

新型全固态准晶体结构大模场光纤特性研究*

廖文英 范万德[†] 李园 陈君 卜凡华 李海鹏 王新亚 黄鼎铭

(南开大学物理科学学院, 天津 300071)

(2013年8月13日收到; 2013年9月14日收到修改稿)

大模场单模光纤在高功率激光器、高功率光传输和高灵敏度传感器等领域具有重要意义. 设计了一种新型超低损耗大模场单模光纤, 包层空气孔由掺氟硅玻璃棒代替, 掺氟硅玻璃棒排列呈六重准晶体结构. 基于有限元法对光纤的传输特性进行了数值模拟. 研究了光纤结构参量变化对模式特性和有效模场面积的影响. 结果表明: 波长在 1064 nm 处, 有效模场面积高达 $5197 \mu\text{m}^2$, 基模的限制性损耗低于 10^{-5} dB/km, 解决了大模场与低损耗之间的冲突; 在 1064—2000 nm 波段内, 基模与二阶模的限制性损耗相差 7 个量级, 实现单模传输; 半径为 10 cm 时, 弯曲损耗小于 0.01 dB/m, 具有良好的低弯曲损耗特性. 此光纤能够提高光纤热损伤阈值, 减少接续损耗, 全固态结构有效避免了空气孔塌陷, 简化制备工艺, 对高功率激光传输、光纤激光器和光纤放大器的发展具有重要意义.

关键词: 大模场面积, 准晶体结构光纤, 限制性损耗, 弯曲损耗

PACS: 42.81.Bm, 42.81.Qb, 42.81.Dp

DOI: 10.7498/aps.63.034206

1 引言

大模场单模光纤是解决高功率激光器面临的非线性效应、光损伤和热损伤等问题的一种直接有效的途径, 也因此成为高功率光纤激光研究领域的热点问题^[1-4]. 传统的单模光纤纤芯直径较小, 难以实现大模场面积, 而增大纤芯直径, 又造成多模竞争, 影响激光输出的质量和稳定性. 为了获得大模场面积, 通常采用增大纤芯或者降低纤芯与包层之间折射率差的方法, 但是这两种方法均导致光纤波导的模场约束能力减弱, 造成光纤的限制性损耗过高.

准晶体结构于 1984 年 Shechtman 首次发现^[5], 它在对称性上有独特性质, 不体现周期重复, 但是长程有序排列, 准晶体单元由相邻的三角格子和四方格子构成. 与周期性排列的光子晶体结构相比, 准晶体具有以下结构特点: 具有周期性光子晶体所不具有的五重对称性; 只具有旋转对称性, 却

无平移对称性. 此外准晶体结构光纤具有无需缺陷便可产生局域态^[6-8]、光子带隙不依赖入射光方向^[9,10]和产生完全带隙折射率阈值低^[11,12]等独有的性能. 因此, 准晶体结构在光学领域有广阔的应用前景.

Knight 等首次研制出大模场面积的光子晶体光纤后, 在此基础上提出一种填充低折射率的掺氟二氧化硅的全固态光子晶体光纤^[13,14], 能够将模场面积提高 30%. 对于包层为空气孔的光子晶体光纤, 有效折射率有微小的变化都会导致模式的改变, 在制备过程中增加层数又会引起空气孔的畸变影响光纤的结构, 因此用掺氟玻璃棒代替空气孔. 这种全固态结构^[15]还能够避免常规光子晶体光纤在拉制时出现的空气孔塌陷变形, 降低光纤耦合产生的接续损耗等, 这为大模场光纤的模场调节提供了一条新的途径. 2010 年郭艳艳等^[16]设计了一种全固态八边形光子晶体光纤, 在波长 1064 nm 处获得 $2000 \mu\text{m}^2$ 的模场面积, 基模的限制性损耗为 100 dB/km. 2011 年, Ghosh 等^[17]利用全固态结构

* 南开大学本科生创新科研“百项工程”项目(批准号: BX11207)和国家自然科学基金国家基础科学人才培养基金(批准号: J1103208)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: wdfan@nankai.edu.cn

设计了一种在2000—4000 nm的波段范围内有效模场面积大于1100 μm², 基模的限制性损耗为100 dB/km的光子晶体光纤.

