

文章编号: 1001-3806(2009)05-0535-03

## 反折射率增益导引光纤放大器增益特性分析

汪相如<sup>1</sup>,熊彩东<sup>1\*</sup>,邓浩<sup>1</sup>,罗娟研<sup>1</sup>,邱琪<sup>2</sup>,廖云<sup>2</sup>

(1. 电子科技大学 物理电子学院, 成都 610054; 2. 电子科技大学 光电信息学院, 成都 610054)

**摘要:** 为了能够更好地研究反折射率增益导引光纤的工作特性及掺镱反折射率增益导引光纤放大器模型, 分析其对信号光的放大特性, 利用信号光饱和参量  $S$  方法, 求解速率方程, 针对  $100\mu\text{m}$  芯径特征尺寸, 进行了理论分析及仿真计算。结果表明, 在特定的掺杂离子浓度和抽运功率下, 得到信号光增益与光纤长度的相互关系, 并得到最佳光纤长度、掺杂离子浓度和抽运功率的数值曲线, 与普通的光纤放大器相比, 其放大特性有很大的提高。

**关键词:** 光纤放大器; 增益特性; 饱和参量; 反折射率增益导引光纤

**中图分类号:** TN722 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2009.05.026

### Theoretical discussion on gain characteristics of gain-guided and index antiguided fiber amplifiers

WANG Xiang-ru<sup>1</sup>, XIONG Cai-dong<sup>1</sup>, DENG Hao<sup>1</sup>, LUO Juan-yan<sup>1</sup>, QIU Qi<sup>2</sup>, LIAO Yun<sup>2</sup>

(1. School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China; 2. School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

**Abstract:** With the purpose of further discussion on the property of amplification of gain-guided and index-antiguided Yb-doped fiber amplifiers, with a negative refractive index step from the cladding to the core, the gain characteristics of a Yb<sup>3+</sup>-doped fiber in a diameter of  $100\mu\text{m}$  were obtained after solving propagation rate equations by means of signal saturation  $S$  method. The relationship between the signal gain and the fiber length was obtained under a certain condition of doping concentration and pumping power and the curve was drawn. Comparing with a common fiber amplifier, the amplification property of this gain-guided and index-antiguided fiber was highly improved.

**Key words:** fiber amplifier; gain characteristic; saturation parameter; gain-guided and index antiguided fiber

## 引言

反折射率增益导引 (gain-guided and index antiguided, GG + IAG) 光纤能够传输大模场从而避免高功率带来的非线性效应。SIEGMAN 在 2003 年首先提出了利用反折射率增益导引光纤激发单模激光的概念<sup>[1]</sup>。目前, 理论证明和实验都证实了采用侧面或者端面抽运的反折射率增益导引掺镱光纤激光器具有良好的大模场单模工作特性, 它的直径可以达到  $200\mu\text{m}$  甚至更大<sup>[2-6]</sup>。最近, 有不少对反折射率增益导引光纤的细微特性以及近似参量设计方面的研究报道<sup>[7-8]</sup>。

高功率放大器显然在实际的光通信系统中具有潜在的应用价值。对此, 目前出现了一些解析或者半解析的描述模型, 同时, 这些考虑了亚稳态粒子数反转的模型, 能够很好地描述有效增益并具有多方面的应用

价值<sup>[9]</sup>。不过, 这个模型不能够区分正向和反向传输的放大自发辐射。因此, 它不能在一些应用中起到作用<sup>[10]</sup>。于是 COÏC 建立了一个新的数学模型完美地解决了这个问题, 这个模型带有一个特殊的饱和参量  $S^{[11]}$ 。

反折射率增益导引光纤能够传输大模场的单模, 信号通过时会因稀土离子中受到受激辐射而实现放大。作者借助这个特性, 并且为了进一步提高增益效应, 引入了掺 Yb<sup>3+</sup> 的反折射率增益导引光纤放大器。本文中利用 COÏC 引入的无量纲饱和参量  $S$  的解析模型, 研究了掺 Yb<sup>3+</sup> 的反折射率增益导引光纤增益特性。

