

高能量脉冲光纤激光器荧光特性

赵羽¹, 赵德双², 刘永智¹

(1. 电子科技大学 光电信息学院, 四川 成都 610054 2. 电子科技大学 物理电子学院, 四川 成都 610054)

摘要: 高能量脉冲激光器中, 高强度的抽运光注入掺杂光纤后会部分转化为荧光, 导致抽运效率的降低。基于铒掺杂光纤中铒离子的能级结构, 分析了高能量脉冲光纤激光器中荧光的产生机理, 采用非线性薛定谔 (Nonlinear Schrödinger) 方程和能级跃迁模型的速率方程, 建立了高能量脉冲光纤激光器中荧光和抽运光的传输模型。通过此模型进行了数值仿真研究, 首次深入分析了抽运光和荧光功率沿光纤轴向分布的变化规律, 研究了荧光功率、抽运效率与光纤掺杂浓度的关系, 并得出了抑制荧光产生、提高抽运效率的方法。数值结果表明: 在铒掺杂光纤中, 荧光和抽运光分别沿光纤的轴向近似呈指数规律衰减, 且荧光的衰减速度比抽运光快; 当抽运光功率一定时, 铒掺杂光纤在 980 nm 激光抽运下产生的荧光功率比 1 480 nm 激光抽运下的低, 且 980 nm 激光抽运下产生荧光的阈值比 1 480 nm 的高; 抽运光功率一定时, 铒掺杂光纤中产生的荧光功率随其掺杂浓度的增加而增加, 而抽运效率随着掺杂浓度的增加而降低; 衰减系数一定时, 荧光沿掺铒光纤轴向的衰减速度随增益系数的增加而增加。理论分析的结论与参考文献中的实验结果吻合得很好。因此, 为有效抑制荧光产生、提高抽运效率, 应选择 980 nm 的激光作为抽运光源, 并在激光器的增益一定时尽量降低光纤的掺杂浓度, 或者在一定的掺杂浓度下尽量提高增益系数。

关键词: 铒掺杂光纤; 荧光; 激发态吸收 (ESA); 速率方程; 非线性薛定谔方程

中图分类号: O482.31; TN253

PACC: 7855; 4255B

文献标识码: A

1 引言

高能量脉冲激光器在未来 OTDM、光孤子通信和光电传感领域中有广阔的应用前景, 近十年来得到了快速的发展。当高强度的抽运光注入掺杂光纤后, 会因激发态吸收 (Excited-State Absorption (ESA)) 或者合作上转换效应 (Cooperative Up-conversion)^[1] 而部分转化为荧光^[1~6], 这会降低光纤激光器的抽运效率。因此如何有效地降低荧光的产生, 提高抽运效率成为光纤激光器研究的一个重要内容^[3~7]。目前对掺杂光纤中荧光的研究主要是以实验研究为主^[1~6], 尚未见到有关荧光功率沿光纤轴向的分布规律的理论研究报告。本文建立了高能量脉冲光纤激光器中抽运光和荧光的传输模型, 研究了抽运光和荧光功率沿光纤轴向 (z) 的变化规律, 分析了激光器的各种参数对抽运效率的影响, 得出了抑制荧光的产生和提高抽运效率的方法。

2 荧光的产生机理

铒掺杂光纤中荧光的产生主要归结于激发态吸收 (ESA) 效应。铒掺杂光纤中铒离子能级图如图 1 所示, 可以看出, 能级 3 与能级 $^4F_{7/2}$ 的能量差刚好为一个 980 nm 的光子能量。当抽运光很强时, 能级 3 上的粒子数会显著增加, 处于能级 3 上的铒离子可以再吸收一个 980 nm 光子, 跃迁到 $^4F_{7/2}$ 能级, 这个过程就是 ESA^[7]。同样, 在强 1 480 nm 抽运光下, 处于 $^4I_{3/2}$ 上的粒子会吸收一个光子跃迁到 $^4I_{9/2}$ 能级, 并可能再吸收一个光子跃迁到 $^2H_{11/2}$ 能级。

