 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 硫系玻璃为基质材料, 设计一种正八边形结构色散平坦型中红外硫系光子晶体光纤, 并采用多极法对其中红外色散和传输特性进行数值研究. 结果表明: 控制该光纤占空比 (d/Λ) 在 0.323—0.367 之间, 其色散及传输特性在 3—5 μm 范围内可调. 当孔间距 $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$, 孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$ 时, 光纤在 4.1—4.9 μm 波段的色散值在 -0.8 — $0.8 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 波动, 且具备单模低损耗传输 ($\text{Loss} < 0.049 \text{ dB/m}$), 小模场面积 ($A_{\text{eff}} < 8.46 \mu\text{m}^2$) 特性, 适合于中红外非线性应用领域.

关键词: 光子晶体光纤, 硫系玻璃, 八边形结构, 色散平坦

PACS: 42.81.Qb, 42.81.-i, 42.70.Km

DOI: 10.7498/aps.63.014210

1 引言

硫系玻璃材料具有很宽的中远红外透过范围 (1—20 μm), 高折射率 (2.0—3.5) 和非线性折射率 n_2 ($n_2 = (2—20) \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$, 是石英材料的 100—1000 倍^[1,2]), 以及组分可调等优良特性. 近年来基于硫系玻璃的光子晶体光纤作为一种新型光子晶体光纤备受关注^[2,3]. 它可潜在应用于中红外激光能量传输^[4–6]、空间调零干涉^[7,8]、中红外生物和化学传感^[9]、中红外光纤激光器^[10]、非线性光学^[11,12](如超连续谱产生)、光器件^[13](如拉曼放大)等领域.

通过结构设计进行色散调控是硫系光子晶体光纤应用于非线性领域的基础. 特别是中红外高质量超连续谱的产生, 就要求光纤色散在应用波段近零平坦且零色散点位置与抽运激光中心波长相匹配^[14]. 近年来, 国内外众多知名科研机构, 包括: 英国南安普顿大学^[15]、美国海军实验室^[16]、国

防科技大学^[17]等都曾开展对不同结构硫系光子晶体光纤色散平坦特性的研究. 2011年 Yan 等^[18]设计并制备了一种以 As_2Se_3 玻璃为纤芯碲酸盐玻璃为包层的正六边形结构光子晶体光纤在 2—3 μm 波段色散值为 -50 — $-40 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, 零色散点位于 3.5 μm ; 2012年 Wang 等^[19]设计了一种基于正六边形奇异结构的色散平坦型 As_2Se_3 硫系光子晶体光纤色散值在波长 3—12 μm 范围内小于 $50 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$; 2012年刘永兴等^[20]设计并模拟研究了三层孔环正六边形结构 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 硫系光子晶体光纤, 在 3.9—5.0 μm 波段反常色散区获得色散值小于 $5 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$; 2013年 Yan 等^[21]设计了正六边形结构 As_2S_3 硫系光子晶体光纤, 优化出波长在 2.5—4.0 μm 范围内近零且色散平坦的光纤结构.

以上研究虽已获取较宽波长范围具有色散平坦特性的光纤结构, 但均无法兼顾单模低损耗传输、近零色散平坦、小模场面积特性. 本工作是在课题组对 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 玻璃硫系光子晶

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) 项目子课题 (批准号: 2012CB722703)、国家自然科学基金 (批准号: 61177087, 61377099, 61307060)、教育部新世纪优秀人才计划项目 (批准号: NCET-10-0976)、浙江省自然科学基金 (批准号: LQ12F05004)、宁波市新型光电功能材料及器件创新团队项目 (批准号: 2009B21007) 和宁波大学王宽诚幸福基金资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: daishixun@nbu.edu.cn

体光纤色散及其传输特性研究的基础之上^[20,22], 设计出一种具有5层空气孔环, 正八边形结构的中红外硫系光子晶体光纤, 采用多极法对其3—5 μm 波长范围内传输和色散特性进行数值研究. 结果表明: 当孔间距 $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$, 孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$ 时, 光纤在4.1—4.9 μm 波段的色散值在 $-0.8—0.8 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 变化, 同时具备单模低损耗传输 ($\text{Loss} < 0.049 \text{ dB/m}$) 小模场面积 ($A_{\text{eff}} < 8.46 \mu\text{m}^2$) 特性.