## 1 理论分析

### 1.1 功率传输速率方程和无量纲饱和参量 $S$

掺杂光纤放大器的情况由传播速率方程中的上下能级粒子数密度  $N_2$  和  $N_1$  决定, 抽运、信号和放大自发辐射光 (amplified spontaneous emission, ASE) 沿着光纤的正向 (+) 和反向 (-) 的功率是  $P_p^+(z)$ ,  $P_s^+(z)$  和  $P_{ASE}^+(z)$ 。如果假定纤芯的离子浓度是均匀的, 速率方

作者简介: 汪相如 (1983-), 男, 博士研究生, 主要从事光纤激光器的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: cdxiong@uestc.edu.cn

收稿日期: 2008-11-08; 收到修改稿日期: 2008-12-10

程将会在独立于能量和几何参量的重叠因子  $\Gamma_p$  和  $\Gamma_s$  下简化(下标 p 和 s 分布代表抽运光和信号光),  $z$  为传播方向位置。

由于反折射率增益导引光纤具有负折射率分布, 抽运和信号的传输会分别受到放大效应和吸收效应补偿。相对于传统传输速率方程, 反折射率增益导引放大器速率方程附加功率补偿系数  $l_p$  和  $l_s$ 。

$$\frac{dP_p^+(z)}{P_p^+(z) dz} = \alpha_p(z) = \Gamma_p [(\sigma_p^{21} - \sigma_p^{esa}) N_2 - \sigma_p^{12} N_1] - l_p \quad (1)$$

$$\frac{dP_s^+(z)}{P_s^+(z) dz} = \alpha_s(z) = \pm [\Gamma_s (\sigma_s^{21} N_2 - \sigma_s^{12} N_1) - l_s] \quad (2)$$

$$\frac{dP_{ASE}^+(z)}{P_{ASE}^+(z) dz} = \alpha_{ASE}(z) = \pm [(\sigma_{ASE}^{21} N_2 - \sigma_{ASE}^{12} N_1) + 2h\nu_{ASE} \Delta\nu \sigma_{ASE}^{21} N_2 / P_{ASE}^+(z)] \quad (3)$$

式中, 上标 12 表示有效吸收截面, 21 表示发射截面, esa 表示激发态吸收,  $2h\nu_{ASE} \Delta\nu$  为单光子功率<sup>[12]</sup>。

功率补偿系数  $l_p$  和  $l_s$  在不同的模式下, 与相应的阈值增益系数相等, 这在 GG + IAG 光纤中给出, 并由以下的近似方程确定:

$$g_{th,01} \approx \frac{1}{k_0^2 a^3} \sqrt{\frac{133.8}{-2n_0^3 \Delta n}} \quad (4)$$

$$g_{th,11} \approx \frac{1}{k_0^2 a^3} \sqrt{\frac{862.2}{-2n_0^3 \Delta n}} \quad (5)$$

式中,  $k_0$  为真空波数, 纤芯半径为  $a$ , 还有包层折射率  $n_0$  和折射率之差  $\Delta n$ 。

当掺杂  $Yb^{3+}$  浓度为  $N_t$ , 下能级粒子数浓度  $N_1$  和上能级粒子数浓度  $N_2$  应该满足  $N_1 + N_2 = N_t$ 。

因此从上面可以发现, 为了能够求解能量传输速率方程, 上能级粒子数浓度  $N_2$  是最后一个未知量, 以往也有很多的研究是关于如何求解它的, 并且有很多的近似解法<sup>[13-14]</sup>。

在小抽运功率和小增益条件下:  $W_s^{21} \ll 1/\tau_f$ ,  $W_p^{12} \ll 1/\tau_f$ , 上能级粒子数浓度为<sup>[11]</sup>:  $N_2(z) = P_p(z) N_t \Gamma_p \times \frac{\tau_f \sigma_p^{12}}{h\nu_p A}$ , 其中,  $\tau_f$  为光子荧光寿命,  $A$  为光纤纤芯的横截面面积。

