

文章编号: 0258-7025(2009)01-0082-05

正色散腔被动锁模掺铒光纤激光器的理论分析

高伟清^{1,2} 许立新^{*,2} 明海² 吕国强¹

(¹ 合肥工业大学光电技术研究院特种显示技术教育部重点实验室, 安徽 合肥 230009)
² 中国科学技术大学物理系, 安徽 合肥 230026)

摘要 对观察到的正色散腔被动锁模掺铒光纤激光器的实验现象进行了理论分析。采用 Master 方程对被动锁模脉冲的静态特性进行数值模拟, 结果显示正色散腔可以满足稳定性条件, 能够获得稳定的被动锁模脉冲, 并且正色散腔内的脉冲具有很强的啁啾特性。根据耦合非线性薛定谔方程, 对正色散腔内稳定脉冲的动态形成过程进行模拟, 初始的宽时域小信号经过在腔内多次运转后逐渐被放大并压窄, 最终形成稳定的锁模脉冲。对在该腔内观察到的多脉冲共存现象进行分析, 结果表明多脉冲共存是由于脉冲峰值功率的增加受到腔内功率透过率的限制所致, 并对多脉冲在腔内的演变过程进行数值模拟, 其结果与实验相吻合。

关键词 激光器; 光纤激光器; 被动锁模; 正色散腔; 非线性偏振旋转

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20093601.0082

Theoretical Analysis of Passively Mode-Locked Erbium-Doped Fiber Laser with Positive Dispersion Cavity

Gao Weiqing^{1,2} Xu Lixin² Ming Hai¹ Lü Guoqiang²

(¹ Key Laboratory of Special Display Technology, Ministry of Education, Academy of Opto-Electronic Technology, Hefei University of Technology, Hefei, Anhui 230009, China)
² Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China)

Abstract The experimental results observed in passively mode-locked Er-doped fiber laser with positive dispersion are analyzed theoretically. The static pulse characteristics are simulated numerically according to Master equation, and the conclusion is that stable passively mode-locked pulse with large chirp will be obtained in the cavity with positive dispersion. The evolution process of pulse is simulated by coupled nonlinear Schrödinger equations, and the original small signal with large time-width evolves to stable mode-locked pulse after some cycles. The multiple-pulse operation observed in this laser is analyzed, and the results display that the multiple-pulse is caused by peak power limiting. The multiple-pulse operation evolution is simulated, and the same results with experiments was obtained.

Key words lasers; fiber laser; passively mode-locking; positive dispersion cavity; nonlinear polarization rotation

1 引言

利用非线性偏振旋转(NPR)效应实现光纤激光器的被动锁模是产生超短脉冲的简单且经济的方法^[1,2]。NPR锁模的特点是利用光纤的弱双折射和非线性光克尔效应产生等效的可饱和吸收效应, 目前在这方面已有大量工作报道^[3,4], 最短的脉宽已经达到几十飞秒^[5]。通常的1550 nm波段 NPR 被动锁模光纤激光器采用负色散谐振腔, 或者是通过色散管理的方法使腔内的色散绝对值很低。2005

年, L. M. Zhao 等发现^[6], 利用具有大的正色散谐振腔也能实现 NPR 被动锁模光纤激光器。

2007年, 我们报道了采用正色散腔结构的被动锁模掺铒光纤激光器^[7], 实验中得到平坦的矩形光谱, 其最宽的光谱 3 dB 宽度达 17.61 nm, 脉冲具有很强的啁啾特性。并在该激光器中首次发现多脉冲共存现象, 最多的时候在腔内观察到五个脉冲共存。本文采用 Master 方程模拟脉冲的静态特性, 理论证实正色散腔内可以获得稳定的被动锁模脉冲, 且

收稿日期: 2008-05-15; 收到修改稿日期: 2008-06-27

作者简介: 高伟清(1979—), 男, 助理研究员, 博士, 主要从事光纤激光器和光电显示方面的研究。

E-mail: weikin@mail.ustc.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: xulixin@ustc.edu.cn

脉冲具有很强的啁啾特性。根据耦合非线性薛定谔方程数值模拟脉冲的动态形成过程,并根据腔内的功率透过率解释了多脉冲共存的原因,最后对多脉冲的形成过程进行数值模拟,其结果与实验相符合。