为了同时获得大模场面积和低限制性损耗以及简化制备工艺, 基于上述准晶体结构和全固态结构的优良特性, 设计了一种新型的超低损耗全固态准晶体结构大模场光纤. 波长在1064 nm处, 基模的有效模场面积高达5197 μm², 基模的限制性损耗低于10⁻⁵ dB/km; 半径为10 cm时, 弯曲损耗小于0.01 dB/m. 这种光纤不仅解决了大模场面积与低损耗之间的冲突, 还解决了大模场光纤对弯曲敏感等问题, 在高功率激光传输、光纤放大器^[18]、光纤激光传输等方面的发展具有重要意义.

2 结构设计和基本理论

新型全固态六重准晶体结构光纤截面结构如图1所示, 基底为纯二氧化硅, 包层空气孔由掺氟量为2%的硅玻璃棒代替. 包层硅玻璃棒排列呈六重准晶体结构, 其准晶格单元由相邻的正方形和正三角形构成, 相邻孔间距均相同. 中心及周围一层的掺氟硅玻璃棒缺失形成缺陷, 构成大纤芯; 掺氟硅玻璃棒的直径为*d*, 孔间距为*Λ*, 取*Λ* = 30 μm, 孔径比*d/Λ* = 0.3, 纤芯直径为102.6 μm. 掺氟二氧化硅的折射率*n*₁和纯二氧化硅的折射率*n*₂由Sellmeier方程^[19]给出:

$$n(\lambda) = \left[1 + \sum_{i=1}^3 \frac{a_i \lambda^2}{\lambda^2 - b_i^2} \right]^2, \quad (1)$$

式中*a*_{*i*}, *b*_{*i*}为材料的折射率系数, *λ*为自由空间波长.

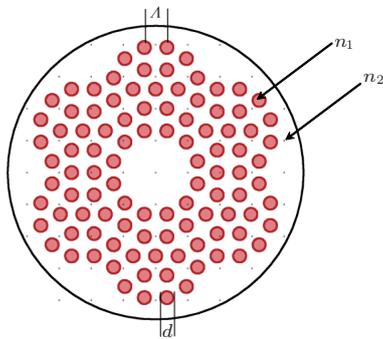


图1 新型全固态六重准晶体结构光纤结构图

最外层设置圆柱形完美匹配层作为吸收边界条件, 给定光纤的自由空间波长, 基于有限元

法^[20,21]进行数值模拟. 通过计算得到各光波的模场分布和有效折射率, 计算精度为10⁻⁶.

使用有限元法对准晶体结构光纤分析, 对光纤的横截面用小三角形进行区域离散化. 由于准晶体结构光纤横截面上不同部分的折射率不同, 在界面上发生突变, 矢量波动方程表示为

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{E} = -(\nabla - j\beta z) (\mathbf{E} \nabla \ln n^2), \quad (2)$$

式中*k*₀ = 2π/λ为真空中的波数, *n*(*x*, *y*)为光纤截面上的折射率分布, β为传播常数.

方程(2)可写成对不同区域折射率的介质的齐次方程

$$(\nabla_i^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2) \mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

式中下标*i*为区域编号, 在此过程中, 折射率的突变不直接反映在波动方程中, 简化了方程求解. 在光纤的外径以外, 无穷远处的场分布的函数值和一阶导为零. 因此, 当将计算窗口取值足够大时, 利用Dirichlet边界条件和Neumann边界条件, 得到方程的本征值矩阵方程. 其中本征值为模式的有效折射率*n*_{eff}, 对本征值进行求解, 就可以对准晶体结构光纤进行数值分析.

通常准晶体结构光纤包层的层数有限, 在纤芯中传导的光从纤芯通过包层填充孔的间隙泄露到包层, 从而造成光纤的传输损耗, 称为限制性损耗. 通过有效折射率*n*_{eff}的虚部可以得到各个模式对应的限制性损耗^[22](单位为dB/km)

$$L_c = \frac{20}{\ln 10} \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}[n_{\text{eff}}] \times 10^{12}, \quad (4)$$

式中, Im[*n*_{eff}]为模式有效折射率的虚部, λ为自由空间波长(单位为nm). 光纤的有效模场面积^[23]表示为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint I(x, y) dx dy \right)^2}{\iint I^2(x, y) dx dy}, \quad (5)$$