2 理论基础

数值模拟采用多极法多极法, 与其他方法如有效折射率法、平面波展开法、有限元法、有限时域差分法相比较具有计算速度快, 对硬件要求低、精度高且便于操作等优点^[23,24]. 最早是由 Rayleigh 提出 White 和 Kuhlmeiy^[25–27] 等人将这种方法引入到光子晶体光纤色散及其损耗特性的计算. 该方法适合于快速计算由圆柱形空气孔构成的光子晶体光纤, 可以快速精确获取模式的有效折射率和限制损耗. 多极法的关键是将每一个微结构空气孔都当成散射源, 由于电磁场纵向分量都满足赫姆霍兹方程, 因此可将各个空气孔和孔周围介质中的模场展成柱型贝赛尔函数 (Bessel) 的形式, 即可得到在极坐标下第 l 个空气孔内部纵向电场展开式:

$$E_z = \sum_m A_{ml} J_{ml}(k_{\perp}^i r) \exp(im\theta_l) \exp(i\beta z). \quad (1)$$

在第 l 个空气孔周围介质中, 对其电场的纵向分量进行局部极坐标展开, 可得

$$E_z = \sum_m \left[B_{ml} J_{ml}(k_{\perp}^e r) + C_{ml} H_{ml}^{(1)}(k_{\perp}^e r) \right] \times \exp(im\theta_l) \exp(i\beta z), \quad (2)$$

其中 $k_{\perp}^i = (k^2 n^2 - \beta^2)^{1/2}$, $k_{\perp}^e = (k^2 n_e^2 - \beta^2)^{1/2}$, 其中 $n = 1$ 为空气孔的折射率, n_e 为基质材料折射率, $k = 2\pi/\lambda$ 是自由空间波数. 同理可求得与上式类似的磁场纵向分量 H_z 的表达式, 在空气和介质界面上利用电磁场的边界条件可求出 A_{ml} , B_{ml} 和 C_{ml} 的表达式. 通过 $\beta = n_{\text{eff}} k_0$ 可得不考虑材料色散情况下导模的模式有效折射率 n_{eff} , 由基模有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 可求得特定材料折射率下的波导色散

$$D_w(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}(n_{\text{eff}})}{d\lambda^2} (\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}). \quad (3)$$

光纤色散通常由三部分组成, 即材料色散 (D_m)、波导色散 (D_w) 和模式色散 (D_p), 总色散 $D = D_m + D_w + D_p$. 模间色散仅存在于多模光纤中, 若光纤为单模传输时不考虑模间色散, 总色散表达式变为 $D \approx D_m + D_w$. 与传统光纤相比较, 光子晶体光纤空气孔排布的独特包层结构使其结构参数灵活可调, 因而在波导色散的调节方面空间更大. 只要通过调整结构参数使得光纤的波导色散 (D_w) 与材料色散 (D_m) 在较宽波段范围内相互抵消, 就可以实现宽带宽色散平坦的设计要求^[28].

由有效折射率的虚部 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 可以得到模式的限制损耗

$$\text{Loss} = \frac{20}{\ln(10)} \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^6 (\text{dB/m}), \quad (4)$$

λ 为波长, 单位 μm . 通过求解下式可求得有效模场面积:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint_S |E|^2 dx dy \right)^2}{\iint_S |E|^4 dx dy} (\mu\text{m}^2), \quad (5)$$

其中 E 为光纤端面上的横向电场分量, S 为光纤的横截面积. 由于模场面积的大小会直接影响到光纤的非线性, 对确定材料的光纤而言, 模场面积越小光纤的非线性就越高, 这将为光纤非线性方面的应用提供理论指导.

3 光纤结构设计及数值模拟

3.1 结构设计

本设计基于实验室自制的 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 玻璃材料, 相关材料参数参见本小组以往报道^[20], 光子晶体光纤结构 (如图 1(a) 所示) 为: 中心去掉一个空气孔而形成纤芯, 包层空气孔呈正八边形排列, 空气孔环数 $N_r = 5$, 空气孔大小均匀直径为 d , 不同层间相邻的空气孔间距为 Λ , 同一层之间的相邻空气孔间距约为 0.765Λ .

这种光纤结构, 可以看作若干组顶角为 45° 的等腰三角形结构单元绕纤芯周期性重复排布而成. 若采用等效面积法, 将包层空气填充率 f 取为 $f = (\sqrt{2}\pi/4)(d/\Lambda)^2$, 同样的方法可得正六边形空气孔排列结构的空气填充率为 $f = (\sqrt{3}\pi/6)(d/\Lambda)^2$. 比较以上两式可得, 在相同结构参数下, 与正六边形结构相比较, 正八边形结构的光子晶体光纤空气填充率更高^[29]. 较高的

空气填充率有助于减小基模的限制损耗^[30], 同时使得纤芯和包层间的有效折射率差 Δn 增大. 较高的纤芯和包层折射率差 Δn 使纤芯对基模模场的限制作用增强, 基模的横向电场分布变小, 光纤端面光功率密度随之增强, 从而有助于提高光纤的非线性^[31]. 此外, 该结构光纤若采用机械钻孔法进行预制棒的制备也是可行的, 更多空气孔层数或更复杂的结构则不利于光纤预制棒的制备. 图1(b)为孔间距 $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$, 孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$, $\lambda = 3.0 \mu\text{m}$ 时光纤端面基模模场分布图, 基模模场被很好地限制在纤芯.