但是本文中考虑的反折射率增益导引光纤需要较大的增益需求, 才能满足单模工作条件, 因此上式很显然是不能满足的。假设上能级粒子数浓度  $N_2(z)$  与受激发射速率  $W_s^{21}$  无关, 信号发射截面面积和吸收截面面积的比值  $\alpha$  与  $W_s^{21}$  的变化不大。在这种情形下, 上能级粒子数浓度可以采用 COIC 提出的无量纲饱和参量  $S$  来表达<sup>[11]</sup>:

$$N_2(z) = N_t \frac{W_p^{12} \tau_f + \alpha S}{(1 + \delta) W_p^{12} \tau_f + (1 + \alpha) S} \quad (6)$$

其中无量纲饱和参量:  $S = \int_{-\infty}^{+\infty} W_s(z, \nu) \tau_f d\nu$ ,  $S$  参量里面的被积函数与信号受激发射速率  $W_s(z, \nu)$  成正比, 当抽运功率被完全吸收时,  $S$  值达到最大值, 其中对应的光纤长度为最佳抽运吸收光纤长度  $L_{opt}$ 。关于  $S$  参量的准确求解由 COIC 通过光子平衡方程得到<sup>[11]</sup>。实际上, 当光纤长度与最佳抽运吸收光纤长度接近时,  $S$

$$\text{近似为: } S = \frac{\int_0^L \int_{-\infty}^{+\infty} W_p(z) W_s(z, \nu) d\nu dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} W_p(z) dz} \tau_f$$

## 1.2 信号增益的解析表达

通过化简方程(1)式~(3)式, 消去其中的上能级粒子数密度  $N_2(z)$ , 将(6)式代入求解并化简, 得到:

$$\frac{dP_p^+(z)}{P_p^+(z) dz} = \frac{\xi}{P_p^+/P_p^{sat} + \eta} - l_p \quad (7)$$

$$\frac{dP_s^+(z)}{P_s^+(z) dz} = \pm \beta \frac{dP_p^+(z)}{P_p^+(z) dz} \pm \gamma \quad (8)$$

$$\frac{dP_{ASE}^+(z)}{P_{ASE}^+(z) dz} = \frac{dP_s^+(z)}{P_s^+(z) dz} \left( \frac{P_0 \sigma_{ASE}^{21}}{\sigma_s^{21} + \sigma_s^{12}} + P_{ASE}^+ \right) \pm \frac{P_0 \sigma_{ASE}^{21}}{\sigma_s^{21} + \sigma_s^{12}} (\Gamma_s \sigma_s^{12} N_t + l_s) \quad (9)$$

为了使得结果比较简单, 其中假设了以下一些临时中间变量:  $\eta = \frac{1 + S + \alpha_m S}{1 + \delta}$ ,  $\beta = \frac{\sigma_s^{21} + \sigma_s^{12}}{\sigma_p^{21} + \sigma_p^{12} - \sigma_p^{esa}} \frac{\Gamma_s}{\Gamma_p}$ ,  $\xi =$

$\Gamma_p \sigma_p^{12} N_t (\eta - \alpha_m S)$ ,  $\gamma = (\sigma_p^{12} \beta \Gamma_p - \sigma_s^{12} \Gamma_s) N_t + l_p \beta - l_s$ 。其中, 单光子功率  $P_0 = 2h\nu_{ASE} \Delta\nu$ ,  $h$  是普朗克常数,  $\alpha_m$  是信号发射截面和吸收截面比值  $\alpha(\nu)$  在信号谱线宽度内的均值, 当在信号谱线范围内, 若  $\alpha(\nu)$  变化不是特别明显, 可以将  $\alpha(\nu)$  代替为  $\alpha_m$ 。由于本文中假设的讨论信号光为单色光, 故这一点是满足的, 但对于谱线宽度较宽的 ASE 来说, 要求解  $\alpha_m$  是非常困难的。

