

多芯光子晶体光纤优化掺杂分布实现 同相位超模输出*

黄莉莉¹⁾ 方晓惠²⁾ 崔元玲¹⁾ 胡明列^{1)†} 王清月¹⁾

1) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

2) (北京工业大学应用数理学院, 北京 100124)

(2013年7月31日收到; 2013年9月3日收到修改稿)

本文基于多横模运转的传输速率方程, 建立了多芯光子晶体光纤放大器的数值模型. 利用分步傅里叶方法, 分析了掺杂浓度分布、耦合强度、抽运功率对于放大器各模式输出功率的影响. 通过对多芯光子晶体光纤掺杂浓度的阶梯设计和纤芯间耦合强度的优化, 实现了无需插入其他外加元件, 利用光纤本身特性就可以实现选定同相位超模的方法, 并且数值计算表明高抽运功率也能够提高放大器输出同相位超模的比例, 进一步优化了多芯光子晶体光纤放大器输出脉冲的光束质量.

关键词: 多芯光子晶体光纤, 同相位超模, 模式选定, 多横模竞争

PACS: 42.55.Tv, 42.55.Wd, 42.55.-f

DOI: 10.7498/aps.63.014204

1 引言

高峰值功率高平均功率的超短脉冲激光具有广泛的工业、科学应用, 在非线性和频率变换^[1], 波导刻蚀^[2]、太赫兹波的产生^[3,4]及高精度微加工^[5,6]等方面均有所体现. 光子晶体光纤因将增益、色散、非线性集于一身成为产生超短脉冲的优良载体^[7,8]. Baungartl等^[9]利用纤芯直径约70 μm的大模场面积光子晶体光纤在振荡器中实现了平均功率66 W的输出, 光纤放大器平均功率输出指标更是因为使用大模场面积的光子晶体光纤达到830 W^[10]. 但是如此高的光功率被限制在几十微米的纤芯中, 使得光脉冲在纤芯中易受到非线性效应的扰动, 限制了激光器输出功率进一步的提升. 一个直接有效的解决方案是利用多模光纤来增大光纤的模场面积, 降低非线性效应, 但同时也带来了光束质量差的问题. 多个研究小组对此进行了深入

的研究, 并通过优化光纤折射率、掺杂分布^[11]、弯曲光纤等方法来抑制高阶模. 增大模场面积的另一个有效途径是利用多芯光子晶体光纤, 它的模场面积可以随纤芯数量增加, 而且可以改善光纤的热效应、热应力的问题, 为进一步提高光子晶体光纤激光器输出指标提供了有效的增益介质. 现在利用十八芯光子晶体光纤已经实现了振荡器的锁模输出^[12], 用七芯光子晶体光纤作为放大增益介质也已经实现了150 MW, 110 fs的超短脉冲输出^[13]. 但是多芯光子晶体光纤同样存在选模问题.

根据耦合模理论, 多芯光子晶体光纤具有与纤芯数量相同的模式数, 每一个超模的纤芯间相位恒定, 其中只有同相位超模纤芯间相位差为零, 远场呈高斯分布, 具有衍射极限的光束质量. 因此, 基于多芯光子晶体光纤的研究首先要解决的问题是如何有效选取同相位超模. 现已有一些选模的方法, 如熔接普通光纤^[14], 利用反射镜构建塔尔博特腔^[15], 插入多模布拉格光纤光栅^[16]等. 但是这些

* 国家重点基础研究发展规划(批准号: 2011CB808101, 2010CB327604)、国家自然科学基金(批准号: 61108020, 61078028, 60838004)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20110032110056)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: huminglie@tju.edu.cn

方法都需要在腔中插入其他元件, 操作复杂, 调节困难. 如果利用光纤本身特性进行选模则可以使选模变得简单有效. 因此, 在本文中, 基于速率方程理论建立了七芯光子晶体光纤放大器的数值模型, 通过优化多芯光子晶体光纤的掺杂分布和耦合强度, 实现了利用光纤本身特性直接输出同相位超模.