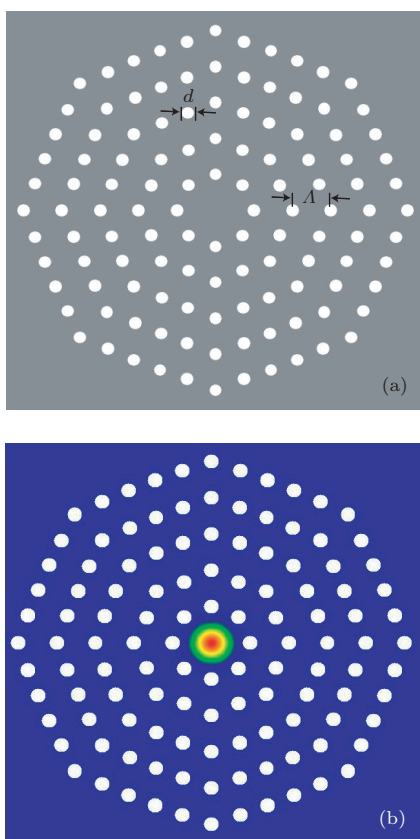


图1 (a) 八边形光子晶体光纤端面结构; (b) $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$, $d = 1.1 \mu\text{m}$, $\lambda = 3.0 \mu\text{m}$ 光纤端面的基模模场分布

3.2 传输及色散特性分析

光子晶体光纤空气孔层数有限, 所有模式都是泄漏的^[32]. 若要实现单模传输, 则要求基模损耗很低, 高阶模损耗较高, 最终在光纤中形成一个能稳定传输的模式. 参考文献^[20,32]中关于 d/Λ 对色散及损耗影响的研究, 本工作选择将 d/Λ 控制在0.323—0.367, 分别就孔直径 d 、孔间距 Λ 对损耗和色散的影响进行模拟分析, 得到损耗随孔直径的变化关系如图2所示.

由该图可知, 孔直径在1.0—1.1 μm 之间变化时, 在3—5 μm 波段, 基模(LP₀₁模)损耗(指在不同传输波长下所对应基模的最高损耗)和高阶模损耗(图示高阶模为LP₁₁模, 该模式是同等情况下所有高阶模中损耗最低的模式)均随孔直径 d 的增大而逐渐减小, LP₁₁模损耗始终远高于LP₀₁模, 且始终大于5 dB/m, 而LP₀₁模损耗始终比较小, 几乎和Loss=0重合, 变化趋势也不明显. 由图2内嵌图可知, LP₀₁模的损耗大小在0.01—0.095 dB/m范围内变化, 且随着孔径增大而减小. 比较两图发现: 两种模式损耗都是随孔直径增大逐渐减小的, 但与LP₀₁模相比较, LP₁₁模损耗始终较高且受孔径大小变化影响更大. 根据模式选择理论^[33], 即高阶模损耗Loss > 1 dB/m, 基模损耗Loss < 0.1 dB/m时, 光纤可实现单模传输. 所以以上所分析的光纤结构, 在所研究的波长范围内均已具备单模传输特性. 结合空气填充率 $f = (\sqrt{2}\pi/4)(d/\Lambda)^2$ 可知, 保持孔间距 Λ 大小不变, 光纤的限制损耗是随占空比的增大而减小的, 该结论和之前的论断一致.

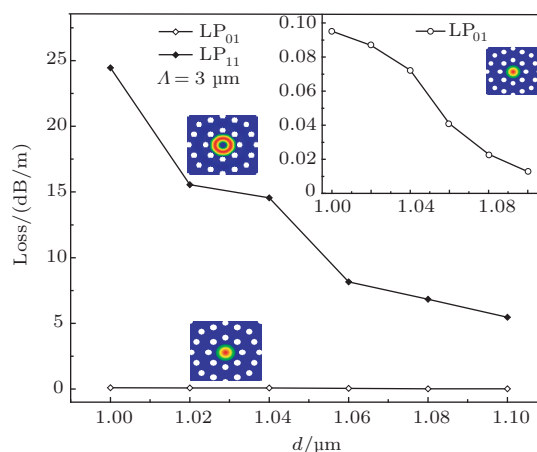


图2 $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, LP₀₁模和LP₁₁模限制损耗随孔直径 d 的变化关系

在保持单模运行的基础上, 研究不同孔径 d 分别对有效折射率实部($\text{Re}(n_{\text{eff}})$)、波导色散(D_w)、总色散(D)的影响, 得到三组曲线如图3(a), (b), (c)所示. 由图3(b)可知, 孔直径的大小主要对波导色散曲线的平坦性影响较大, 对曲线位置也有一定影响. 总趋势是随孔径增大, 曲线整体上移且趋于平坦. 图3(c)图给出总色散(D)及相应波导色散(D_w)和材料色散(D_m)随波长的变化关系. 材料色散一定, 总色散的大小及其变化趋势完全取决于波导色散. 当孔直径 $d = 1.0 \mu\text{m}$ 时, 总色散曲线具有两个零色散点, 分别位于 $\Lambda = 3.45 \mu\text{m}$ 和