2 正色散腔被动锁模脉冲的静态特性

激光器结构如图 1 所示,工作物质为长 20 m 的掺铒光纤(EDF),它在 1550 nm 处的色散参数为 $-12.2 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 。腔内其他光纤均为普通单模光纤,总长度约为 5 m,在 1550 nm 处的色散参数为 $17 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 。总腔长约为 25 m,腔内平均色散系数 β_2 为 $8.2 \text{ ps}^2/\text{km}$,该腔具有较大的正色散。从偏振相关隔离器(PI-ISO)出来的为线偏振光,经过偏振控制器 PC1 后变为椭圆偏振光,由于光纤中的自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)和线性双折射效应,到达 PC2 时椭圆偏振光的偏振态发生旋转^[8]。调节 PC2 使光信号强度最大的部分以最小的损耗再次通过隔离器,这样 PC1,PC2 和 PI-ISO 共同起到可饱和吸收体的作用,实现被动锁模。

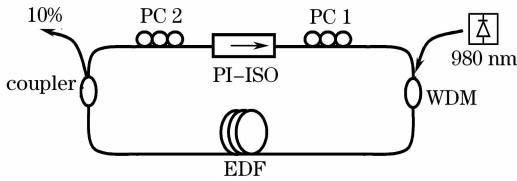


图 1 具有正色散腔的 NPR 被动锁模光纤激光器的结构图

Fig. 1 Scheme of passively mode-locked fiber laser with positive dispersion cavity and NPR

采用已有的 Master 方程对正色散腔被动锁模激光器的静态特性进行分析^[9],假定频率为 ω_0 的电场时间包络为 $a = a(t)$,考虑图 1 中各器件产生的线性损耗、相移、色散增益、群速度色散(GVD)、自相位调制、交叉相位调制以及可饱和吸收等效应,可得 Master 方程:

$$\left[-j\psi - (l + jx) + g \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) + jD_T \frac{d^2}{dt^2} + (\gamma' - j\delta) |a|^2 \right] a = 0, \quad (1)$$

式中 j 表示虚部, ψ 为谐振腔中载波频率偏移 ω_0 导致的相移, l 为线性损耗, x 为单程相位变化, g 为增益系数, Ω_g 为增益带宽, D_T 为色散参数, δ 为腔内总的非线性系数, γ' 是与饱和强度成反比的参量。方程(1)的解为

$$a = A_0 [\text{sech}(t/\tau)]^{(1+C)}, \quad (2)$$

式中 A_0 , τ 和 C 分别为光脉冲的振幅、脉宽和啁啾参

量。引入归一化脉宽和归一化腔内总色散

$$\tau_n = (W\Omega_g^2/2g)\tau, \quad (3)$$

$$D_n = (\Omega_g^2/g)D_T, \quad (4)$$

式中 W 为脉冲能量。将(2)~(4)式代入方程(1),可得

$$\frac{3C}{2-C^2} = \frac{\delta + \gamma'D_n}{\delta D_n - \gamma'} \equiv \frac{1}{\chi}, \quad (5)$$

因此解得啁啾和归一化脉宽为

$$C = -\frac{3}{2}\chi \pm \left[\left(\frac{3}{2}\chi \right)^2 + 2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$\tau_n = \frac{2 - 3CD_n - C^2}{\gamma'} = \frac{-2D_n - 3C + D_n C^2}{\delta}. \quad (7)$$