将功率传输方程(7)式~(9)式在传播方向上路径积分, 信号光、ASE 都将表示成增益  $G(z)$  的表达式:

$$P_s^+(z) = P_s^+(0) \cdot G(z) \quad (10)$$

$$P_s^-(z) = P_s^-(L) \cdot G(L)/G(z) \quad (11)$$

$$P_p^+(z) = P_p^{sat} \eta \cdot W \left\{ \frac{P_p(0)}{P_p^{sat} \eta} \times \exp \left[ \frac{-\xi z + P_p(0)/P_p^{sat}}{\eta} \right] \right\} \cdot \exp(-l_p z) \quad (12)$$

其中, 光纤放大器模型信号增益:

$$G(z) = \exp[(\gamma - \beta l_p)z] \cdot \left\{ \frac{P_p^{sat} \eta}{P_p(0)} \times \right.$$

$$W\left[\frac{P_p(0)}{P_p^{sat}\eta}\exp\left(-\xi z + \frac{P_p(0)}{P_p^{sat}\eta}\right)\right]^\beta \quad (13)$$

式中,函数  $W(\lambda)$  为兰博函数,是方程  $W(\lambda) \times \exp[W(\lambda)] = \lambda$  的解,抽运饱和功率  $P_p^{sat} = \frac{h\nu_p A}{\sigma_p^{12} \Gamma_p \tau_f}$ 。

### 2 结果讨论

为了更好地讨论各个参量对放大增益的影响,以及最佳工作光纤的相互关系,按照参考文献[15]中高浓度铽掺杂的实验数据,给出各个铽相关数据,包括掺杂离子浓度、发射截面、吸收截面、中心波长等;根据参考文献[8]给出反折射率增益导引光纤的特征参量,包括纤芯半径、纤芯折射率、包层折射率等。

根据上述增益理论解析表达式(13)式,带入一系列的特征参量,采用掺杂铽离子浓度为  $N_1 = 2.427 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ ,当抽运光功率不同时,考虑其信号增益与光纤长度的相互关系,如图1所示。在满足反折射率增

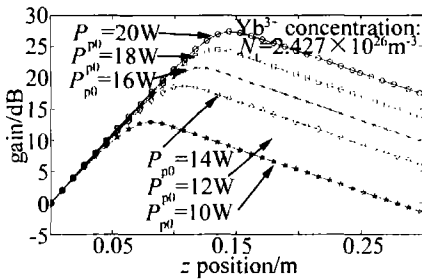


Fig. 1 Signal gain  $G(z)$  vs. fiber length at different pumping powers  
增益导引单模工作条件下,考虑信号增益参量,增益光纤存在一个最佳光纤长度,使得信号增益达到最大值  $G_{max}$ ,并且在一定范围内,最佳光纤长度随着抽运功率的增加而增加,与之对应的最佳增益也随之增加。

同样考虑不同的掺杂离子浓度对反折射率增益导引光纤放大器增益的影响,假设有效抽运功率  $P_{p0} = 15 \text{ W}$ ,采用不同高浓度掺杂铽离子玻璃材料时,考虑其信号增益与光纤长度的相互关系,如图2所示。在特

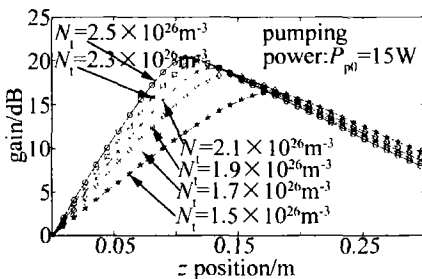


Fig. 2 Signal gain  $G(z)$  vs. fiber length at different  $\text{Yb}^{3+}$  concentrations  
定抽运功率满足反折射率增益导引工作条件下,存在最佳光纤长度  $L_{opt}$ ,使得信号增益达到最大值  $G_{max}$ ,并在一定的范围内,最佳长度随着高掺杂浓度的增加而减小,但与之对应的最佳增益随着增加,但幅度不大。