$\Lambda = 4.68 \mu\text{m}$ 处, 且对应整个 $3\text{--}5 \mu\text{m}$ 波段, 色散值 $|D| < 10 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$. 这种色散值较小的双零色散光子晶体光纤, 能使红移孤子对长波长处色散波进行放大, 在高质量超连续谱产生及控制, 包括抑制孤子的自频移等方面应用价值很高^[34]. 在孔直径由 $1.02 \mu\text{m}$ 增大至 $1.1 \mu\text{m}$ 的过程中, 色散曲线第二个零色散点消失, 同时曲线趋于平坦. 当孔直径增至 $1.1 \mu\text{m}$ 时, 在 $3.725\text{--}5.000 \mu\text{m}$ 波段色散

值在 $14.0\text{--}15.8 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 变化, 曲线较平坦. 结合图 2 可知, 以上结论和实现色散平坦的同时满足低损耗的要求一致, 但色散值较大. 因此, 要使光纤色散近零且平坦, 继续调整结构参数优化波导色散是关键.

为兼顾色散近零平坦同时损耗大小合理, 本文选择孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$, 试图通过调整孔间距大小实现对光纤色散的进一步优化.

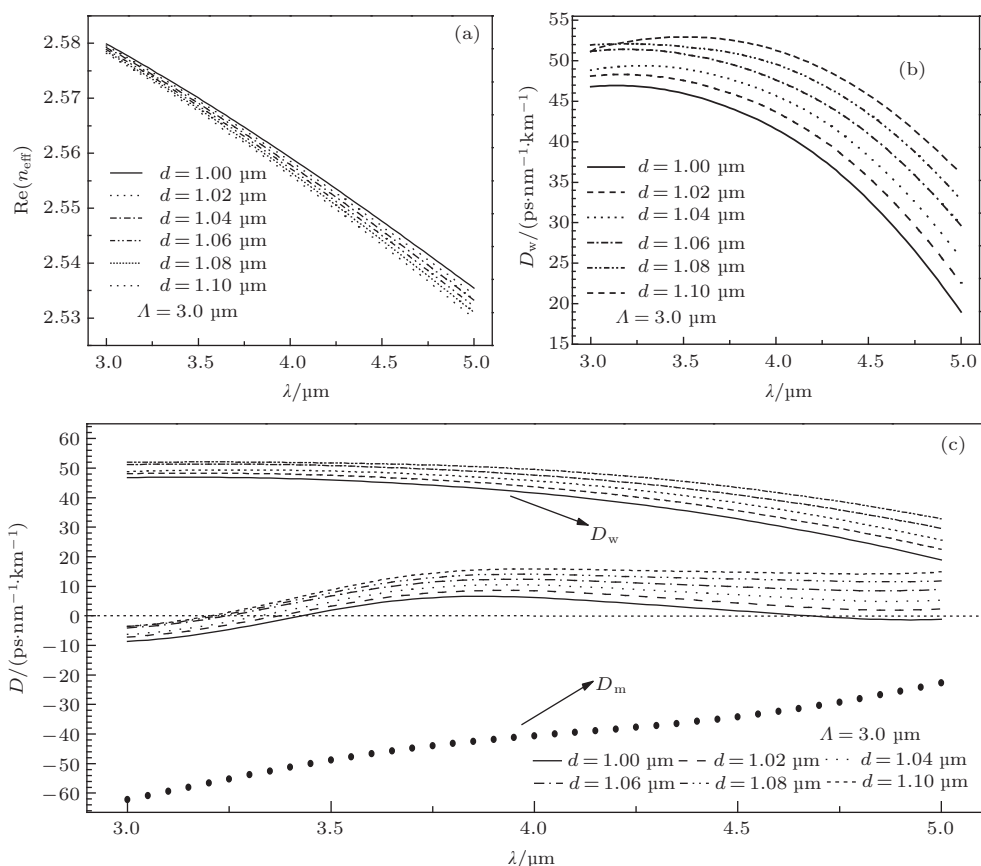


图 3 (a), (b), (c) $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$, 有效折射率实部、波导色散、总色散随波长 λ 的变化