2 理论模型

2.1 七芯光子晶体光纤的模式特性

理论计算使用的七芯光子晶体光纤端面结构如图 1 所示, 材料折射率是 1.45, 空气孔间距 $\Lambda = 5 \mu\text{m}$, 空气孔直径 $d = 1 \mu\text{m}$, 纤芯间距为 $\sqrt{3}\Lambda$, $d/\Lambda = 0.2$ 决定了每个纤芯均能保持单模传输. 由于七芯光子晶体光纤具有七个本征模式 (以下称作超模)^[17], 对应的本征值分别为 $s+k$, $s+k$, $s-k$, $s-k$, $s-2k$, $s+k-\sqrt{7}k$, 本征矢为

$$\begin{aligned} &[\sqrt{7}-1, 1, 1, 1, 1, 1, 1] \quad [0, -1, 1, 0, -1, 1, 0] \\ &[0, -1, -1, 0, 1, 1, 0] \quad [0, 1, 0, -1, -1, 0, 1] \\ &[0, -1, 0, 1, -1, 0, 1] \quad [0, -1, 1, -1, 1, -1, 1] \\ &[-\sqrt{7}-1, 1, 1, 1, 1, 1, 1]^{[17]}, \end{aligned}$$

其中 s 为纤芯之间的自耦合系数, k 为纤芯之间的互耦合系数. 将上述模式分别依次定义为超模 1—7, 其中超模 1 为同相位超模, 超模 7 为反相位超模. 从本征值可以看出, 随着互耦合强度增加, 后四个超模的本征值将为负, 意味着这些超模传输损耗增加, 并最终会被截止传输. 同时, 从本征矢可以看出, 只有同相位超模和反相位超模在中间纤芯

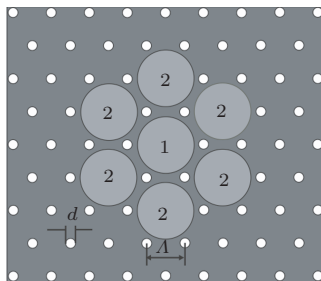


图 1 七芯光子晶体光纤端面结构图 (灰色区域 (深灰和浅灰) 为熔石英, 材料折射率设为 1.45, 白色区域为周期性排列的空气孔, 折射率为 1, 空气孔间距 $\Lambda = 5 \mu\text{m}$, 空气孔直径 $d = 1 \mu\text{m}$, 纤芯 (浅灰色区域) 由缺失的空气孔组成, 纤芯间距 $\sqrt{3}\Lambda$, 中间纤芯为区域 1, 外圈六个纤芯组成区域 2)

有能量分布. 结合以上两点, 可以通过优化掺杂浓度分布和纤芯之间的耦合强度, 选出同相位超模.

2.2 速率方程

七芯光子晶体光纤的本征超模相互竞争消耗共用的上能级粒子数, 基于文献 [11] 建立多横模运转的多芯光子晶体光纤放大器的数值模型. 在此模型中, 抽运光与信号光同向传输, 为简化模型, 做以下假设: 1) 增益光纤为二能级系统, 忽略激光下能级的受激吸收过程; 2) 抽运光在光纤横截面均匀分布, 忽略激光上能级的自发辐射; 3) 单纵模运转.