理论上, ESA 产生时可由 $^2H_{11/2}$ - $^4I_{5/2}$ 跃迁发射绿色荧光, 由 $^4G_{9/2}$ - $^4I_{3/2}$ 发射蓝色荧光及由 $^4F_{9/2}$ - $^4I_{5/2}$ 发射红色荧光。在高能量脉冲光纤激光器的实验中观察到, 铒掺杂光纤侧面有明显的绿色荧光产生, 且荧光强度沿光纤的轴向逐渐减弱。

收稿日期: 2007-10-19; 修订日期: 2008-02-29

基金项目: 国家自然科学基金 (60736038); 国防预研基金 (9140A02040106DZ0222) 资助项目

作者简介: 赵羽 (1971-), 男, 四川泸州人, 主要从事光纤激光器及其应用的研究。

Email: zhaoyu520340@tom.com; Tel: (028) 833202342

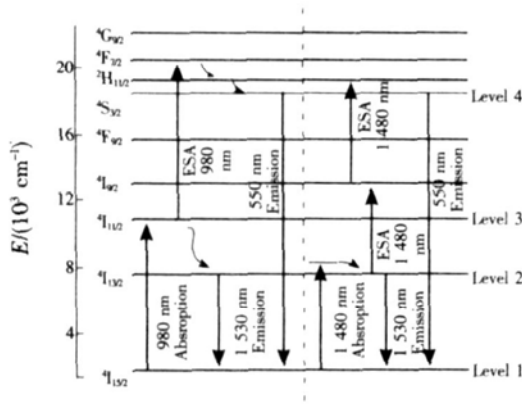


图 1 铒掺杂光纤中铒离子能级图

Fig 1 Energy level diagram of Er ions in Er-doped fiber

3 理论模型

在主要的脉冲光纤激光器的研究模型中,非线性薛定谔 (NLS) 方程^[8]能准确地分析光纤色散和非线性效应引起的各种物理现象,但缺乏对抽运和信号光子之间相互作用的描述。基于能级跃迁模型的速率方程^[9]分析了光子之间的相互作用,但不能准确描述自相位调制 (SPM) 和光纤色散 (GVD) 等因素的影响。本文综合采用非线性薛定谔方程 (NLSE) 和速率方程建立了能同时描述非线性效应和光子间相互作用的脉冲激光器模型,并基于此模型首次研究了脉冲激光器中荧光和抽运功率沿光纤轴向的分布规律。

首先,为分析由光纤色散和非线性效应所引起的各种物理现象,在不考虑频率失谐的情况下,采用的 NLS 方程为^[8]:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = (B_f - D) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + (\gamma_3 + i\gamma) |u|^2 u + \left[g - \frac{1}{2} q \right] u - \gamma_5 |u|^4 u \quad (1)$$

其中: u 为光脉冲电场慢变化振幅; z 为光信号在激光腔中的传输距离; t 为群速移动参考系时间; g 为放大器的路径平均增益系数; α 为激光腔内的功率损耗系数; $B_f = g / (2\omega_g^2)$ 表示增益带宽; $D = -\beta_2 / 2$ 表示光纤色散; γ 表示光纤的非线性 Kerr 系数; γ_3 表示等效饱和吸收体的三阶非线性增益系数; γ_5 为可饱和吸收体的五阶非线性调制系数。式 (1) 又称为自起振锁模方程,描述了光脉冲在增益光纤中的放大和传输过程。