式中, *I*(*x*, *y*)为基模的横向光场分布. 光纤截面的横向光场分布越广, 光子晶体的模场面积越大, 这对设计大模场准晶体结构光纤具有指导意义. 光纤的弯曲损耗^[24]为

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi}}{8} \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{\rho}{W} \frac{\exp\left(-\frac{4R}{3} \frac{\Delta}{\rho} \frac{W^3}{V^2}\right)}{\sqrt{W \frac{R}{\rho} + \frac{V^2}{2\Delta W}}}, \quad (6)$$

式中, R 为弯曲半径, ρ 为纤芯半径, $\Delta = \sin^2 \theta_c / 2$, $V = \beta \rho \sin \theta_c$, $W = \rho \sqrt{\beta^2 - \beta_{cl}^2}$.

由于一般情况 $R > \rho$, 所以全固态准晶体结构光纤的弯曲损耗可表示为

$$\alpha = \frac{A}{8\pi A_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{A}{R}} \exp \left[-\frac{\pi R}{6An_{\text{SiO}_2}^2} \left(\frac{\lambda}{A} \right)^2 \right], \quad (7)$$

式中, A 为孔间距, n_{SiO_2} 为二氧化硅基底的折射率.

3 光纤结构及特性研究

新型光纤的限制性损耗特性曲线如图 2 所示, 在 1000 nm 到 2000 nm 的波段内, 基模限制性损耗低于 10^{-3} dB/km, 二阶模的损耗大于 100 dB/km. 基模与二阶模的限制性损耗相差 7 个量级, 在光纤波导中只有基模传输, 实现单模输出. 对于准晶体结构光纤, 其单模传输条件与传统光纤相似, 单模传输条件表示为

$$V_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{2\pi A}{\lambda} (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2) \leq \pi, \quad (8)$$

式中, V_{eff} 为准晶体结构光纤的等效归一化频率, n_{co} , n_{cl} 分别为纤芯和包层的有效折射率.

与传统单模光纤不同, 准晶体结构光纤包层有效折射率由横向光场分布决定. 波长减小, 光场向纤芯集中, 同时泄露到包层的光场能量减少, 包层有效折射率增大, 纤芯与包层的折射率差减小, 等效归一化频率接近某一常数. 由于掺氟二氧化硅的折射率略低于纯二氧化硅, 热扩散系数大于纯二氧化硅, 所以冷却后的应力分布状态所引起的弹光效应导致纤芯与包层的折射率差减小 (最低为 1×10^{-6}). 最终在 1000 nm 到 2000 nm 的波段内, 新型光纤的等效归一化频率低于 0.3, 满足单模传输条件. 数值模拟研究结果可知, 全固态准晶体结构光纤能够很好的解决大模场光纤存在的高阶模抑制问题, 为大模场光纤的模式控制提供了一种新的办法.

新型光纤的有效模场面积随波长的变化曲线如图 3 所示, 随着波长的增加, 低频段模场逐渐向包层泄露, 横向光场向包层扩散, 进而导致有效模场面积增大. 波长分别在 1064 nm, 1310 nm, 1550 nm 处, 基模的有效模场面积分别为 $5197 \mu\text{m}^2$, $5281 \mu\text{m}^2$, $5369 \mu\text{m}^2$. 并且波长在 1064 nm 处, 基模的限制性损耗 $L_c < 10^{-5}$ dB/km, 而已有报道的大模场光纤的限制性损耗为 100 dB/km. 此新型光纤成功解决了大模场光纤中大模场面积与低限制

性损耗之间的矛盾, 也使得该光纤在高功率激光传输方面具有更广泛的用途.

对于全固态准晶体结构光纤, 其限制性损耗和有效模场面积等传输特性由光纤的横向光场分布决定, 而光纤的横向光场分布由孔间距 A 、孔径比 d/A 等几何参量共同决定.