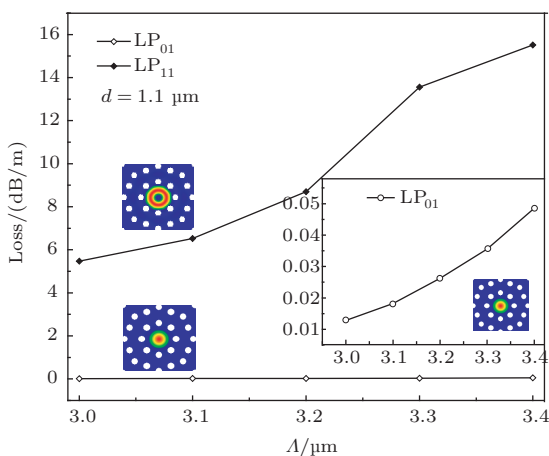


图 4 $d = 1.1 \mu\text{m}$, LP_{01} 模和 LP_{11} 模限制损耗随孔间距 Λ 的变化

同样, 控制 d/Λ 在 $0.323\text{--}0.367$ 之间, 分别取 $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}, 3.1 \mu\text{m}, 3.2 \mu\text{m}, 3.3 \mu\text{m}, 3.4 \mu\text{m}$, 得到孔间距对损耗的影响如图 4 所示, 图中孔间距的增大, 使得包层的空气填充率逐渐减小, 基模 (LP_{01} 模) 和二阶模 (LP_{11} 模) 的限制损耗随之增大. 其中, 二阶模限制损耗较高, 大于 5 dB/m , 基模损耗较低, 小于 0.049 dB/m (由右下角内嵌图可知), 该结果也满足模式选择理论对单模传输的要求. 因此, 当孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$, 孔间距 Λ 在 $3.0\text{--}3.4 \mu\text{m}$ 范围内变化时, 对应各结构在 $3\text{--}5 \mu\text{m}$ 波长范围内均为单模传输.

图 5(a), (b), (c) 分别给出了孔间距 Λ 在 $3.0\text{--}3.4 \mu\text{m}$ 之间变化时, 有效折射率实部

($\text{Re}(n_{\text{eff}})$)、波导色散(D_w)、总色散(D)随波长的变化关系. 由图 5(c)可知, 孔间距的增大使得波导色散曲线下移, 总色散值随之减小, 零色散点位置由 $\Lambda = 3.8 \mu\text{m}$ 移至 $4.6 \mu\text{m}$ 处, 与图 3(c)相比较, 零色散点的红移趋势更明显, 总色散也逐渐向正常色散区域过渡. 以此推断, 若对孔间距进行更小幅度的调节, 就可以实现 $3\text{--}5 \mu\text{m}$ 波段零色散点位置更大范围更精细的优化. 应用波段零色散点灵活可调, 对中红外超连续光谱产生时非线性过程(如四波混频和色散波放大)相位匹配条件的实现尤为重要 [35]. 图 5(c)中, 当孔间距调至 $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$ 时,

在 $4.1\text{--}4.9 \mu\text{m}$ 波长范围内, 色散值在 $-0.8\text{--}0.8 \text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 波动, 色散曲线近零且平坦. 结合图(4)可知, 当 $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$ 时, 与其他孔间距对应损耗相比较, 基模限制损耗略高为 0.049dB/m , 但在非线性领域的应用中, 实际所需光纤的长度通常较短, 对损耗要求不高, 与已报道结果比较, 该值还是较低的. 总之, 在所研究的波长范围内, 孔间距的变化对总色散平坦性的影响较小, 主要对色散值的位置起决定性作用. 同时, 零色散点的位置也随着孔间距增大而红移, 增强了光纤色散特性特别是零色散点调节的灵活性.