其次,为考虑抽运光子与信号光子之间的相互作用,引入三能级系统粒子跃迁模型 (如图 1 所示), 设粒子数浓度可分为: 基态 (N_1), 亚稳态

(N_2) 和激发态 (N_3), 描述抽运光功率 (P_p)、锁模信号光功率 (P_s) 和放大自发辐射 (Amplified Spontaneous Emission, ASE) 光功率 (P_a) 对粒子数浓度影响的速率方程为:^[9]

$$\frac{dN_1(z, t)}{dt} = - \left[\frac{\sigma_{sa} \Gamma_s}{h \nu_s A} (P_s + P_a) + \frac{\sigma_{na} \Gamma_p P_p}{h \nu_p A} \right] N_1 + \left[\frac{\sigma_{se} \Gamma_s}{h \nu_s A} (P_s + P_a) + A_{21} \right] N_2 + \frac{\sigma_{pe2} \Gamma_p P_p N_2}{h \nu_p A} + \frac{\sigma_{pe} \Gamma_p P_p N_3}{h \nu_p A} \quad (2)$$

$$\frac{dN_2(z, t)}{dt} = \frac{\sigma_{sa} \Gamma_s}{h \nu_s A} (P_s + P_a) N_1 - \left[\frac{\sigma_{se} \Gamma_s}{h \nu_s A} (P_s + P_a) + A_{21} \right] N_2 - \frac{\sigma_{pe2} \Gamma_p P_p N_2}{h \nu_p A} + A_{32} N_3 \quad (3)$$

式中,由粒子数守恒有: $N_3 = N_1 - N_2 - N_3$, N_1 是 Er^{3+} 的粒子数浓度。 $\sigma_{s, p, a, e, 2}$ 是信号光 (s)、抽运光 (p) 的吸收 (a) 和发射 (e) 截面。使用 1480 nm 光源抽运时, $\sigma_{pe} = \sigma_{pe2}$; 使用 980 nm 光抽运时, $\sigma_{pe2} = Q A$ 是纤芯截面积, Γ_s 、 Γ_p 是信号光和抽运光同纤芯的交叉系数; ν_p 、 ν_s 是抽运光和信号光的频率, A_{21} 为从能级 2 到能级 1 的非辐射跃迁速率, A_{32} 为从能级 3 到能级 2 的非辐射跃迁速率。

对应式 (2)、(3), 抽运、信号和 ASE 光功率的传输方程为^[9]:

$$\frac{dP_p(z, t)}{dz} = -P_p \Gamma_p (\sigma_{pa} N_1 - \sigma_{pe} N_2 - \sigma_{pe} N_3) - \alpha_p P_p \quad (4)$$

$$\frac{dP_s(z, t)}{dz} = P_s \Gamma_s (\sigma_{sa} N_2 - \sigma_{sa} N_1) - \alpha_s P_s \quad (5)$$

$$\frac{dP_a(z, t)}{dz} = P_a \Gamma_s (\sigma_{sa} N_2 - \sigma_{sa} N_1) + 2\sigma_{se} N_2 \Gamma_s h \nu_s \Delta \nu - \alpha_s P_s \quad (6)$$

α_s 和 α_p 为损耗系数, $\Delta \nu$ 为放大均匀带宽。

根据速率方程组 (2) ~ (6) 式可求得抽运光引起的粒子数浓度 N_1 、 N_2 和 N_3 的变化、对应的 P_s 和 P_p 的变化。将所得的 P_s 值代入式 (7) 可得由粒子数浓度变化带来的系统的增益 $g^{[10]}$:

$$g(z, t) = \frac{g_0}{1 + P_{av} / P_{sat}} \quad (7)$$

其中 g_0 为小信号增益系数, $P_{av} = \frac{P_0}{T} \int_{-T/2}^{T/2} P_s(z, t) dt$ 为长序列脉冲平均光功率, P_{sat} 为增益介质的饱和功率。

式 (7) 所得的 g 再带入 NLS 方程 (1) 中又可求得由于系统的非线性效应导致的信号光 P_s 的变化, 再将此 P_s 带入速率方程组 (2) ~ (6) 式又可求得的粒子数浓度 N_1 、 N_2 和 N_3 的变化, 及对应的功率 P_s 和 P_p 的变化, 此结果又可带入 (7) 式求得 g 的变化。如此循环下去就能求得 P_s 和 P_p 沿光纤轴向的分布 $P_p(z)$ 和 $P_s(z)$ 。