$$\begin{aligned} &\frac{N_2(x, y, z)}{N_1(x, y, z)} \\ &= \frac{P_p^+(z)\sigma_{ap}\Gamma_p(x, y)}{h\nu_p} + \sum_i \frac{P_{si}^+(z)\sigma_{as}\Gamma_{si}(x, y)}{h\nu_s} \\ &= \frac{P_p^+(z)\sigma_{ep}\Gamma_p(x, y)}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau} + \sum_i \frac{P_{si}^+(z)\sigma_{es}\Gamma_{si}(x, y)}{h\nu_s}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} &\frac{dP_p^+(z)}{dz} \\ &= \left\{ \iint_D [\sigma_{ep}N_2(x, y, z) - \sigma_{ap}N_1(x, y, z)] \right. \\ &\quad \times \Gamma_p(x, y) dx dy \left. \right\} P_p^+(z) - \alpha P_p^+(z), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} &\frac{dP_{si}^+(z)}{dz} \\ &= \left\{ \iint_D [\sigma_{es}N_2(x, y, z) - \sigma_{as}N_1(x, y, z)] \right. \\ &\quad \times \Gamma_{si}(x, y) dx dy \left. \right\} P_{si}^+(z) - \alpha_{si}P_{si}^+(z) \\ &\quad - \sum_j d_{ij} [P_{si}^+(z) - P_{sj}^+(z)], \end{aligned} \quad (3)$$

其中 h 是普朗克常数, τ 是上能级寿命, ν_p 和 ν_s 是抽运光和信号光频率, D 是多芯光子晶体光纤本征模场分布中电场不为零的区域, $N_2(x, y, z)$ 和 $N_1(x, y, z)$ 是在 (x, y, z) 处的激光上能级和下能级粒子数密度. $P_p^+(z)$ 是在 Z 处的抽运光功率, $P_{si}^+(z)$ 是在 Z 处的信号光功率. $\sigma_{ep}(\sigma_{ap})$ 和 $\sigma_{es}(\sigma_{as})$ 是抽运光和信号光的发射 (吸收) 截面. α_p 和 α_{si} 是抽运光和第 i 个信号光的损耗 (第 i 个超模的损耗), d_{ij} 是第 i 个和第 j 个超模的耦合系数. $\Gamma_p(x, y)$ 和 $\Gamma_{si}(x, y)$ 是抽运光和第 i 个超模信号光的功率填充因子, 可用如下公式计算:

$$\Gamma_p(x, y) = \frac{1}{A_{\text{clad}}},$$

$$\iint_D \Gamma_p(x, y) dx dy = \Gamma_p = \frac{A_D}{A_{\text{clad}}}, \quad (4)$$

$$\Gamma_{si}(x, y) = \frac{E_i(x, y)}{\iint_D E_i(x, y) dx dy},$$

$$\iint_D E(x, y) dx dy = \Gamma_{si} = P_D, \quad (5)$$

$E_i(x, y)$ 为第 i 个超模在 (x, y) 点处的光强, A_D 和 A_{clad} 是超模电场分布不为零的区域面积和光纤端面上抽运光所占面积. 方程 (1) 描述的是激光上能级和下能级粒子数密度在光纤长度方向上随着抽运光功率和所有超模信号光功率的变化情况. 方程 (2) 和 (3) 描述的是抽运光和各个超模功率随着光纤长度的变化情况. 用分步傅里叶的方法计算经过增益光纤放大后各超模输出功率分布.

方程 (1)—(3) 非常复杂, 难以得到解析解, 需要通过数值方法求解. 将光纤横截面如图 2 所示划分为多个小正方形, 划分的网格足够小使得在每一个小正方形内抽运光强度和信号光强度可以看做相同. 很明显, 划分的网格数量关系到计算的精确度, 数值模拟时综合考虑运算速度和计算精度, 选取 M 值为 101. 通过这种简化运算, 上述三个方程可以简化为

$$\frac{N_{2kn}(z)}{N_{1kn}(z)} = \frac{P_p^+(z)\sigma_{\text{ap}}\Gamma_{pkn} + \sum_i \frac{P_{si}^+(z)\sigma_{\text{as}}\Gamma_{sikn}}{h\nu_s A_{kn}}}{\frac{P_p^+(z)\sigma_{\text{ep}}\Gamma_{pkn}}{h\nu_p A_{kn}} + \frac{1}{\tau} + \sum_i \frac{P_{si}^+(z)\sigma_{\text{es}}\Gamma_{sikn}}{h\nu_s A_{kn}}},$$

