

掺铒光纤激光器自脉冲行为的研究*

黄志坚 孙军强 黄德修

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074)

摘 要 对掺铒光纤激光器的自脉冲行为进行了研究。采用半导体激光器连续光泵浦, 在较低的泵浦功率下, 在掺铒光纤激光器中得到了稳定的 1 倍周期和 2 倍周期自脉冲输出, 观察到周期性的不等幅脉冲序列输出。在理论上运用光子寿命可变的正交偏振激光场耦合模型对实验进行了分析。结果表明, 掺铒光纤激光器中两正交偏振模光子寿命的调节对获得稳定的自脉冲有着十分重要的作用。

关键词 掺铒光纤激光器, 自脉冲, 连续光泵浦。

1 引 言

掺铒光纤激光器作为新型的激光源, 在光纤通信系统中有着十分广阔的应用前景, 受到人们越来越多的关注^[1]。掺铒光纤由于其独特的波导结构, 在较低的泵浦功率下, 在掺铒光纤芯区可以获得较高的功率密度; 并且铒离子有着较长的亚稳态寿命(1~ 10 ms), 使得掺铒光纤成为一种研究激光器自脉冲行为十分理想的增益介质^[2]。当激光器谐振腔没有偏振选择元件时, 由于掺铒光纤中双折射的存在, 使得激光场在光纤激光器谐振腔中不可避免地存在有偏振效应, 此时激光腔中振荡的激光场可以唯象地用两个相互正交的本征偏振模描述^[3], 这两正交偏振模在传输过程中通过偏振交叉饱和效应产生强烈的耦合和转化^[4]。Puccionni 等的研究表明^[5], 当激光器中双偏振模同时振荡时, 激光器由连续工作过渡到自脉冲工作的不稳定阈值要远小于 Haken 第二阈值, 并且无需环腔结构, 在高 Q 值的激光腔中同样可以观察到自脉冲。Lacot 等^[6]在连续光泵浦下, 通过增大泵浦光功率, 在法布里-珀罗结构的掺铒光纤激光器中观察到由于偏振效应引起的自脉冲输出和反相位动力学现象, 并且在正弦波调制光泵浦下, 对激光器经由周期倍增导致混沌进行了研究。

本文对掺铒光纤激光器的自脉冲行为进行了研究。利用半导体波导作为反射率可调的反射腔镜, 通过改变激光器中两个正交偏振模在谐振腔中的光子寿命, 采用连续光泵浦方式, 在较低的泵浦功率下, 在掺铒光纤激光器中得到了稳定的 1 倍周期和 2 倍周期光脉冲输出, 观察到周期性的不等幅脉冲序列输出。理论模型分析结果和实验现象相吻合。

* 国家自然科学基金、国家教委博士点基金资助项目。

收稿日期: 1996-09-04; 收到修改稿日期: 1996-12-02

2 掺铒光纤激光器的实验研究

掺铒光纤激光器的结构如图 1 所示。掺铒光纤用 1480 nm 的半导体激光器泵浦，掺铒光纤直接与泵浦激光器的输出尾纤相融接，掺铒光纤受激辐射产生的 1530 nm 的激光场通过 1530 nm/1480 nm 波分复用器与 InGaAsP/InP 半导体波导相耦合，监测端的测量表明，两者之间的耦合效率可以