将上面所得的抽运光 $P_p(z)$ 带入式 (8) [7], 可以得到可见荧光沿光纤轴向的分布:

$$\frac{P_g(z)}{P_p(z)} = R \frac{(1-k)W_p\tau_3\tau_4^{ingle}}{1+W_p\tau_2} + \frac{kW_p\tau_3\tau_4^{paire}}{1+W_p(\tau_3+\tau_x)} \quad (8)$$

式中, P_g 为绿光功率, P_p 为抽运光功率, R 是取决于吸收截面和掺杂浓度的比例系数, $W_p = (P_p\sigma_p)/(Ah\nu_p)$ 为能级 1 到能级 3 的抽运速率, σ_p 为抽运光吸收截面, A 是纤芯截面积, $h\nu_p$ 为抽运光光子能量, τ_i 为能级 i 的能级寿命; EDF 中原色离子簇浓度与总离子浓度之比为 k ; 对于单个离子, 用 τ_4^{ingle} 和 τ_2 分别表示其能级 4 和能级 2 的能级寿命; 对原色离子簇, 用 τ_4^{paire} 和 τ_x 分别代表能级 4 和能级 2 的能级寿命。

光纤激光器中的可见荧光包括绿、蓝、红光, 其中以绿光为主 (实验现象), 各个可见荧光的波段相近, 因此我们可以认为对光纤激光器中红光和蓝光可以使用和绿光相似的分布规律。

4 数值仿真及结果分析

基于以上模型, 对高能量脉冲光纤激光器的荧光和抽运光沿光纤轴向的分布作了数值仿真研究, 采用的模拟工具为 Matlab。数值仿真计算中, 沿光纤轴向将光的传输距离分割为 n 小段, 每小段中采用 SSFT 法求解 NLS 方程, Runge-kutta 法求解速率方程组 (2~6), 再通过式 (7) 求得 g 将两个模型的数值结果联系起来, 综合分析光功率沿光纤轴向的变化。典型的仿真参数如下:

$$\begin{aligned} \lambda_p &= 980 \text{ nm} / 1480 \text{ nm}, \quad \lambda_s = 1550 \text{ nm} \\ \Delta\nu &= 3100 \text{ GHz} z(25 \text{ nm}), \quad A_{21} = 100 \text{ s}^{-1}, \\ A_{32} &= 10^9 \text{ s}^{-1}, \quad A = 12.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{se} &= 5.03 \times 10^{-21} \text{ cm}^2, \quad \sigma_{pe} = 0.42 \times 10^{-21} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{pa} &= 1.86 \times 10^{-21} \text{ cm}^2, \quad \sigma_{sa} = 2.85 \times 10^{-21} \text{ cm}^2, \\ \Gamma_s &= \Gamma_p = 0.4, \quad \tau_2 = 10 \text{ ns}, \quad \tau_3 = 7 \mu\text{s}, \quad \tau_x = 7 \mu\text{s} \\ \tau_4^{ingle} &= 0.85 \text{ ns}, \quad \tau_4^{paire} = 0.1 \text{ ns}, \quad \beta_2 = -20 \text{ ps/km} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma_3 &= 0.39 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}, \quad \gamma_5 = 0.12 \text{ W}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}, \\ \gamma &= 2.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \end{aligned}$$

4.1 荧光和抽运光的沿光纤轴向的分布规律及最佳抽运光波长

图 2 为不同的抽运光波长下激光器抽运光 (P_p) 和可见荧光 (P_f) 沿光纤轴向传输变化的数值仿真结果 (光功率已归一化)。从图 2(a) 可以看出: 抽运光功率沿光纤轴向近似呈指数规律衰减, 在传输距离约为 10 m 左右的时候抽运光被吸收完毕; 图 2(b) 可以看出, 对应抽运光的衰减, 荧光功率出现同样规律的下降, 且衰减速度比抽运光快; 抽运光功率下降到归一化强度为 0.4 左右时, 已无法产生荧光, 这是因为荧光仅在抽运光功率较强的时候才能产生。