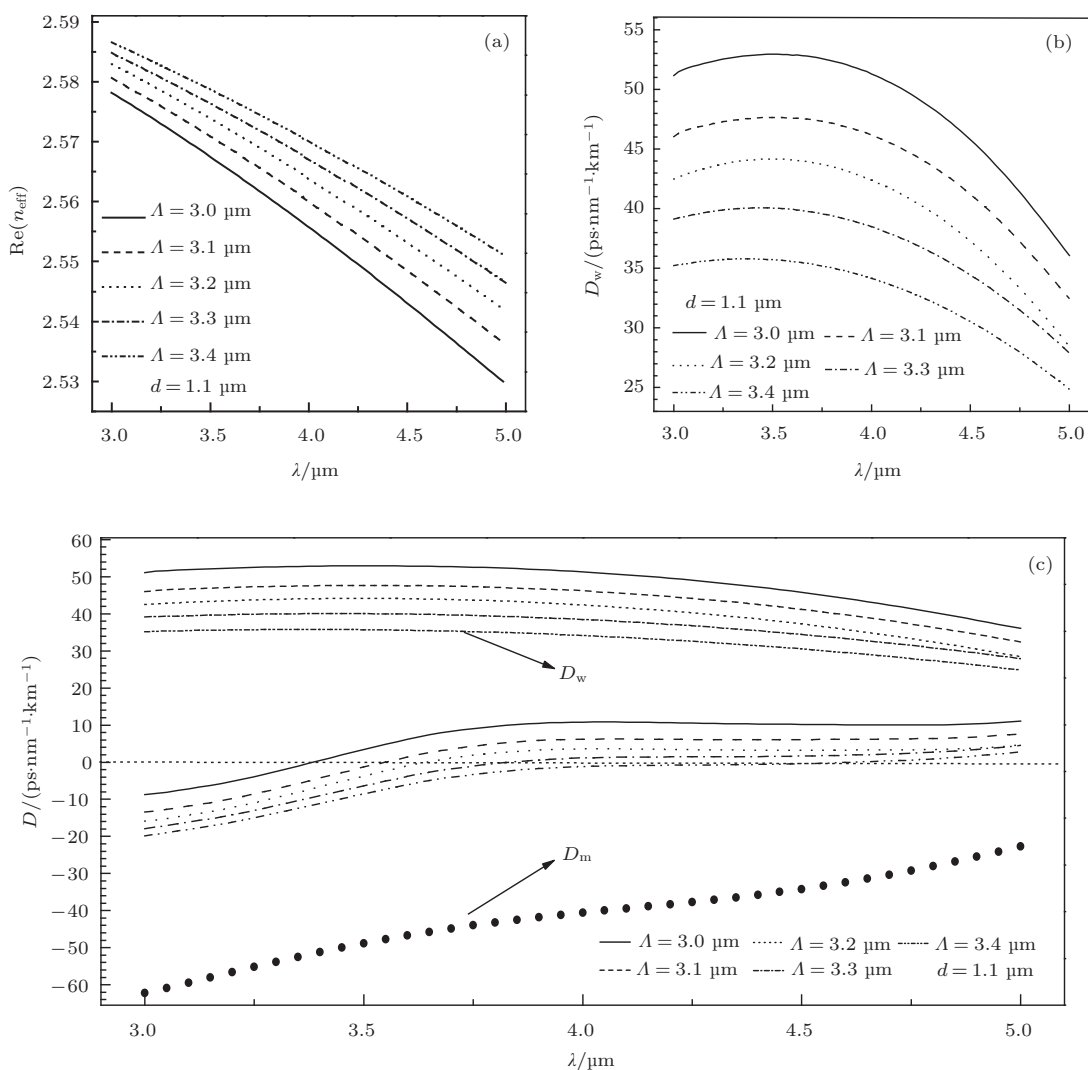


图 5 (a), (b), (c) $d = 1.1 \mu\text{m}$, 有效折射率实部、波导色散、总色散随波长 λ 的变化

通过单独研究各结构参数对光纤的传输及色散特性的影响可知: 在所研究的 $3\text{--}5 \mu\text{m}$ 波长范围内, 与改变孔间距相比较, 孔径的变化对光纤损耗及其色散平坦特性的影响更大, 而孔间距的改变主要起到对色散值及其零色散点位置精细优化的作

用. 兼顾色散近零平坦同时损耗较低, 得到优化后的光纤结构说对应的色散及基模模场面积、限制损耗波长的变化关系如图 6(a), (b) 所示. 图 6(a) 上部红色点线表示该结构下的波导色散, 实心点线为材料色散, 中间实线为总色散曲线.

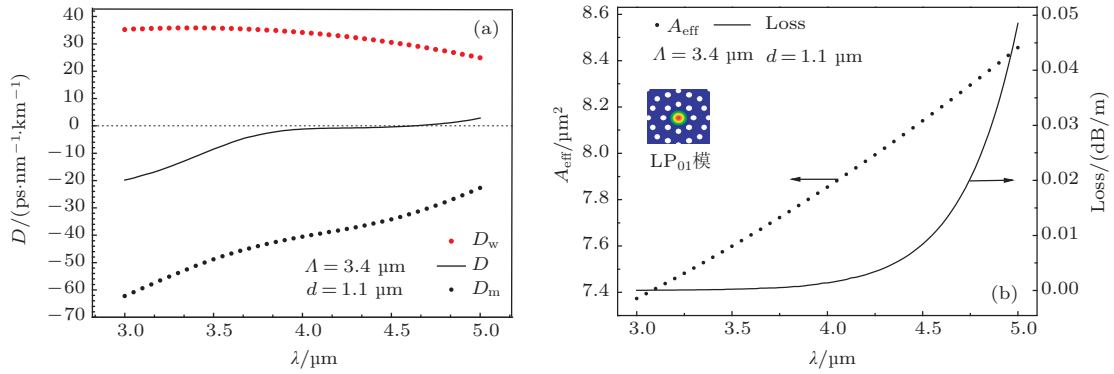


图6 (a) $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$, $d = 1.1 \mu\text{m}$ 时基模色散曲线; (b) 限制损耗和基模模场面积随波长的变化

4 结 论

本文采用多极法, 对所提出的 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 硫系玻璃基质正八边形结构光子晶体光纤中红外波段传输和色散特性进行了数值模拟. 通过控制该光纤占空比 (d/Λ) 在 0.323—0.367 之间, 合理选择结构参数, 最终优化出在孔直径 $d = 1.1 \mu\text{m}$, 孔间距 $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$ 时高阶模损耗高于 5 dB/m、基模损耗小于 0.049 dB/m, 在 4.1—4.9 μm 波段, 约 800 nm 范围, 色散值 $D = 0 \pm 0.8 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 近零且色散平坦的光纤结构. 与近期报道 [18—21] 的中红外色散平坦硫系光子晶体光纤相比较, 该光纤在制备、传输特性及其非线性等方面优势明显, 但零色散点位于长波长处, 不利于较高功率激光抽运. 本工作将为进一步研究中红外超短孤子脉冲传输 [28]、宽带宽平坦超连续谱 [11,15,16,18,19] 提供理论基础.