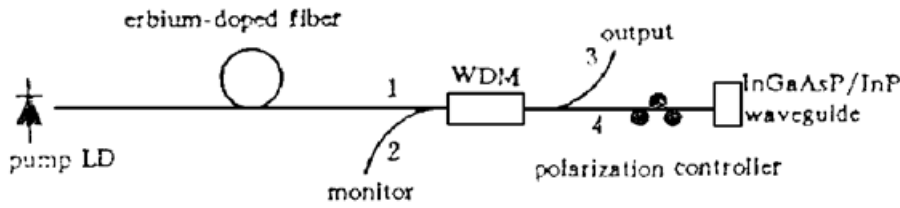


Fig. 1 Experimental setup of an erbium-doped fiber laser

可以达到 60%；波分复用器对 1530 nm 的光场从 1 口到 4 口的耦合效率大于 85%，对 1480 nm 的光场从 1 口到 3 口的耦合效率大于 90%。实验所用的 InGaAsP/InP 波导为一个中心激光波长为 1460 nm 的半导体激光器，它的阈值泵浦电流为 30 mA，对 1530 nm 激光场没有明显的吸收，只存在有弱的残余带尾态吸收。实验过程中 InGaAsP/InP 波导偏置在阈值电流以下，不产生受激辐射，其偏置电流在 0~30 mA 的范围以内可调。泵浦激光器和 InGaAsP/InP 波导的前端面镀有部分增透膜，后端面镀有高反膜，反射率大于 90%，利用这两个高反射端面，结合掺铒光纤和波分复用器组成激光器的谐振腔。在波分复用器与 InGaAsP/InP 波导之间设置有一个在线光纤偏振控制器，用来调节入射到 InGaAsP/InP 波导上光场的偏振态。实验所用掺铒光纤长度为 13 m，连同波分复用器和激光器输出尾纤，激光器总腔长约为 18 m。输出光场经单色仪滤波后，在示波器上观察其波形。

实验测得掺铒光纤激光器的阈值泵浦功率为 10 mW。当泵浦功率处于 10~13 mW 之间时，激光器处于连续工作状态。增大泵浦功率至 13 mW，将 InGaAsP/InP 波导偏置在阈值电流以下，调节偏振控制器，开始在输出端观测到自脉冲输出。继续增大泵浦功率至 16 mW，脉冲输出消失，通过重新改变 InGaAsP/InP 波导的偏置电流，并且改变偏振控制器的姿态，获得稳定的 1 倍周期脉冲输出如图 2(a) 所示；保持泵浦功率和 InGaAsP/InP 波导的偏置电流不变，细致地调整偏振控制器的姿态，激光器输出稳定的 2 倍周期脉冲序列如图 2(b) 所示；在此偏振控制器姿态附近，微调偏振控制器，激光器输出周期性的不等幅脉冲序列如图 2(c) 所示。随着泵浦功率的逐渐提高，激光器输出的脉冲更为稳定，而且较之低泵浦功率更容易获得稳定的脉冲输出，但获得周期性的不等幅脉冲序列的可能性降低，这一点与 Sanchez 等^[7]在掺铒光纤激光器中通过降低泵浦功率经由周期倍增过程导致混沌不稳定态的

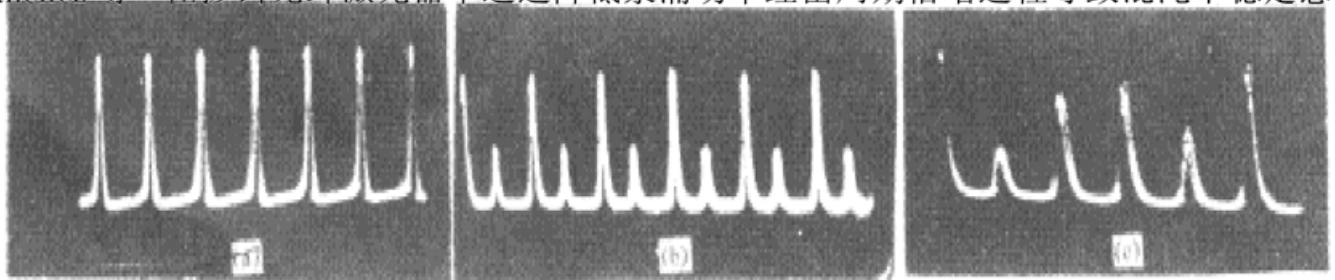


Fig. 2 Pulse train output of erbium-doped fiber laser, pump power= 16 mW.

- (a) T-periodic pulses, 20 μ s/div, 20 mV/div;
- (b) 2T-periodic pulses, 20 μ s/div, 20 mV/div;
- (c) pulses of random amplitude, 10 μ s/div, 20 mV/div

实验结果有相似之处。图 3(a) 和图 3(b) 分别为在 21 mW 泵浦下, 从新调节偏振控制器和改变 InGaAsP/InP 波导偏置电流的大小, 激光器输出的 1 倍周期和 2 倍周期脉冲序列。与图 2 (b) 相比, 可以发现图 3(b) 中脉冲序列的振幅和重复率都有所提高。