图 2 中还可以看出: 掺杂浓度和抽运光功率一定时, 980 nm 抽运时产生的荧光功率比 1480 nm 抽运时产生的低, 产生荧光的阈值 ($P_p = 0.5$) 比 1480 nm 抽运时高 ($P_p = 0.4$), 即 980 nm 的抽运效率比 1480 nm 高。文献 [11] 和 [12] 分别使用 980 nm 和 1480 nm 光源抽运研究了掺铒光纤

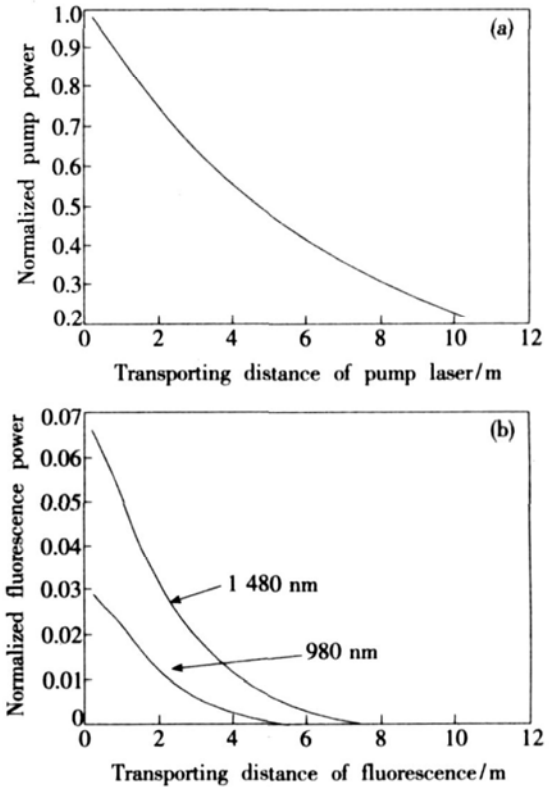


图 2 不同的抽运光波长下抽运光 (P_p) 和可见荧光 (P_f) 沿光纤轴向的传输情况 (a) 抽运光 P_p ; (b) 荧光 P_f

Fig 2 Distribution of pump power P_p (a) and fluorescence power P_f (b) along the longitudinal axis of fiber

的转换效率, 其实验结果为: 掺杂浓度为 260×10^{-6} 时 980 nm 抽运的转换效率约 0.92 大于此掺杂浓度下 1480 nm 的抽运效率 (约 0.84), 这与此模型的结论相符合。因此, 选用 980 nm 波长的激光作为抽运光源有利于抑制荧光的产生, 提高抽运效率。

4.2 掺杂浓度对荧光功率和抽运效率影响

根据仿真结果计算得到的荧光功率随掺杂浓度变化趋势如图 3 中虚线所示。可见, 荧光功率随掺杂浓度的增加而增加, 这与文献 [13] 的实验结果相符 (见图 3 中实线)。图中的虚线斜率小于实线, 这是实验误差允许的。

若仅考虑荧光功率对抽运效率的影响, 钕掺杂光纤的抽运效率随掺杂浓度变化的仿真结果如图 4 中虚线所示。可见, 抽运效率随着掺杂浓度的增加而降低, 此趋势与文献 [12] 中的实验结果

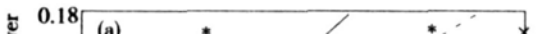


图 3 荧光功率随掺杂浓度变化趋势的实验结果^[13]与仿真结果对比

Fig. 3 Contrast of P_f with different doping concentration between experiments^[13] and simulation.

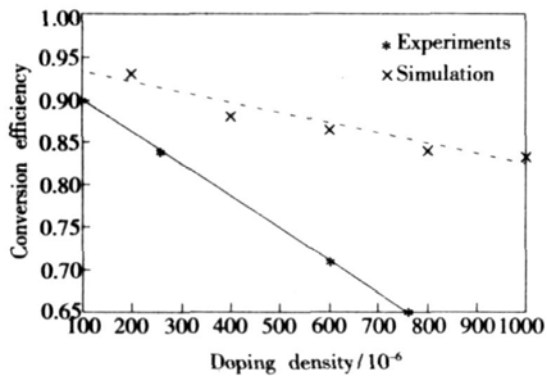


图 4 抽运效率随掺杂浓度变化趋势的实验结果^[12]与仿真结果对比

Fig. 4 Contrast of conversion efficiency with different doping concentration between experiments^[12] and simulation.