参考文献

[1] Dai S X, Yu X Y, Zhang W, Lin C G, Song B A, Wang X S, Liu Y X, Xu T F, Nie Q H 2011 *Laser & Optoelectronic Progress* **48** 90602 (in Chinese)[戴世勋, 於杏燕, 张巍, 林常规, 宋宝安, 王训四, 刘永兴, 徐铁峰, 聂秋华 2011 激光与光电子学进展 **48** 90602]

[2] Bureau B, Zhang X H, Smektala F, Adam J L, Troles J, Ma H L, Boussard-Plédel C, Lucas J, Lucas P, Le Coq, D, Riley M R, Simmons J H 2004 *Phys. Non-Cryst. Solids* **345-346** 276

[3] Smektala F, Brilland L, Chartier T, Nguyen T N, Troles J, Niu Y F, Danto S, Traynor N, Jouan T 2006 *J. Non-Cryst. Solids* **61286** 1280M

[4] Arai T, Kikuchi M, Saito M, Takizawa M 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 4359

[5] Kotsifaki D G, erafetinides A A 2011 *Optics & Laser Technology* **43** 1448

[6] Papagiakoumou E, Papadopoulos D N, Serafetinides A A 2007 *Opt. Commun.* **276** 80

[7] Houltzot P, Boussard-Plédel C, Faber A J, Cheng L K, Bureau B, Van Nijnatten P A, Gielesen W L M, Do Carmo J P, Lucas J 2007 *Opt. Express* **15** 12529

[8] Cheng L K, Faber A J, Gielesen W, Boussard-Plédel C, Houltzot P, Lucas J, Do Carmo J P 2005 *Proc. SPIE* **5905** 1

[9] Tao L, Gu Z T 2009 *Laser & Optoelectronics Progress* **46** 34

[10] Sanghera J S, Shaw L B, Aggarwal I D 2009 *IEEE J. Quantum Electron.* **15** 114

[11] Hossain M A, Namihira Y, Islam M A, Razzak S M A, Hirako Y, Miyagi K, Kaijage S F, Higa H 2012 *Optics & Laser Technology* **44** 1889

[12] Domachuk P, Wolchover N A, Cronin-Golomb M, Wang A, George A K, Cordeiro C M B, Knight J C, Omenetto F G 2008 *Opt. Express* **16** 7161

[13] Ung B, Skorobogatiy M 2010 *Opt. Express* **18** 8647

[14] Chen Y Z, Xu W C, Cui H, Chen W C, Liu S H 2003 *Acta Optica Sinica* **23** 297 (in Chinese) [陈泳竹, 徐文成, 崔虎, 陈伟成, 刘颂豪 2003 光学学报 **23** 297]

[15] Price J H V, Feng X, Heidt A M, Brambilla G, Horak P, Poletti F, Ponzo G, Petropoulos P, Petrovich M, Shi J, Ibsen M, Loh W H, Rutt H N, Richardson D J 2012 *Opt. Fiber Technol.* **18** 327

[16] Shaw L B, Nguyen V Q, Sanghera J S, Aggarwal I D, Thielen P A, Kung F H 2005 *OSA Trends in Optics and Photonics Series* **98** 864

[17] Zhang B, Hou J, Jiang Z F 2010 *Laser & Infrared* **40** 575 (in Chinese) [张斌, 侯静, 姜宗福 2010 激光与红外 **40** 575]

[18] Yan X, Chaudhari C, Qin G, Liao M, Suzuki T, Ohishi Y 2010 *OPTO (San Francisco: International Society for Optics and Photonics)* **7598** 75981M

[19] Wang X Y, Li S G, Liu S, Yin G B, Li J S 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054220

[20] Liu Y X, Zhang P Q, Xu Y S, Dai S X, Wang X S, Xu T F, Nie Q H 2012 *Acta Photonica Sinica* **5** 4 (in Chinese) [刘永兴, 张培晴, 许银生, 戴世勋, 王训四, 徐铁峰, 聂秋华 2012 光子学报 **5** 4]

[21] Yan P, Dong R, Zhang G, Li H, Ruan S, Wei H, Luo J 2013 *Opt. Commun.* **293** 133