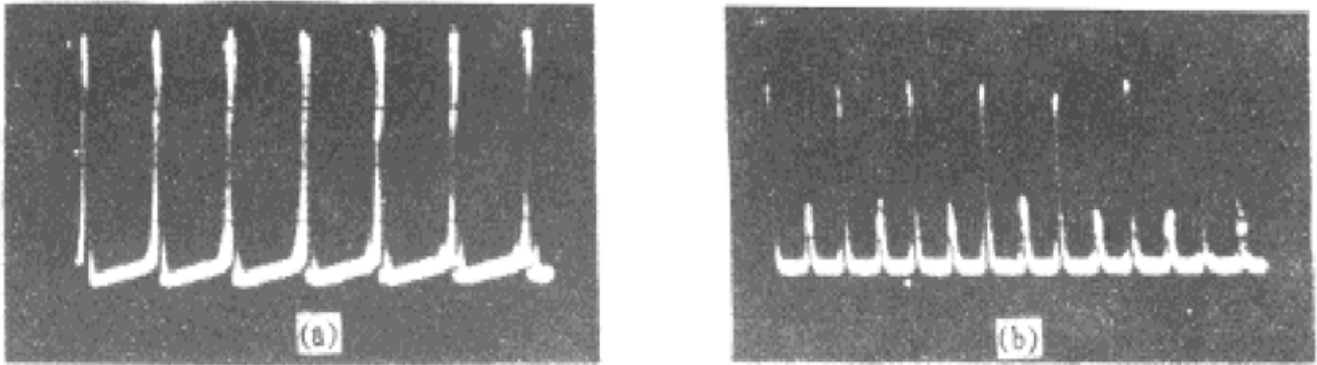


Fig. 3 Pulse train output of erbium-doped fiber laser, pump power= 21 mW.

(a) T-periodic pulses, 20 μ s/div, 20 mV/div;

(b) 2T-periodic pulses, 20 μ s/div, 20 mV/div

3 理论模型

由实验可以知道, 为在掺铒光纤激光器中实现脉冲输出, 光纤偏振控制器和 InGaAsP/InP 波导起着十分关键的作用。将 InGaAsP/InP 波导等效为一个法布里-珀罗标准具反射镜, 由于光场将在半导体波导中激励起 TE 模和 TM 模进行传输, 则入射到该反射镜上的光场在垂直(TM 模) 和平行(TE 模) 于 InGaAsP/InP 波导有源层方向上的复振幅反射系数为:

$$r_i = \frac{-\sqrt{R_{F,i}} + \sqrt{R_{B,i}} \exp(i\varphi)}{1 - \sqrt{R_{F,i}R_{B,i}} \exp(i\varphi)}, \quad (i = \text{TE}, \text{TM}) \quad (1)$$

式中的 R_F 、 R_B 分别为 InGaAsP/InP 波导前后端面的腔内反射率, 并且对于 TE 模和 TM 模有着不同的反射率^[8]。 φ 为激光场在 InGaAsP/InP 波导中的往返相移:

$$\varphi = 4\pi n_i d / \lambda, \quad (i = \text{TE}, \text{TM}) \quad (2)$$

式中的 n_{TE} 、 n_{TM} 为入射的 1530 nm 的激光场在 InGaAsP/InP 波导中激发传输的 TE 模和 TM 模的有效折射率, d 为 InGaAsP/InP 波导的长度。在与光线传输方向相垂直的平面上, 选定 xoy 直角坐标系, 若半导体波导中 TE 模的振荡方向与 x 轴成 θ 角, 则半导体波导的等效反射矩阵可表示为

$$H_r = \begin{bmatrix} r_{\text{TE}} \cos^2 \theta + r_{\text{TM}} \sin^2 \theta & \frac{1}{2} (r_{\text{TE}} - r_{\text{TM}}) \sin 2\theta \\ \frac{1}{2} (r_{\text{TE}} - r_{\text{TM}}) \sin 2\theta & r_{\text{TE}} \sin^2 \theta + r_{\text{TM}} \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad (3)$$