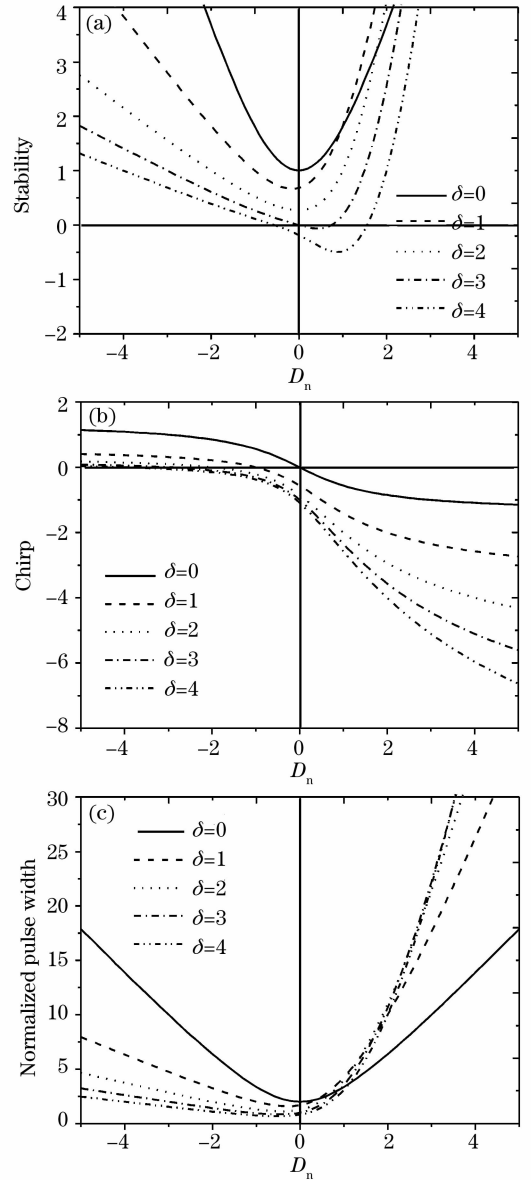


图 2 脉冲的啁啾、归一化脉宽及稳定性条件随腔内归一化色散的变化 ($\gamma' = 1$)

Fig. 2 Variation of chirp, normalized pulse width and stability with normalized dispersion ($\gamma' = 1$)

要使脉冲在腔内达到稳定,腔内增益应该略低于损耗,即 $g < l$ 。因为如果增益大于损耗,腔内的噪声信号将被放大,使脉冲无法稳定。据此可得脉冲的稳定性条件为

$$\text{Stability} = (1 - C^2) - 2CD_n > 0. \quad (8)$$

根据式(6)~(8),对脉冲的啁啾、归一化脉宽以及稳定性条件随腔内归一化色散的变化进行数值模拟,如图2所示($\gamma' = 1$ 保持不变),得出如下结论:

1) 由图2(a)可看出,使图中曲线位于零线上方的色散范围都能满足脉冲稳定性条件,因此当腔内色散为正时,能在腔内形成稳定的锁模脉冲。这为在实验中获得的正色散腔被动锁模脉冲提供了理论依据。

2) 由图2(b)可看出,当腔内色散为正时,由于腔内的SPM效应和GVD效应产生的啁啾在脉冲的中心及附近符号相同,不能互相抵消,因此腔内脉冲具有很强的啁啾特性,这与我们之前报道的实验结果相一致。

3) 由图2(c)可看出,当腔内色散接近零时脉宽最窄,当腔内色散的绝对值增大时,脉宽增大。由于实验中的激光器具有较大的正色散,所以脉冲宽度为20 ps左右。

3 正色散腔被动锁模脉冲的形成过程

模拟脉冲的动态形成过程,需要用耦合非线性薛定谔方程^[10~11]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2}A_x - \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial T^2} + \frac{i\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_x}{\partial T^3} + \\ & \frac{1}{2}\frac{g_0}{1+\frac{P}{P_s}}\left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}\right)A_x + i\gamma(|A_x|^2 + \\ & \frac{2}{3}|A_y|^2)A_x + \frac{i\gamma}{3}A_x^*A_y^2\exp(-2i\Delta\beta z), \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_y}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2}A_y - \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_y}{\partial T^2} + \frac{i\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_y}{\partial T^3} + \\ & \frac{1}{2}\frac{g_0}{1+\frac{P}{P_s}}\left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}\right)A_y + i\gamma(|A_y|^2 + \\ & \frac{2}{3}|A_x|^2)A_y + \frac{i\gamma}{3}A_y^*A_x^2\exp(2i\Delta\beta z), \quad (10) \end{aligned}$$

式(9)和(10)右边表达式中,第一项为光纤损耗, α 为损耗系数;第二项为群速度色散, $\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c}D$ 为色散系数; $T = t - z/v_g$ 为以群速度 v_g 移动的参考系中的时间坐标;第三项为高阶色散, β_3 为高阶色散系数;第四项为增益色散, g_0 为小信号增益系数,

$\Omega_g = \frac{2\pi c}{\lambda^2}\Delta\lambda$ 为增益带宽, P 为脉冲峰值功率, P_s 为饱和功率;第五项为SPM和XPM效应的共同作用, γ 为光纤非线性系数;第六项为两个偏振模式之间的耦合项, $\Delta\beta = \beta_{0x} - \beta_{0y} = 2\pi/L_B$ 与光纤模式双折射有关(L_B 为拍长)。