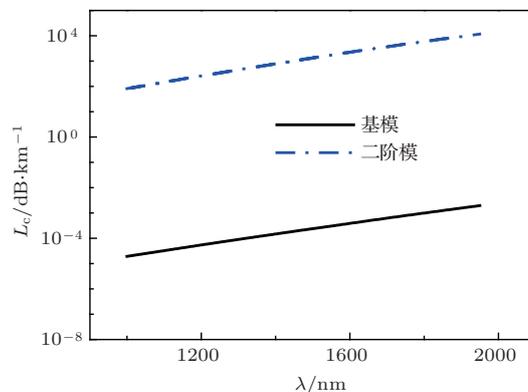


图 2 新型光纤不同模式的限制性损耗 L_c 随波长 λ 变化曲线

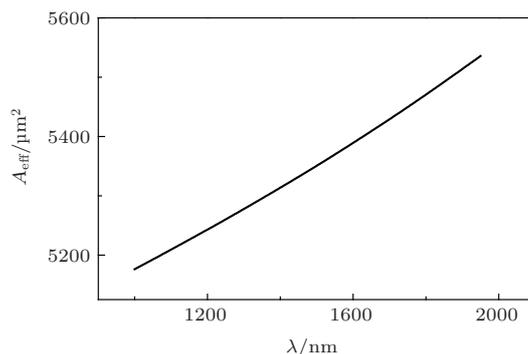


图 3 新型光纤的有效模场面积 A_{eff} 随波长 λ 变化曲线

孔径比 d/A 分别固定为 0.3, 0.5, 0.8, 孔间距 A 从 1 μm 变化到 2 μm . 随着孔间距 A 的增大, 新型光纤的限制性损耗呈指数衰减, 在不同孔径比 d/A 的条件下具有相同的规律; 有效模场面积先增后减, 然后再呈拟线性增加, 并且随着孔径比 d/A 的增加, 有效模场面积峰值的位置逐渐向孔间距减小的方向移动, 如图 4 所示.

随着孔间距 A 的增大, 纤芯的有效折射率增大, 光纤波导对光场能量的束缚能力增强, 使得基模的限制性损耗呈指数衰减. 基于光子晶体光纤的导模机理, 当孔间距 A 较小时, 纤芯的面积较小, 光场能量泄露到包层中, 横向光场分布扩散至包层, 有效模场面积随孔间距 A 增加而增加; 随着孔间距 A 的持续增大, 光纤波导的束缚能力增强, 使得横

向光场分布由包层向纤芯集中, 有效模场面积减小; 当孔间距大于某一值时, 光纤的横向光场分布随着芯径的增加而扩散, 有效模场面积随之增加。

孔间距 Λ 分别为 $2\ \mu\text{m}$, $6\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$, 孔径比 d/Λ 从 0.2 变化到 0.9. 随着孔径比 d/Λ 的增加, 限制性损耗先增加, 达到极大值后, 再急剧减小; 并且随着孔间距 Λ 的增加, 限制性损耗峰值的位置向孔径比减小的方向移动, 如图 5 所示。