$$(k, n = 1, 2, \dots, M), \quad (6)$$

$$\frac{dP_p^+(z)}{dz} = \left(\sum_n \sum_k \Gamma_{pkn} [\sigma_{\text{ep}} N_{2kn}(z) - \sigma_{\text{ap}} N_{1kn}(z)] \right) \times P_p^+(z) - \alpha P_p^+(z), \quad (7)$$

$$\frac{dP_{si}^+(z)}{dz} = \left(\sum_n \sum_k \Gamma_{sikn} [\sigma_{\text{es}} N_{2kn}(z) - \sigma_{\text{as}} N_{1kn}(z)] \right) \times P_{si}^+(z) - \alpha_{si} P_{si}^+(z) - \sum_j d_{ij} [P_{si}^+(z) - P_{sj}^+(z)], \quad (8)$$

$$\Gamma_{pkn} = \frac{A_{kn}}{A_{\text{clad}}},$$

$$\Gamma_{sikn} = \frac{\int_{n-1}^n \int_{k-1}^k E_i(x, y) dx dy}{\iint_D E_i(x, y) dx dy}, \quad (9)$$

A_{kn} 是划分的小正方形的面积, Γ_{pkn} , Γ_{sikn} 是抽运功率和第 i 个超模信号光在小正方形 kn 处得功率填充因子.

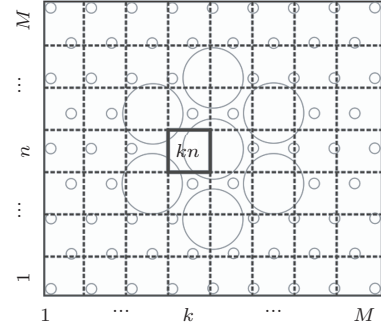


图 2 为简化运算, 将光纤横截面划分为 M^2 个小正方形, 每个小正方形用 kn 标记

3 模拟结果及分析

模拟计算中使用的抽运光波长为 975 nm, 信号光波长为 1064 nm, 光纤抽运光和信号光的受激发射截面、受激吸收截面分别为 $\sigma_{\text{ep}} = 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{ap}} = 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{es}} = 3.2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{as}} = 6.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$, 设定每个超模的信号光功率均为 100 mW. 增益光纤选取足够的长度使得各超模能以最大功率输出. 下面具体分析不同掺杂浓度分布、耦合强度、抽运功率对于放大器输出功率分布的影响, 从而优化放大器输出的光束质量.

3.1 掺杂浓度分布对于输出功率分布的影响

现有的多芯光子晶体光纤, 其横截面上各纤芯的掺杂浓度相同, 即掺杂浓度平均分布. 设定抽运功率 100 W, 用上文建立的数值模型计算掺杂浓度平均分布的七芯光子晶体光纤作为放大器增益介质时各超模输出功率的分布, 如图 3(a), 可以看出, 多芯光子晶体光纤的七个本征模式均得到放大, 各模式输出功率相差不大, 同相位超模的输出功率只占总输出功率的 19%, 输出模式光束质量差. 而从前面的多芯光子晶体光纤模式分析可以看出, 只有同相位超模 1 和反相位超模 7 在中间纤芯有能量分布, 若光纤中间纤芯 (图 1 区域 1) 的掺杂浓度比周围纤芯 (图 1 区域 2) 的掺杂浓度高, 那么在放大过

程中, 同相位超模1和反相位超模7将因为中间纤芯存在的能量分布, 比其他中间纤芯没有能量分布的超模获得更高的增益系数, 从而能够被有效放大, 并且由于多横模竞争, 所有超模共用周围纤芯区域2的反转粒子数, 同相位超模1和反相位超模7的放大优势将会抑制其他超模的放大过程. 因此, 设定中间纤芯(图1区域1)与外圈六个纤芯的(图1区域2)的掺杂浓度比为3:1, 即掺杂浓度阶梯分布, 计算结果如图3(b)所示, 同相位超模和反相位超模相比于其他模式获得了有效放大, 反相位超模得到最大增益, 这两个模式的放大抑制了其他超模的放大过程. 并且纤芯区域1与纤芯区域2的掺杂浓度比越高, 选模效果越明显. 由此看出掺杂浓度阶梯分布的光纤可以有效的从七个本征超模中选出同相位超模和反相位超模, 为进一步选出同相位超模提供了有利条件.