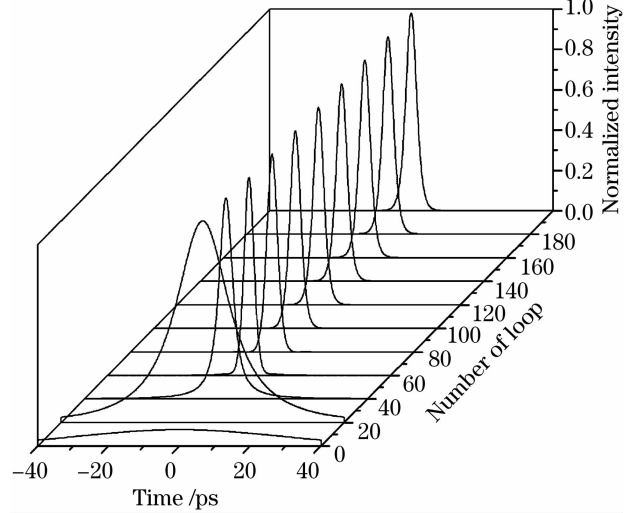


图3 数值模拟稳定锁模脉冲的形成过程($g_0 = 1.0/m$)

Fig. 3 Simulated evolution process of stable mode-locked pulse($g_0 = 1.0/m$)

采用循环迭代的方法对锁模脉冲的演变过程作数值模拟,得到图3所示结果。所取参数为:普通光纤色散参数 $D_1 = 17 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$;EDF色散参数 $D_2 = -12.2 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$; $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$; $P_s = 5 \text{ W}$; $\gamma = 3 \text{ W}^{-1}/\text{km}$; $\Delta\lambda = 20 \text{ nm}$; $g_0 = 1.0/m$ 。初始时给出一个宽时域的小信号,由于非线性和色散效应的共同作用,在腔内多次运行后逐渐被放大并压窄,最终达到稳定状态,形成稳定的被动锁模脉冲。

掺铒光纤的色散参数 $D_2 = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2$,改变 D_2 可以调节腔内的总色散,从而改变锁模脉冲的脉宽。保

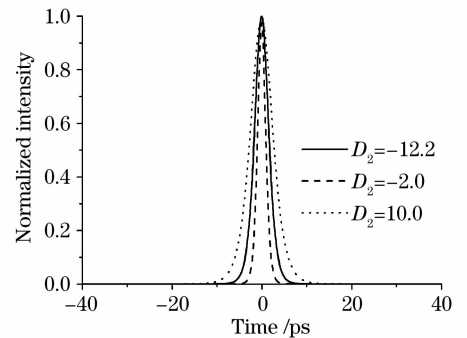


图4 数值模拟的脉宽随掺铒光纤色散参数 D_2 的变化

Fig. 4 Simulated variation of pulse width with dispersion parameter D_2 of EDF

持其他参数不变,当 D_2 分别为 $-12.2\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, $-2.0\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 和 $10.0\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 时,数值模拟得到的稳定锁模脉冲如图 4 所示。因为色散参数为 $-2.0\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 时腔内总色散最小,所以此时脉宽最窄;当色散参数为 $-12.2\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 和 $10.0\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 时,腔内总色散增大,所以脉宽变宽。这与图 2 (c) 中所得结论相一致。

4 多脉冲的产生原因

为了分析多脉冲产生的原因,将 NPR 被动锁模光纤激光器等效成如图 5 所示的模型,根据文献 [12],腔内激光从起偏器到检偏器的功率透过率 T 为

$$T = \sin^2(\theta)\sin^2(\varphi) + \cos^2(\theta)\cos^2(\varphi) + \frac{1}{2}\sin(2\theta)\sin(2\varphi)\cos(\Delta\varphi + \Delta\varphi_{\text{NL}}), \quad (11)$$

式中 θ 为起偏器的偏振方向与光纤快轴的夹角, φ 为检偏器与光纤快轴的夹角,如图 5 所示。 $\Delta\varphi$ 和 $\Delta\varphi_{\text{NL}}$ 分别是由光纤线性双折射和非线性双折射引起的两个垂直偏振态方向的相位差。由于 $\Delta\varphi_{\text{NL}}$ 是因腔内非线性效应产生的,因此与脉冲的峰值功率 P 有关,可以表示成

$$\Delta\varphi_{\text{NL}} = \frac{\gamma L}{3} P \cos(2\theta). \quad (12)$$

由(11)和(12)式可看出,腔内脉冲的峰值功率变化会导致 $\Delta\varphi_{\text{NL}}$ 的变化, $\Delta\varphi_{\text{NL}}$ 的变化又引起 T 的变化,因此功率透过率 T 与峰值功率 P 有关。