实验中采用两个 $\lambda/4$ (Q) 和一个 $\lambda/2$ (H) 光纤波片按 QHQ 方式组成一个光纤偏振控制器, 它的传输矩阵为

$$C = Q_\sigma H_\xi Q_\tau = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ -\beta^* & \alpha \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中,

$$\alpha = \cos(\sigma - \tau) \cos(\sigma + \tau - 2\xi) + i \sin(\sigma + \tau) \sin(\sigma + \tau - 2\xi) \quad (5)$$

$$\beta = \sin(\sigma - \tau) \cos(\sigma + \tau - 2\xi) + i \cos(\sigma + \tau) \sin(2\tau - \sigma - \tau) \quad (6)$$

σ , ξ 和 τ 分别为光纤波片的主轴与 x 轴的夹角, 通过调节 σ , ξ 和 τ 可以改变光纤中传输光场的偏振态^[9]。那么, 偏振控制器的半导体波导组成的激光器等效反射端面的琼斯反射矩阵为

$$R = C^T H C \quad (7)$$

由于在所给出的矩阵中可调节量较多, 将定性地对激光器等效反射端面的作用进行分析。结合以上各式可以知道, 当一定偏振方向的光场照射到 InGaAsP/InP 波导上时, 其投影到 TE 模和 TM 模方向上的分量将得到不同程度的反射。如果可以改变 TE 模和 TM 模的有效折射率, 则有可能改变 InGaAsP/InP 波导对以上两个投影分量的反射率。前面已经指出, InGaAsP/InP 波导对 1530 nm 的激光场存在有弱的残余带尾吸收, 残余带尾吸收产生的光生载流子, 由于能带填充效应等的作用, 将在 InGaAsP/InP 波导中产生非线性折射率变化, 使得在 InGaAsP/InP 波导中传输的 TE 模和 TM 模的有效折射率获得不同程度的改变^[10]。并且通过在阈值以下调节 InGaAsP/InP 波导的偏置电流, 可以改变半导体波导有源区的材料折射率^[11], 对 TE 模、TM 模的有效折射率进行附加调节, 结合光生载流子引起的非线性折射率的变化, 实现 InGaAsP/InP 波导对具有一定偏振态的入射光反射率的调节。同时调节偏振控制器, 人为地改变掺铟光纤中激发的两正交偏振模光场的相对强度, 使得入射到 InGaAsP/InP 波导的 1530 nm 光场具有一定的偏振方向。因此, 偏振控制器和 InGaAsP/InP 波导偏置电流的调节相结合, 可以改变 InGaAsP/InP 波导对两个偏振模光场的反射率, 从而改变激光器谐振腔中振荡的两个正交偏振模的光子寿命。

掺铟光纤为三能级的原子系统, 用麦克斯韦方程描述激光场, 用密度矩阵描述原子系统, 采用旋波近似, 则单偏振模激光器可以用以下方程描述^[6]:

$$\begin{aligned} \dot{E} &= -k(E - DE - \sigma C) \\ \dot{D} &= -\gamma_{//} (DE^2 + 2\sigma EC + D - \alpha), \quad \dot{C} = -\gamma_c (C + ED) \end{aligned} \quad (8)$$

式中 E 为激光场的电场强度; D 为对应的亚稳态反转粒子数; C 为描述电场强度与介质的极化强度相互作用的相干项; 变量上方的圆点表示对时间的微分; $1/k$ 为光子寿命; $1/\gamma_{//}$ 为两离子的亚稳态寿命; 它是一个各向同性的、与掺铟光纤材料有关的参数, 对两正交偏振模是相等的; γ_c 为与相干项 C 有关的弛豫常数; σ 为与 γ_c 有关的常数; α 为泵浦参数, 定义为铟离子亚稳态上的反转发粒子数阈值时的反转粒子数之比。

考虑到激光器中存在有两个正交偏振模, 并且两个正交偏振模光子寿命的可调, 则可以用以下耦合模方程描述激光器实验结构:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_1 &= -k_1 [E_1 - E_1(D_1 + \beta D_2) - \sigma C_1] \\ \dot{D}_1 &= -\gamma_{//} [D_1(E_1^2 + \beta E_2^2) + 2\sigma E_1 C_1 + D_1 - \alpha], \\ \dot{E}_2 &= -k_2 [E_2 - E_2(D_2 + \beta D_1) - \sigma C_2] \\ \dot{C}_1 &= -\gamma_c (C_1 + E_1 D_1) \\ \dot{C}_2 &= -\gamma_c (C_2 + E_2 D_2) \\ \dot{D}_2 &= -\gamma_{//} [D_2(E_2^2 + \beta E_1^2) + 2\sigma E_2 C_2 + D_2 - \alpha] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