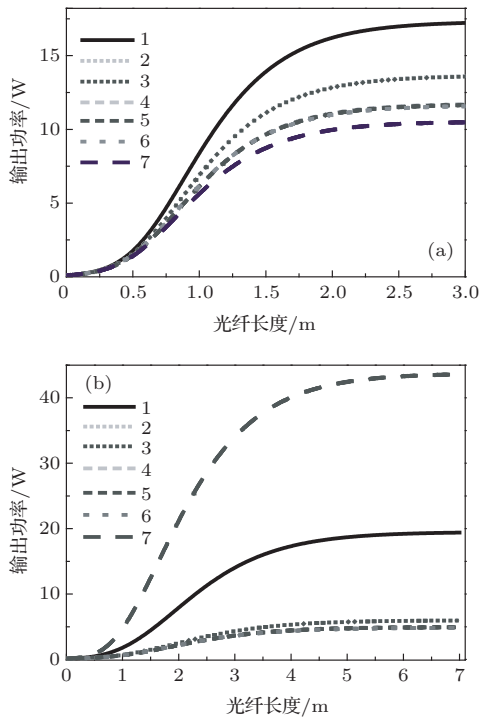


图3 (a) 掺杂浓度平均分布(纤芯区域1与区域2的掺杂浓度1:1); (b) 掺杂浓度阶梯分布(纤芯区域1与区域2的掺杂浓度3:1), 多芯光子晶体光纤七个本征超模全部激发后, 七个本征超模的功率分布随着光纤长度的变化曲线

3.2 耦合强度对输出功率分布的影响

下面讨论纤芯间耦合强度对于输出功率分布的影响. 由2.1七芯光子晶体光纤的模式特性可知, 增大纤芯间的互耦合系数可以使反相位超模传输损耗增大, 模式截止. 而纤芯间互耦合系数可以直接通过空气孔大小来调节. 减小内包层空

气孔直径, 纤芯对光场束缚力减弱, 通过渐消场耦合的超模间的互耦合系数变大. 在选出同相位超模和反相位超模的基础上, 即设定纤芯区域1和区域2的掺杂浓度比为3:1时, 空气孔直径减小至 $d = 0.8 \mu\text{m}$, 在该空气孔直径下反相位超模传输损耗较大, 计算得出输出功率分布如图4(b)所示, 同相位超模的输出功率占据总输出功率的绝对优势, 百分比高达70%, 获得了很好的光束质量. 这是因为在该空气孔直径下, 即使掺杂浓度阶梯分布, 增益系数较高, 反相位超模由于传输损耗过大, 增益小于损耗, 也得不到有效放大. 因此通过同时优化掺杂浓度分布和纤芯的耦合强度, 实现了在多芯光子晶体光纤放大器中对同相位超模的选定.

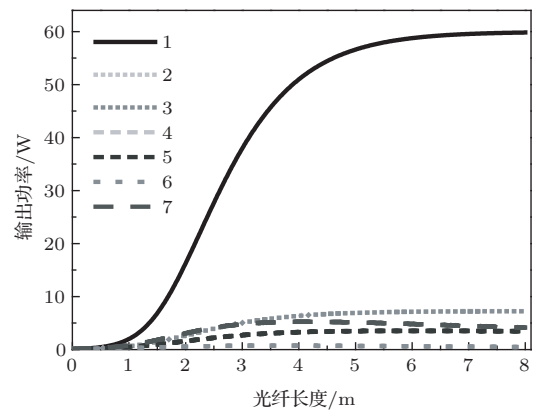


图4 掺杂浓度阶梯分布(纤芯区域1与区域2的掺杂浓度3:1时), 空气孔直径 $d = 0.8 \mu\text{m}$ 时, 多芯光子晶体光纤七个超模全部激发后, 七个本征模式功率分布随着光纤长度的变化曲线