图3和图4是利用数值计算的方法,考虑不同掺

杂离子浓度时,得到最佳光纤长度或者对应的最大增益与抽运功率的数值关系。从这两个图中,更易发现

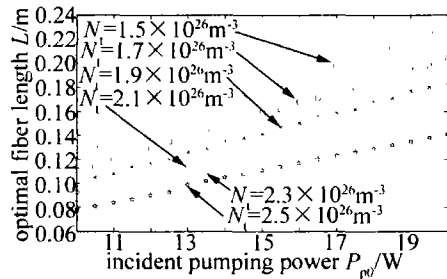


Fig. 3 Optimal fiber vs. pumping powers at different doping concentrations

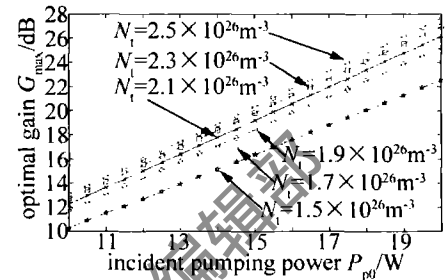


Fig. 4 Optimal gain vs. pumping powers at different doping concentrations

最佳光纤长度随着抽运功率的增加而增加,随着掺杂浓度的增加而减小。还能发现与最佳光纤长度对应的最大增益,随着抽运功率的增加而增加,随着掺杂浓度的增加而增加。当抽运功率增大时,反转粒子数浓度增加,对信号光的放大能力则增强,并且由于采用的端面抽运的模型,因此抽运的有效入射深度增加,进而使得信号光的有效放大长度增大,最佳光纤长度随着有效抽运功率的增大而增大。

在一定的有效抽运功率的条件下,若提高掺杂离子浓度,抽运光则在较短的距离就被全部吸收,则对应的最佳光纤长度就会减小。但是,由于总的反转粒子数并没有减小,则对信号的增益的效果确实较前是增大。

### 3 结论

由于铽具有很弱的浓度淬灭效应的物理特性<sup>[16]</sup>,恰好符合反折射率增益导引光纤对介质高增益系数的需求。本文中采用高浓度掺铽玻璃,制备成满足反折射率增益导引光纤,应用于光纤放大器模型,分析其对信号光的放大特性。针对  $100 \mu\text{m}$  芯径特征尺寸,分析掺杂离子浓度和有效抽运功率对信号光增益与光纤长度的影响,并得到最佳光纤长度和掺杂离子浓度和抽运功率的数值曲线。在特定抽运功率工作条件下,存在最佳光纤长度,使得信号增益达到相应最大值。对比常规光纤放大器模型,反折射率增益导引光纤放大器的最佳光纤长度要小很多,因此,反折射率增益导引光纤放大器的放大能力有很大的改善。

(下转第540页)

涉谱应该向短波长方向移动。

从图2实验图像知道,随温度的升高4个云母波片的偏光干涉谱都向短波长方向移动,这说明云母晶体双折射率的影响大于厚度的影响,决定了谱线漂移的方向。

#### 4 小 结

通过实验发现,云母波片的偏光干涉谱向短波长方向发生漂移,并从理论上分析了漂移是由波片的厚度和双折射率随温度变化引起的,且双折射率的影响大于厚度的影响。实验中所采用的分光光度计的PC系统可以自动精确采集到不同温度下的偏光干涉谱极值点所对应波长,为研究波片的延迟量<sup>[8]</sup>、厚度<sup>[9]</sup>、双折射率随温度的变化提供了重要的方法。

#### 参 考 文 献

[1] XU Y Q, SONG L K, ZHAO P T, *et al.* Birefringence measurements of muscovite mica with wavelength modulation compensation method [J]. *Laser Technology*, 2006, 30(1): 99-100 (in Chinese).

[2] ZHANG D W, LI G H, SONG L K, *et al.* Study on the polarization interference spectrum of mica quarter wave-plate [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2002, 22(2): 195-197 (in Chinese).

[3] FENG W W, SONG L K, CHEN L G, *et al.* The study of the relation between circularly polarized light's refractive rate and wavelength [J]. *Laser Technology*, 2004, 28(6): 639-641 (in Chinese).

[4] SONG L K, LI G H, DAI Z X, *et al.* Continuous birefringence measurement in 0.29 to 2.5  $\mu\text{m}$  range by polarization interfering [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 1996, 7(6): 356-360 (in Chinese).