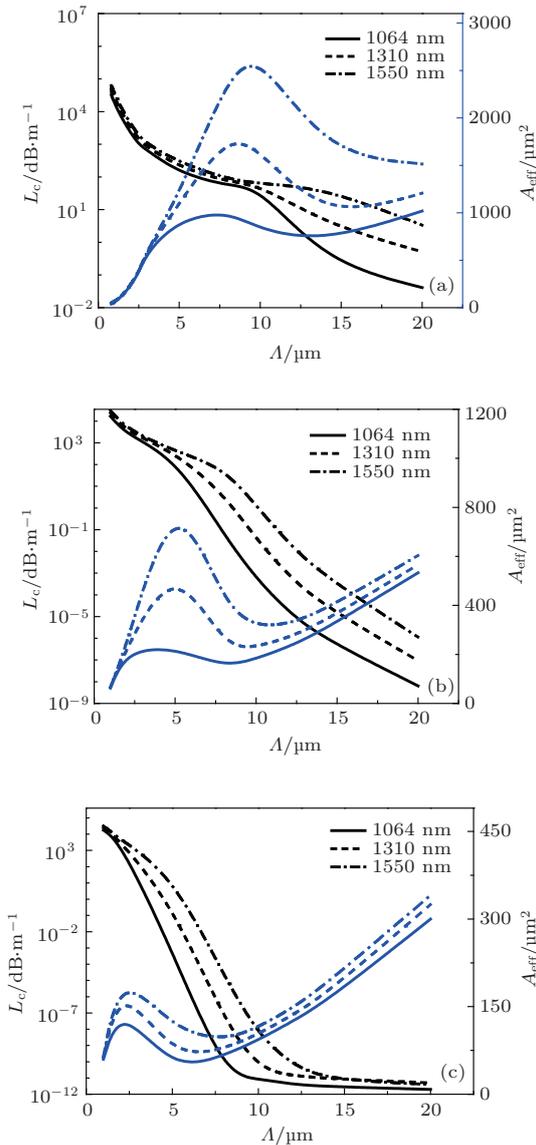


图 4 孔径比 d/Λ 固定时限制性损耗 L_c 和有效模场面积 A_{eff} 随孔间距 Λ 的变化 (a) $d/\Lambda = 0.3$; (b) $d/\Lambda = 0.5$; (c) $d/\Lambda = 0.8$

孔间距 Λ 固定不变, 随着孔径比 d/Λ 增加, 纤芯面积减少, 光纤波导对光场的束缚能力减弱; 但是随着孔径比增加, 包层的有效折射率减小, 包层与纤芯的有效折射率差 Δn_{eff} 增大, 光纤波导对光场的束缚能力增强. 当孔径比 d/Λ 较小时, 纤芯对

光场能量的束缚起主导作用, 此时限制性损耗随孔径比增加而增加. 随着孔径比 d/Λ 的逐渐增大, Δn_{eff} 逐渐增大, Δn_{eff} 对光场能量的束缚起主导作用, 限制性损耗随孔径比 d/Λ 增加而减少. 随着孔间距 Λ 的增加, 纤芯对光场能量束缚的作用逐渐减弱, 故限制性损耗的峰值向孔径比 d/Λ 减小的方向移动。

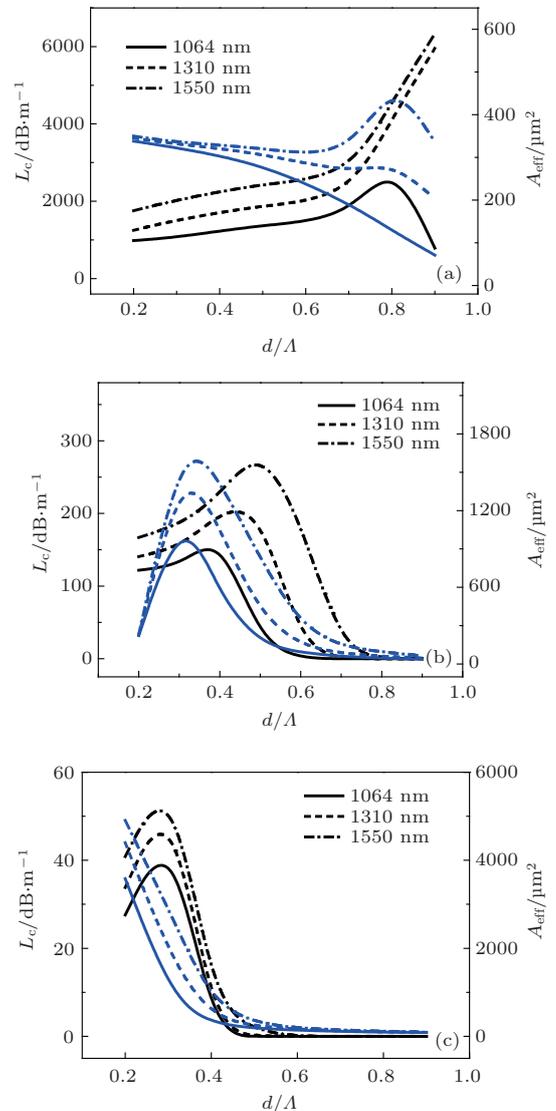


图 5 孔间距 Λ 固定时限制性损耗和有效模场面积随孔径比 d/Λ 的变化 (a) $\Lambda = 2\ \mu\text{m}$; (b) $\Lambda = 6\ \mu\text{m}$; (c) $\Lambda = 10\ \mu\text{m}$

数值模拟研究结果显示, 当孔间距 Λ 固定不变, 改变孔径比 d/Λ , 有效模场面积的变化规律与限制性损耗的变化规律相似, 并且孔间距 Λ 增加, 有效模场面积峰值向参量 d/Λ 减小的方向移动, 如图 5 所示. 在损耗增加的过程中, 光场能量由纤芯向包层泄露, 横向光场分布扩散至包层, 有效模场面积增加. 但是随着光纤对光场能量束缚能力的

增强, 光场能量向纤芯集中, 横向光场分布集中在大纤芯中, 有效模场面积随着参量 d/Λ 的增加而减少.