相符 (见图 4 中实线)。图中虚线的斜率小于实线的, 这是因为此仿真针对的是荧光对抽运效率的影响, 而实际情况中随着掺杂浓度的提高, 粒子吸收光子的能力以及钕掺杂光纤对抽运光的要求等都有变化, 会引起抽运效率的进一步降低。综合图 3 和图 4 可得: 降低掺杂浓度有利于抑制荧光产生, 提高抽运效率。

4.3 增益系数对荧光功率和抽运效率的影响

图 5 为损耗系数一定时不同的增益系数 g_0 下荧光沿光纤轴向传输变化情况; 可以看出: 增益系数越高, 荧光功率衰减越迅速, 产生的荧光总功率越低。因此, 损耗系数不变时提高钕掺杂光纤的增益系数有利于荧光的抑制。

提高增益系数往往需要提高掺杂浓度, 而从 4.2 中我们已经得知高掺杂浓度会降低抽运效率。这个矛盾意味着要提高抽运效率, 增益系数和掺杂浓度这两个参数需要进行优化。在激光器

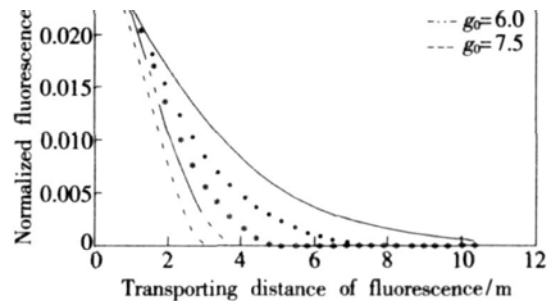


图 5 不同的增益系数 (g_0) 下可见荧光沿光纤轴的向传输情况

Fig. 5 Distribution of fluorescence power P_f along the longitudinal axis of fiber with different gain (g_0).

5 结 论

分析了高能量脉冲光纤激光器中荧光的产生机理和荧光功率与抽运功率的关系, 并结合能级跃迁模型和非线性薛定谔方程建立了描述光纤激光器中光功率传输和变化的模型, 基于这个模型的数值结果表明: 荧光和抽运光分别沿掺杂光纤的轴向近似呈指数规律衰减, 且荧光的衰减速度较快; 当抽运光功率一定时, 980 nm 抽运下产生的荧光功率比 1480 nm 的低, 产生荧光的阈值比

1 480 nm 的高; 荧光功率随掺杂浓度的增加而增加, 而抽运效率随着掺杂浓度的增加而降低; 荧光的衰减速度则随增益系数的增加而增加。这些规律与前人的工作成果和实验结果对比表明: 要抑

制荧光功率的产生以提高抽运效率, 应该选择 980 nm 波长的激光作为抽运源, 并在激光器的增益一定时尽量降低掺杂浓度, 或者在一定的掺杂浓度下尽量提高增益系数。

参 考 文 献:

- [1] Ryan Tom G, Jackson Stuart D. Cooperative luminescence and absorption in ytterbium doped aluminosilicate glass optical fibres and polymers [J]. *Opt Commun*, 2007, **273**(1): 159-161.
- [2] Zhang Junjie, Dai Shixun, Wang Guonian, et al. Investigation on upconversion luminescence in $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ codoped tellurite glasses and fibers [J]. *Phys Lett A*, 2005, **345**(4-6): 409-414.
- [3] Kiryanov A V, Minkovich V P, Barnenkov Yu O, et al. Multiwavelength visible up-converted luminescence in novel heavily doped Ytterbium-Holmium silica fiber under low-power R diode pumping [J]. *J. Lumina*, 2005, **111**(1-2): 1-8.
- [4] Dierolf V, Morgus T, Fleischman Z, et al. Characterization of highly erbium-doped fibers using confocal luminescence microscopy [C]. *Optical Fiber Communication Conference, OFC*, 2004, **2**: 23-27.
- [5] Yong Gyu Choi, Yong Beom Shin, Hong Seok Seo, et al. Spectral evolution of cooperative luminescence in an Yb^{3+} -doped silica optical fiber [J]. *Chem Phys Lett*, 2002, **364**(1-2): 200-205.
- [6] Magnea S, Ouerdaneb Y, Dniettab M, et al. Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fibre [J]. *Opt Commun*, 1994, **111**(3-4): 310-316.
- [7] Quinby R S, Minisclow J, Thompson B. Up-conversion and 980 nm excited-state absorption in erbium-doped glass [J]. *SPIE*, 1992, **1789**: 50-57.
- [8] Chao S X, Shen C L, Wang F Q. Analysis of a fiber ring soliton laser of nonlinear polarization rotation [J]. *Chin J Lasers* (中国激光), 1997, **24**(10): 869-872 (in Chinese).
- [9] Cucinotta A, Dallargine S, Selleri S, et al. Modeling of erbium doped fiber ring laser [J]. *Opt Communications*, 1997, **141**(1-2): 21-24.
- [10] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. Amsterdam: Third Edition & Application of Nonlinear Fiber Optics Elsevier Science, 2001, Chapter 4: 381-384.
- [11] Myslinski P, Nguyen D, Chrostowski J. Effects of concentration on the performance of erbium-doped fiber amplifiers [J]. *J. Lightwave Technol*, 1997, **15**(1): 112-118.
- [12] Wagener J L, Wysocki P F, Dignonnet M J F, et al. Effects of concentration and clusters in erbium-doped fiber lasers [J]. *Opt Lett*, 1993, **18**(23): 2014-2016.
- [13] Hua Y M, Li X, Chen Y L, et al. Experiment on frequency up-conversion in Er^{3+} doped silica fibers [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1992, **12**(3): 261-264 (in Chinese).

Analysis of Fluorescence Characteristic in High-energy Pulsed Fiber Laser

ZHAO Yu¹, ZHAO De-shuang², LU Yong-zhi¹

(1 School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China;

2 School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract The emission of fluorescence in the high-energy pulsed fiber laser will reduce pump efficiency when high energy pump power is injected into doped fiber. The emission mechanism of the fluorescence in high energy pulsed fiber laser was analyzed based on the level model of Er^{3+} doped fiber (EDF). To explore fluorescence characteristic and improve the pump efficiency of high-energy pulsed fiber laser, a novel stimula-

tion model is developed by combining the rate equation of Er^{3+} doped fiber laser and nonlinear Schrödinger (NLS) equation. With the proposed mode and numerical method, we have made an investigation on the longitudinal propagation characteristics of pump light and fluorescence, and on the relationship among the fluorescence power, the pump efficiency and Er^{3+} doping concentration. The numerical results show us that the pump and fluorescence power would decrease exponentially along the longitudinal axis of Er^{3+} doped fiber and the fluorescence power decrease faster than that of the pump power. The fiber laser would emit less fluorescence when pumped by 980 nm laser than that pumped by 1480 nm laser. The results also show that when the pump power is certain, the power of fluorescence emitting in the EDF would increase as the doped density does, and the pump efficiency would decrease as the doped density increase. When the attenuation coefficient is certain, the fluorescence power would attenuate faster when the gain coefficient increases. Comparing with the previous work, we found that the results given by the proposed model are in good agreement with experimental results in the references. Therefore, in order to effectively depress the fluorescence and improve the pump efficiency, pump laser with the center wavelength of 980 nm is suggested to be chosen, and the doped density should be decreased as much as possible when the gain is certain, or the gain should be increased as much as possible when the doped density is certain.

Key words Er^{3+} -doped fiber; fluorescence; excited-state absorption (ESA); rate equation; nonlinear Schrödinger (NLS) equation