3.3 抽运功率对于输出功率分布的影响

文献[13]从实验中得出高抽运功率有助于同相位超模的锁定, 为了进一步提高放大器的输出质量, 下面讨论在掺杂浓度阶梯分布时, 抽运功率对于同相位超模是否依然具有优化作用. 在选出同相位超模的前提下, 即空气孔直径 $d = 0.8 \mu\text{m}$, 纤芯区域1与区域2掺杂浓度比为3:1, 改变抽运光的功率. 由本征矢可看出超模2和3, 4和5模式强度分布相同, 在放大过程中变化趋势也相同, 并且模式6在此互耦合系数下模式截止, 因此图5给出了模式1, 2, 4和7的输出功率占总输出功率百分比随抽运功率的变化. 随着抽运功率的增加, 同相位模式输出功率占总输出功率的比例不断增加, 其他模式的输出比例呈下降趋势, 可见在掺杂浓度阶梯分布时, 高功率抽运能够促使同相位超模在多横模运转的模式竞争中占据更大的优势, 有利于进一步

优化放大器输出的光束质量.

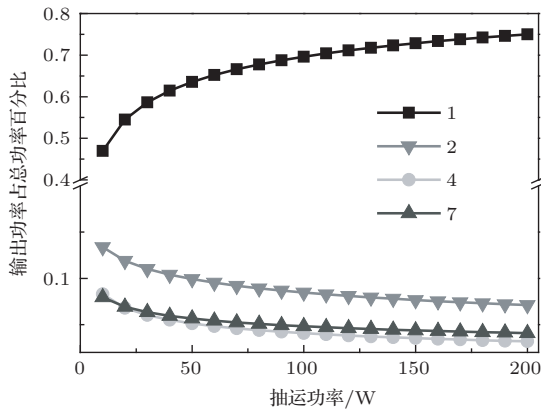


图5 多芯光子晶体光纤放大器在空气孔直径 $d = 0.8 \mu\text{m}$, 纤芯区域 1 与区域 2 掺杂浓度比为 3 : 1 时, 各模式输出功率占总输出功率百分比随着抽运功率的变化曲线

4 结 论

本文基于多横模运转的传输速率方程建立了多芯光子晶体光纤放大器的数值模型. 通过优化光纤的掺杂浓度分布和纤芯的耦合强度, 获得了放大器的同相位超模运转, 成功实现了同相位超模的选定. 同时, 在此基础上, 进一步讨论了抽运功率对于放大器输出功率占总功率百分比的影响, 并且得出高抽运功率有利于获得光束质量更好的结论. 本文是基于七芯光子晶体光纤进行的数值计算, 这些结论可以推广到其他多芯光子晶体光纤中, 这样既可以不断的增加光纤的模场面积, 也能够获得接近衍射极限的光束质量, 为提高光纤激光器的输出指标提供了有效途径.

参考文献

[1] Gu C L, Hu M L, Zhang L M, Fan J T, Song Y J, Wang Q Y, Reid T D 2013 *Opt. Lett.* **38** 1820

[2] Wang Y R, Li Y, Wang S J, He S T, Chai L, Wang Q Y, Hu M L 2012 *Chinese J. Lasers* **39** 1203002 (in Chinese) [汪月容, 李毅, 王思佳, 何书通, 柴路, 王清月, 胡明列 2012 中国激光 **39** 1203002]

[3] Liu F, Li Y, Shi J K, Hu X K, Li J, Li Y F, Xing Q R, Hu M L, Chai L, Wang Q Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 034210 (in Chinese) [刘丰, 李毅, 石俊凯, 胡晓莹, 李江, 栗岩锋, 邢岐荣, 胡明列, 柴路, 王清月 2012 物理学报 **61** 034210]