通过以上分析可知, 当孔径比 d/Λ 固定不变, 孔间距 Λ 选取合适的范围时, 新型光纤的有效模场面积与限制性损耗随参量 Λ 的变化规律相反. 当孔间距 Λ 固定不变, 新型光纤的有效模场面积与限制性损耗随参量 d/Λ 的变化规律一致, 并且随着孔间距 Λ 的增加, 它们的峰值位置向孔径比 d/Λ 减小的方向移动. 因此合理的选取新型光纤的孔间距和孔径比等结构参量, 既有利于增大有效模场面积又可以将损耗控制在合适的水平.

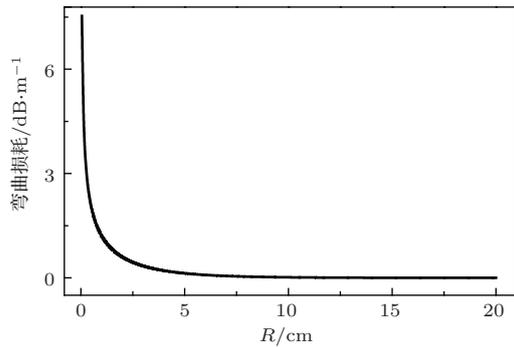


图6 波长为 1064 nm 时, 新型光纤的弯曲损耗

随着孔间距的增加, 纤芯直径增加, 相邻模式之间的折射率差减小, 当芯径过大时, 光纤中不同模式之间相互耦合的可能性增加, 模场将会变得极不稳定. 此外, 芯径越大, 光纤弯曲敏感度越高, 光纤中心模场的中心偏离、面积压缩等畸变现象越严重. 考虑到模式耦合现象和弯曲畸变现象的影响, 应合理的选取光纤的结构参量. 在波长 1064 nm 处, 光纤的弯曲特性如图 6 所示. 当光纤的弯曲半径为 10 cm 时, 弯曲损耗小于 0.01 dB/m. 由此可见此新型光纤在保证超低损耗、大模场面积以及单模传输特性的情况下, 仍具有良好的抗弯曲特性.

4 结 论

将准晶体结构和全固态结构的优良特性应用于大模场单模光纤, 设计了一种新型大模场超低损耗单模光纤. 数值模拟研究结果显示: 在 1000—2000 nm 波段内, 基模与二阶模的限制性损耗相差高达 7 个量级, 保证单模传输. 在波长 1064 nm 处, 大模场面积高达 $5197 \mu\text{m}^2$, 基模的损耗低于 10^{-5} dB/km, 有效的解决大模场与低限制性损耗的矛盾. 弯曲半径为 10 cm 时, 弯曲损耗小于

0.01 dB/m, 具有良好的弯曲特性. 该新型光纤能够提高光纤的热损伤阈值, 降低光纤耦合时产生的接续损耗, 全固态结构能够避免常规光子晶体光纤拉制时空气孔塌陷变形, 极大的方便了制备工艺. 如果纤芯进一步采用掺铒或掺镱等增益介质, 还可研制出各种大模场面积的增益光纤. 这种新型结构光纤对高功率激光传输、光纤放大器和光纤激光器上的发展上具有重要意义.