用 β 来描述光纤中两偏振模光场的交叉饱和以及每一个偏振模光场与对应于另一偏振模的反转粒子数之间的相互作用, 在下面的数值计算中取 $\beta = 0.5$, 表明在光纤芯区中激光场的两个正交偏振模之间有着较强的相互作用; 由于在掺铟光纤中两偏振模的增益差别很小^[12], 因此可以认为两个偏振模场具有相同的泵浦参数。

运用变步长的 Runge-Kutta 方法数值求解以上耦合微分方程。计算中所用参数为: $\gamma_{//} = 3 \times 10^{-4}$, $\sigma = 0.05$, $\beta = 0.5$, $\gamma_c = 0.05$ 。在较小的 α 值下, 必须仔细选择 k_1 、 k_2 的值, 才能在激光器中得到较稳定的周期脉冲输出。但随着 α 的增加, 输出稳定脉冲序列的 k_1 、 k_2 取值范围增大, 即在不同光子寿命下激光器输出光脉冲的几率增大, 这一点与实验过程相一致。选择 k_1 、 k_2 的取值, 可以得到稳定的脉冲序列输出。图 4(a) 为当激光器的泵浦参数为 1.55, $k_1 = k_2 = 0.75$ 时, 计算获得的 1 倍周期脉冲序列, 图中输出光功率为两偏振模光功率的迭加; 保持 $\alpha = 1.55$, 改变 k_1 、 k_2 的取值为 0.96 时, 计算所得的 2 倍周期脉冲序列如图 4(b) 所示; 增大 k_1 、 k_2 值为 1.0 时, 获得不等幅周期脉冲如图 4(c) 所示。以上数值计算结果与图 2 中实验结果获得较好的吻合。图 5 为增大 α 为 2.0 时, 改变 k_1 、 k_2 的取值, 计算输出的 1 倍周期脉冲和 2 倍周期脉冲序列。比较图 4(b) 和图 5(b), 不难看出在大致相同的时间区间, 图 5(b) 中脉冲序列的重复率和脉冲的幅度要高于图 4(b) 所示脉冲序列, 与实验现象相吻合。

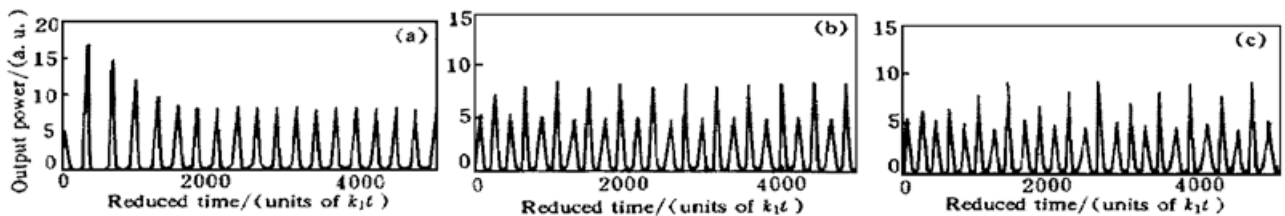


Fig. 4 Numerical simulation of the pulse behaviors of the erbium-doped fiber laser with $\alpha = 1.55$.