[4] Wu S Q, Liu J S, Wang S L, Hu B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 104207

[5] Li Y, Liu F, Li Y F, Chai L, Xing Q R, Hu M L, Wang Q Y 2011 *Appl. Optics* **50** 1958

[6] Yang L, Wang C Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4292

[7] Zhang X, Hu M L, Song Y J, Chai L, Wang Q Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1863 (in Chinese) [张鑫, 胡明列, 宋有建, 柴路, 王清月 2010 物理学报 **59** 1863]

[8] Zhang D P, Hu M L, Xie C, Chai L, Wang Q Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 044206 (in Chinese) [张大鹏, 胡明列, 谢辰, 柴路, 王清月 2012 物理学报 **61** 044206]

[9] Baumgartl M, Lecaplain C, Hideur A, Limpert J, Tünnermann A 2012 *Opt. Lett.* **37** 1640

[10] Eidam T, Hanf S, Seise E, Andersen V T, Gabler T, Wirth C, Schreiber T, Limpert J, Tünnermann A 2010 *Opt. Lett.* **35** 94

[11] Gong M L, Yuan Y Y, Li C, Yan P, Zhang H T, Liao S Y 2007 *Opt. Exp.* **15** 3236

[12] Fang X H, Hu M L, Song Y J, Xie C, Chai L, Wang Q Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 064208 (in Chinese) [方晓惠, 胡明列, 宋有建, 谢辰, 柴路, 王清月 2011 物理学报 **60** 064208]

[13] Fang X H, Hu M L, Liu B W, Chai L, Wang Q Y, Zheltikov A M 2010 *Opt. Lett.* **35** 2326

[14] Li L, Schülzgen A, Chen S, Temyanko V L, Moloney J V, Peyghambarian N 2006 *Opt. Lett.* **31** 2577

[15] Wragge M, Glas P, Fischer D, Leitner M, Vysotsky D V, Napartovich A P 2000 *Opt. Lett.* **25** 1436

[16] Kurkov A S, Paramonov V M, Dianov E M, Isaev V A, Ivanov G A 2006 *Laser Phys. Lett.* **3** 441

[17] Fang X H, Hu M L, Li Y F, Chai L, Wang Q Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2495 (in Chinese) [方晓惠, 胡明列, 栗岩锋, 柴路, 王清月 2009 物理学报 **58** 2495]

Numerical analysis of in-phase supermode selection of seven-core photonic crystal fiber by gain distribution*

Huang Li-Li¹⁾ Fang Xiao-Hui²⁾ Cui Yuan-Ling¹⁾ Hu Ming-Lie¹⁾†
Wang Qing-Yue¹⁾

1) (*Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology of Ministry of Education, College of Precision Instruments and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

2) (*College of Applied Sciences, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China*)

(Received 31 July 2013; revised manuscript received 3 September 2013)

Abstract

A model based on propagation-rate equations by considering the multi-transverse mode is constructed to describe the amplifier made from seven-core photonic crystal fibers. The output power of the seven eigenmodes in the amplifier infected by the dopant distribution, coupling coefficient and the pump power is discussed using the split-step Fourier algorithm. Mode selection can be realized by the design of dopant distribution and suitable coupling coefficient without the need of other devices. Mode selection may become more convenient due to this method. Moreover, high pump power can contribute to the improvement of the in-phase supermode. These results are helpful for improving the light quality of the amplifier.

Keywords: multicore photonics crystal fiber, in-phase supermode, mode selection, transverse competition

PACS: 42.55.Tv, 42.55.Wd, 42.55.-f

DOI: 10.7498/aps.63.014204

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant Nos. 2011CB808101, 2010CB327604), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61108020, 61078028, 60838004), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20110032110056).

† Corresponding author. E-mail: huminglie@tju.edu.cn