参考文献

- [1] Jeong Y, Sahu J K, Payne D N 2004 *Electron. Lett.* **40** 470
- [2] Fini J M 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1669
- [3] Song Y J, Hu M L, Liu Q W, Li J Y, Chen W, Chai L, Wang Q Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5045 (in Chinese)[宋有建, 胡明列, 刘庆文, 李进延, 陈伟, 柴路, 王清月 2008 物理学报 **57** 5045]
- [4] Yang H R, Li X Y, Hong W, Hao J H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 024211
- [5] Jin C J, Cheng B Y, Man B Y, Li Z L, Zhang D Z 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 1848
- [6] Wang Y Q, Hu X Y, Xu X S, Cheng B Y, Zhang D Z 2003 *Phys. Rev. B* **68** 165106
- [7] Notomi M, Suzuki H, Tamamura T, Edagawa K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 123906
- [8] Wang K 2006 *Phys. Rev. B* **73** 235122
- [9] Rochstuhl C, Lederer F 2006 *New J. Phys.* **206** 233390
- [10] Zhang J Y, Tam H L, Wong W H, Pun Y B *The 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics* Taipei China, Dec15–19, 2003 p117
- [11] Romero-Vivas J, Chigrin D, Lavrinenko A, Lavrinenko V, Sotomayor Torres M 2005 *Opt. Express* **13** 826
- [12] Dyachenko P N, Miklyaev Y V 2006 *SPIE*. **6182** 61822I
- [13] Knight J C, Birks T A, Cregan R F, Russell P S J 1998 *Electron. Lett.* **34** 1374
- [14] Knight J C, Birks T A, Russell P S J, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
- [15] Fang H, Lou S Q, Guo T Y, Yao L, Li H L, Jian S S 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1029
- [16] Guo Y Y, Hou L T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4041 (in Chinese)[郭艳艳, 侯蓝田 2010 物理学报 **59** 4041]
- [17] Ghosh S, Dasgupta S, Varshney R K, Richardson D J, Pal B P 2011 *Opt. Express* **19** 21295
- [18] Xiao H, Dong X L, Zhou P, Xu X J and Zhao G M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 034201
- [19] Fleming J W, Wood D L 1983 *Applied Optics* **22** 3102
- [20] Selli S, Vincetti L, Cucinotta A, Zoboli M 2001 *Opt. Quantum Electron* **33** 359
- [21] Xia C M, Zhou G Y, Han Y, Liu Z L, Hou L T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094213 (in Chinese)[夏长明, 周桂耀, 韩颖, 刘兆伦, 侯蓝田 2011 物理学报 **60** 094213]
- [22] Haxha S, Ademgil H 2008 *Opt. Commun.* **281** 278
- [23] Mortensen N A 2002 *Opt. Express* **10** 341
- [24] Olszewski J, Szpulak M, Urbanczyk W 2005 *Opt. Express* **13** 6015

Investigation of a novel all-solid large-mode-area photonic quasi-crystal fiber*

Liao Wen-Ying Fan Wan-De[†] Li Yuan Chen Jun Bu Fan-Hua Li Hai-Peng
Wang Xin-Ya Huang Ding-Ming

(School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

(Received 13 August 2013; revised manuscript received 14 September 2013)

Abstract

Large-mode-area single-mode fibers play an important role in the field of high power lasers, high power delivery, and high sensitivity sensor. A novel all-solid large-mode-area single-mode photonic quasi-crystal fiber with extremely low loss is proposed. This kind of fiber contains a hexagonal quasi-crystal array of slightly fluorine-doped silica rods in a silica background. Its structure and properties are simulated numerically in virtue of finite element method. Effects of variation of d/A , or A on fiber loss and effective mode-area properties are investigated. Numerical results demonstrate that an effective mode-area of $5197 \mu\text{m}^2$, low confinement loss of 10^{-5} dB/km for fundamental mode and high confinement loss of 100 dB/km of second-order mode at a wavelength of 1064 nm. Numerical simulations show that this fiber can operate effectively in single-mode and remove the conflict between large-mode-area and low loss. Moreover, the bending loss for a bending radius of 10 cm is as low as 0.01 dB/m. This fiber can increase the thermal damage threshold of the PQF, decrease the coupling loss and simplify the fabrication process. The design of new fibers is highly meaningful for the development of high power delivery, fiber lasers, and fiber amplifiers.

Keywords: large-mode-area, photonic quasi-crystal fibers, confinement loss, bending loss

PACS: 42.81.Bm, 42.81.Qb, 42.81.Dp

DOI: [10.7498/aps.63.034206](https://doi.org/10.7498/aps.63.034206)

* Project supported by ‘100 projects’ of Creative Research for the Undergraduates of Nankai University (Grant No. BX11207), and the Fund for Fostering Talents in Basic Science of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. J1103208).

[†] Corresponding author. E-mail: wdfan@nankai.edu.cn