- [22] Yi C S, Dai S X, Zhang P Q, Wang X S, Shen X, Xu T F, Nie Q H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084206 (in Chinese) [易昌申, 戴世勋, 张培晴, 王训四, 沈祥, 徐铁峰, 聂秋华 2013 物理学报 **62** 084206]
- [23] Du H L, Zheng Y, Li K, Fu X Y, Yan X 2008 *Laser & Infrared* (02) 161 (in Chinese) [杜海龙, 郑义, 李坤, 傅修远, 闫昕 2008 激光与红外 (02) 161]
- [24] Zhao Y Y, Li S G 2006 *academic conference of Chinese Optical Society* (China GuangZhou) 2006 327 (in Chinese) [赵原源, 李曙光中国光学学会 2006 年学术大会论文摘要集, 广州, 2006, 327]
- [25] White TP, Kuhlmeiy BT, McPhedran R C, Maystre D, Renversez G, Martijn de Sterke C, Botten LC 2002 *JOSA B* **19** 2322
- [26] Kuhlmeiy B T, White T P, Renversez G, Maystre D, Botten LC, De Sterke C M, McPhedran R C 2002 *JOSA B* **19** 2331
- [27] Kuhlmeiy B T, McPhedran R C, Martijn de Sterke C, Kuhlmeiy 2004 *Opt. Express B* **12** 1769
- [28] Dai N L, Li Y, Peng J G, Li J Y 2011 *Laser & Electronics Progress* **48** 1 (in Chinese) [戴能利, 李洋, 彭景刚, 李进延 2011 激光与光电子学进展 **48** 1]
- [29] Liu Z L, Liu X D, Li S G, Zhou G Y, Hou L T 2006 *Semiconductor Optoelectronics* (06) 725 (in Chinese) [刘兆伦, 刘晓东, 李曙光, 周桂耀, 侯蓝田 2006 半导体光电 (06) 725]
- [30] Du H L, Zheng Y, Fan X M, Li K, Fu X Y 2008 *Semiconductor Optoelectronics* (04) 568 (in Chinese) [杜海龙, 郑义, 樊心民, 李坤, 傅修远 2008 半导体光电 (04) 568]
- [31] Li Y, Ge W P, Shen X W, Wang R, Yin H S 2009 *Optical Fiber & Electric Cable and Their Applications* (03) 12 (in Chinese) [黎永, 葛文萍, 申向伟, 王睿, 尹海水 2009 光纤与电缆及其应用技术 (03) 12]
- [32] Troles J, Brilland L, Smektala F, Houizot P, Désévé-davy F, Coulombier Q, Traynor N, Chartier T, Nguyen T N, Adam J L, Renversez G, Brilland L 2009 *Fiber and Integrated Optics* **28** 11
- [33] Wong W S, Peng X, McLaughlin J M, Dong L 2005 *Opt. Letters* **30** 2855
- [34] Mori K, Takara H, Kawanishi S, Saruwatari M, Morioka T 1997 *Electron. Lett.* **33** 180639
- [35] Hao Z J, Lei D J, Zhao C J, Xie D, Wen S C, Fan D Y 2011 *Chinese J. Lasers* (01) 156 (in Chinese) [郝志坚, 雷大军, 赵楚军, 谢栋, 文双春, 范滇元 2011 中国激光 (01) 156]

Design and performance of mid-IR dispersion in photonic crystal fiber prepared from a flattened chalcogenide glass*

Yang Pei-Long Dai Shi-Xun[†] Yi Chang-Shen Zhang Pei-Qing Wang Xun-Si
Wu Yue-Hao Xu Yin-Sheng Lin Chang-Gui

(Laboratory of Infrared Materials and Devices, College of Information Science and Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

(Received 30 July 2013; revised manuscript received 8 September 2013)

Abstract

In this paper, using the self-made $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ chalcogenide glass as matrix material, we design an infrared octagon dispersion flattened photonic crystal fiber, and the mid-IR dispersion and transmission characteristics are numerically studied using the multipole method. Results show that when we control the duty ratio (d/Λ) in 0.323—0.367, the dispersion and transmission properties in the 3—5 μm range are adjustable. When we set the hole spacing $\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$, hole diameter $d = 1.1 \mu\text{m}$, in the 4.1—4.9 μm band, the fiber dispersion fluctuates between $-0.8 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ and $0.8 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$, and shows single-mode transmission, low loss ($\text{Loss} < 0.049 \text{ dB/m}$), small mode area ($A_{\text{eff}} < 8.46 \mu\text{m}^2$) characteristics, thus it is suitable for nonlinear applications in mid-IR band.

Keywords: photonic crystal fiber, chalcogenide glass, octagonal photonic crystal fiber, flat dispersion

PACS: 42.81.Qb, 42.81.-i, 42.70.Km

DOI: 10.7498/aps.63.014210

* Project supported by the 973 Program sub-project (Grant No. 2012CB722703), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61177087, 61377099, 61307060), the Program for New Century Excellent Talents in University of China (Grant No. NCET-10-0976), the Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. LQ12F05004), the Program for Innovative Research team of Ningbo City, China (Grant No. 2009B21007), and the Ningbo University Wang Kuancheng happy fund.

[†] Corresponding author. E-mail: daishixun@nbu.edu.cn