[5] LIAO Y B. *Polarizing optics* [M]. Beijing: Science Press, 2003: 100-102 (in Chinese).

[6] SONG L K, LI G H, DAI Z X, *et al.* Effect of temperature on phase delay of wave-plates [J]. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 1997, 8(6): 454-457 (in Chinese).

[7] EL-BAHRAWI M S, NAGIB N N, KHODIER S A, *et al.* Birefringence of muscovite mica [J]. *Optics & Laser Technology*, 1998, 30(6): 411-415.

[8] NAGIB N N, KHALIL M S, KHODIER S A. Spectrophotometric calibration of a quarter wave-plate [J]. *Optics & Laser Technology*, 1999, 31(5): 359-362.

[9] FENG W W, LIN L H, CHEN L G, *et al.* A spectroscopic method for determining thickness of quartz wave-plate [J]. *Chinese Optics Letters*, 2006, 4(12): 705-708.

(上接第537页)

#### 参 考 文 献

[1] SIENGMAN A E. Propagating modes in gain-guided optical fibers [J]. *J O S A*, 2003, A20(8): 1617-1628.

[2] SIENGMAN A E, CHEN Y. Confined propagation and near single-mode laser oscillation in a gain-guided, index antiguided optical fiber [J]. *A P L*, 2006, 89(25): 1101.

[3] CHEN Y, McCOMB T, SUDESH V, *et al.* Very large-core, single-mode, gain-guided, index antiguided fiber lasers [J]. *Opt Lett*, 2007, 32(17): 2505.

[4] CHEN Y, SUDESH V, McCOMB T, *et al.* Lasing in a gain-guided index antiguided fiber [J]. *J O S A*, 2007, B24(8): 1683.

[5] XIE W, XIONG C D, WANG X R. Single-mode parabolic gain-guiding optical fibers with core diameter up to 200  $\mu\text{m}$  [J]. *International Journal of Infrared and Miliwave*, 2008, 29(4): 406-415.

[6] SUDESH V, McCOMB T, CHEN Y, *et al.* Diode-pumped 200  $\mu\text{m}$  diameter core, gain-guided, index-antiguided single mode laser [J]. *Appl Phys*, 2008, B90(3/4): 369-372.

[7] SIEGMAN A E. Gain-guided, index- antiguided fiber lasers [J]. *J O S A*, 2007, B24(8): 1667.

[8] WANG X G, XIONG C D, XIE W. Field deformation and loss by curvature in gain guided and index anti-guided fibers [J]. *Opt Commun*,

2008, 281(18): 4626-4630.

[9] GEORGES T, DELEVAQUE E. Analytic modeling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers [J]. *Opt Lett*, 1992, 17(16): 1113-1115.

[10] COIC H, LECONTE F, GLEYZE J F, *et al.* Analytic modeling of three level fibered amplifiers [J]. *Proc SPIE*, 2003, 4990: 11-21.

[11] COIC H. Analytic modeling of high-gain ytterbium-doped fibre amplifiers [J]. *J Opt*, 2002, A4(2): 120-129.

[12] GILES C R, DESURVIRE E. Propagation of signal and noise in concatenated erbium-doped fiber optical amplifier [J]. *Journal of Light-wave Technology*, 1994, 9(2): 147-153.

[13] JARABO S, REBOLLEDO M A. Analytic modeling of erbium-doped fiber amplifiers on the basis of intensity dependent overlapping factors [J]. *Appl Opt*, 1995, 34(27): 6158-6163.

[14] REBOLLEDO M A, JARABO S. Erbium-doped silica fiber modeling with overlapping factors [J]. *Appl Opt*, 1994, 33(24): 5585-5593.

[15] LIU Sh J, LU A X, TANG X D, *et al.* Spectral properties of Yb<sup>3+</sup>-doped silicate and phosphate laser glass [J]. *Journal of Central South University*, 2006, 37(3): 433-437 (in Chinese).

[16] ZENG B, GUAN Zh G, LÜ J W, *et al.* Study on the spectral properties of erbium ytterbium co-doped bismuth phosphate glass [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(4): 348-350 (in Chinese).