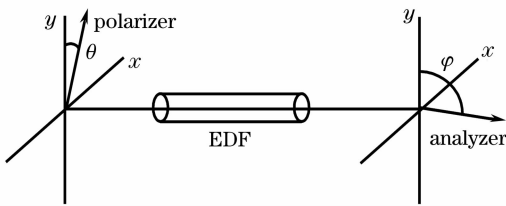


图 5 NPR 被动锁模激光器数值模拟模型

Fig. 5 Model of NPR passively mode-locked laser for simulation

图 6 所示为腔内功率透过率 T 随非线性相位差 $\Delta\varphi_{\text{NL}}$ 的变化。当 T 较小时,腔内由于增益小于损耗提供负反馈;当 T 较大时,腔内由于增益大于损耗提供正反馈。图中虚直线表示当腔内增益和损耗相等时的 T 值位置,与 $\Delta\varphi_{\text{NL}}$ 曲线相交于 A, B 点,因此当 T 位于图中 AB 线上方时,腔内能提供正反馈, C 点设置为激光器的初始工作点。当抽运功率增大时,透过率 T 随着脉冲峰值功率 P 的增大而增大,直至到最大值后开始减小,但只要 T 位于 AB 线上方时,腔内就能提供正反馈, P 就会继续增大。当

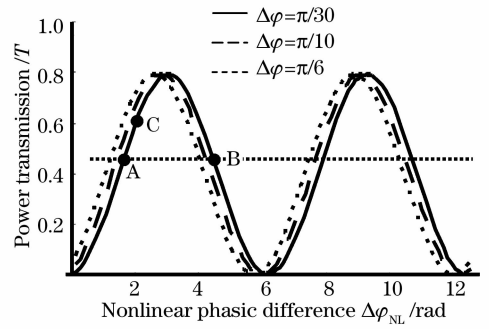


图 6 腔内功率透过率与非线性相位差的关系曲线

Fig. 6 Curve of nonlinear phasic difference with power transmission

T 变化到 B 点时达到临界状态,这时如果继续增加抽运功率, T 值会减小到 AB 线以下,腔内提供负反馈,此时 P 值不会再增大,即单一脉冲的峰值功率和能量不会再增加,脉冲的最大峰值功率被限制在这一位置。这时如果继续增加抽运功率,剩余的抽运能量将转移到腔内其他微小的噪声信号上,并将

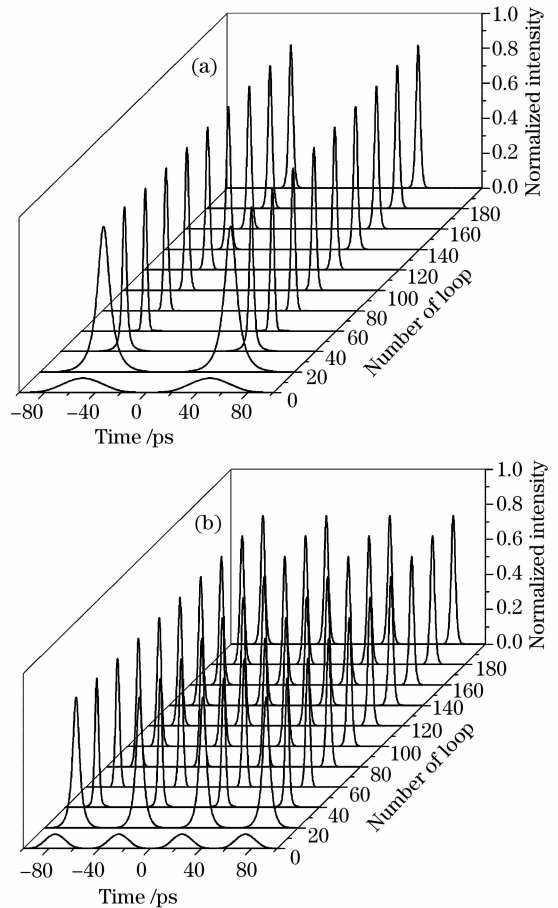


图 7 数值模拟的多脉冲形成过程

(a) 两个脉冲 ($g_0 = 1.5 / \text{m}$); (b) 四个脉冲 ($g_0 = 2.5 / \text{m}$)