(a) $k_1 = k_2 = 0.75$; (b) $k_1 = k_2 = 0.96$; (c) $k_1 = k_2 = 1.0$

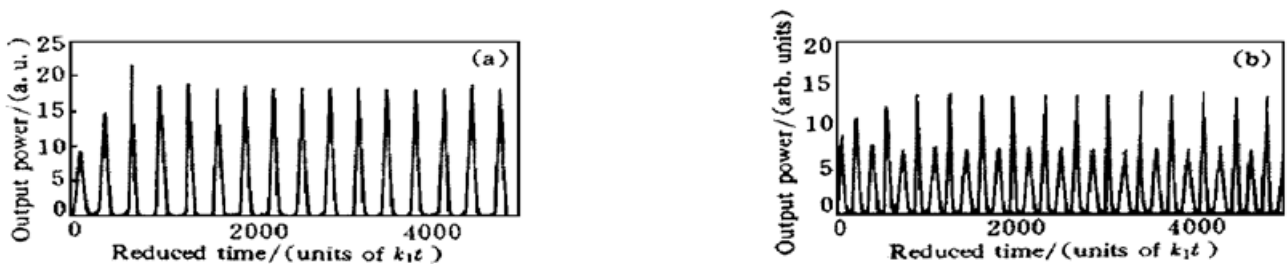


Fig. 5 Numerical simulation of the pulse behaviors of the erbium-doped fiber laser with $\alpha = 2.0$.

(a) $k_1 = k_2 = 0.5$; (b) $k_1 = k_2 = 0.95d$

结 语 利用 InGaAsP/InP 波导作为反射率可调的反射腔镜, 调节偏振控制器, 改变在掺铒光纤激光器中传输的两个正交偏振模光场的光子寿命, 在较低的泵浦功率下获得稳定的 1 倍周期和 2 倍周期脉冲序列输出, 观察到不等幅周期脉冲序列输出。运用激光器双正交偏振模耦合理论模型可以较好地解释实验中观察到的现象。研究表明, 改变激光器谐振腔中光子寿命, 是研究掺铒光纤激光器自脉冲行为一种行之有效的方法。

参 考 文 献

- [1] L. Reekie, An overview of fiber lasers. *IOOC'95 Technical Digest*, 1995, **31**(1): 6~7
- [2] P. LeBoudec, P. L. Francois, E. Delevaque *et al.*, Influence of ion pairs on the dynamical behavior of Er^{3+} -doped fiber lasers. *Opt. & Quant. Electron.*, 1993, **25**(8): 501~507
- [3] S. Bielawski, D. Derozier, P. Glorieux, Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **46**(5): 2811~2822

- [4] A. J. Poustie, Polarization cross saturation in an Er^{3+} -doped fiber ring laser. *Opt. Lett.*, 1995, **20** (18) : 1868~ 1870
- [5] G. P. Puccioni, M. V. Tratnik, J. E. Sipe, Low instability threshold in laser operating in both states of polarization. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(4) : 242~ 244
- [6] E. Lacot, F. Stoeckel, M. Chenevier, Dynamics of an erbium-doped fiber laser. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **49**(5) : 3997~ 4008
- [7] F. Sanchez, M. LeFlohic, G. M. Stephan *et al.*, Quasi-periodic route to chaos in erbium-doped fiber laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(3) : 481~ 488
- [8] 黄德修, 半导体光电子学, 成都: 电子科技大学出版社, 1994. 217
- [9] R. McBride, J. D. C. Jones, A passive phase recovery technique for Sagnac interferometers based on controlled loop birefringence. *J. Mod. Opt.*, 1992, **39**(6) : 1309~ 1320
- [10] I. E. Day, P. A. Snow, R. V. Pentyl *et al.*, Bias dependent recovery time of all-optical resonant nonlinearity in an InGaAsP/InGaAsP multiquantum well waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(21) : 2657~ 2659
- [11] B. R. Bennett, R. A. Soref, J. A. D. Alamo, Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(1) : 113~ 122
- [12] E. J. Greer, S. J. Lewis, W. M. Macaulay, Polarization dependent gain in erbium doped fiber amplifiers. *Electron. Lett.*, 1994, **30**(1) : 40~ 41

Study on Self-Pulsing Behavior of Erbium-Doped Fiber Laser

Huang Zhijian Sun Junqiang Huang Dexin

(Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 4 September 1996; revised 2 December 1996)

Abstract The self-pulsing behavior of erbium-doped fiber laser has been studied. Stable- T -periodic and $2T$ -periodic pulse output has been attained and pulse train of random amplitude has been observed in the erbium-doped fiber laser, which was pumped by a semiconductor laser in the CW pumping mode. Considering the change of the photon lifetime of two orthogonal polarization modes, a coupling mode model has been used to analyze the experimental results. The analysis shows that it is important to obtain stable self-pulses by changing the photon lifetime of two orthogonal polarization modes in the erbium-doped fiber laser.

Key words erbium-doped fiber laser, self-pulsing, CW pumping.