Fig. 7 Simulated evolvement process of multiple-pulse (a) two pulses ($g_0 = 1.5 / \text{m}$); (b) four pulses ($g_0 = 2.5 / \text{m}$)

其放大成新的稳定脉冲,这样在腔内就会有多个脉冲共存。

总而言之,由于脉冲峰值功率受到腔内功率透过率的限制,使腔内多余的抽运能量将噪声信号放大成新的脉冲,导致多脉冲的产生。对多脉冲在腔内的演变过程进行数值模拟,结果如图 7 (a)和(b)所示,分别为两个和四个脉冲在腔内的演变过程。与图 3 相比,图 7 (a)和(b)中的其他参数不变,小信号增益系数 g_0 分别增加为 1.5 /m 和 2.5 /m,相当于在实验中增加了抽运功率。因此图 7 数值模拟的结果与实验结果相一致,即保持其他条件不变,增加抽运功率到一定程度后在腔内形成稳定的多脉冲。

5 结 论

对正色散腔被动锁模掺铒光纤激光器的实验现象进行了理论分析。利用 Master 方程对被动锁模脉冲的静态特性进行分析,在理论上证实了正色散谐振腔中可以获得稳定的被动锁模脉冲,且脉冲具有较强的啁啾特性,与实验结果相一致。并根据耦合非线性薛定谔方程对脉冲的动态形成过程进行模拟,初始的宽时域小信号经过在腔内多次运转后形成稳定的锁模脉冲。对多脉冲共存现象进行分析,发现多脉冲共存是由于脉冲峰值功率受到腔内的功率透过率限制所致,并对多脉冲的演变过程进行数值模拟,与实验结果相一致。在进一步的研究工作中,为了使理论模型更加精确,需要考虑高阶非线性效应的作用,如自陡峭和脉冲内 Raman 散射效应等。正色散腔的被动锁模光纤激光器将会在光通信、光传感等诸多领域得到广泛的应用。

参 考 文 献

- 1 H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura. Additive-pulse modelocking in fiber lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30** (1): 200~208
- 2 Gan Yu, Xiang Wanghua, Zhou Xiaofang *et al.*. Passive Q-switching and modelocking Yb³⁺-doped fiber laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33** (8): 1021~1024
甘雨, 向望华, 周晓芳等. 被动调 Q 锁模掺铒光纤激光器[J]. *中国激光*, 2006, **33** (8): 1021~1024
- 3 Ma Haiquan, Liu Chang, Zhao Wei *et al.*. Figure-of-eight cavity Yb³⁺-doped fiber mode-locked lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32** (9): 1173~1177
马海全, 刘畅, 赵卫等. 8 字形腔锁模掺 Yb³⁺ 光纤激光器[J]. *中国激光*, 2005, **32** (9): 1173~1177
- 4 Song Fang, Xu Wencheng, Chen Weicheng *et al.*. 78 fs passively mode-locked Er³⁺-doped fiber ring laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34** (9): 1174~1177
宋方, 徐文成, 陈伟成等. 78 fs 被动锁模掺 Er³⁺ 光纤激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34** (9): 1174~1177
- 5 K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus *et al.*. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser[J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18** (3): 1080~1082
- 6 L. M. Zhao, D. Y. Tang, J. Wu. Gain-guided soliton in a positive group-dispersion fiber laser[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(12): 1788~1790
- 7 Gao Weiqing, Zheng Huan, Xu Lixin *et al.*. Multiple-pulse operation in passively mode-locked fibre laser with positive dispersion cavity[J]. *Chinese Physics Letters*, 2007, **24**(5): 1267~1269
- 8 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28** (10): 2086~2096
- 9 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Structures for additive pulse mode locking[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(10): 2068~2076
- 10 W. S. Man, H. Y. Tam, M. S. Demokan *et al.*. Soliton shaping of dispersive waves in a passively mode-locked fibre soliton ring laser[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2001, **33**: 1139~1147
- 11 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*[M]. Third Edition. Singapore: Elsevier (Singapore) Pte Ltd., 2005. 203~210
- 12 D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao *et al.*. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**: 043816