

文章编号: 0258-7025(2008)09-1333-05

偏振控制锁模光谱边带偏移量的计算及实验验证

冯 杰¹ 徐文成^{2*} 叶 辉² 刘伟慈² 罗智超² 宋创兴² 刘颂豪²

(华南师范大学¹ 物理与电信工程学院, ² 光电子信息科技学院光子信息技术广东省重点实验室, 广东 广州 510006)

摘要 通过对光纤中传输的孤子波演化及其色散波相互作用的动力学方程分析,详细推导了环形腔非线性偏振旋转(NPR)锁模光纤激光器中色散波与孤子波相互干涉而产生的脉冲光谱边带偏移量的理论计算公式。并将各级边带波长与脉冲中心波长的偏移量理论值与相应的实验测量值进行了对比,理论值与实验值符合得非常好,其最大误差在 4.1% 以下。从而解释了在偏振控制被动锁模条件下,环形腔光纤激光器光谱边带产生的原因。

关键词 激光器; 环形腔光纤激光器; 光谱边带偏移量; 非线性偏振旋转; 非线性双折射

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20083509.1333

Calculation and Experiment of Spectral Sideband Offset in Ring Cavity Fiber Laser by Nonlinear Polarization Rotation

Feng Jie¹ Xu Wencheng² Ye Hui² Liu Weici²

Luo Zhichao² Song Chuangxing² Liu Songhao²

¹School of Physics & Telecommunication Engineering,

²Laboratory of Photonic Information Technology, School of Information & Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China

Abstract The dynamic equations which describe the pulse nonlinear polarization rotation (NPR) of nonlinear birefringence in ring cavity fiber laser were given. The theoretical formulae of spectrum sideband offset which stems from the interference between the dispersion wave and the soliton wave are deduced in ring cavity fiber laser passively mode-locked by the nonlinear polarization rotation technique. Theoretical spectral sideband offsets are consistent with experimental results very well in the paper. And the maximal error is less than 4.1%, which explains the sideband offset in ring cavity fiber laser under passive mode-locking by NPR.

Key words lasers; ring cavity fiber laser; spectral sideband offset; nonlinear polarization rotation; nonlinear birefringence

1 引 言

利用非线性双折射偏振旋转(NPR)技术实现被动锁模的掺稀土元素全光纤环形腔激光器,结构简单,起振阈值低,易于实现自启动^[1~3]。但是无论是单环形腔还是 8 字形腔,利用 NPR 技术产生的锁模激光脉冲,其激光光谱一般都会出现光谱边带。光谱边带一方面使输出激光脉冲的频谱质量劣化,影响激光器工作的稳定性,另一方面使激光的主脉冲能量减小,限制了全光纤激光器应用范围^[4~6]。

光谱边带的产生从原理上理解为环形腔中色散波与孤子波相互干涉的结果。人们对光谱边带的抑制或消除方法进行了大量的实验研究,例如缩短腔长、在腔中加入宽带滤波器等^[7~9]。本文首先分析由于光纤线性双折射效应和光纤非线性双折射效应引起的自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)的共同影响,产生环型腔光纤激光器光谱边带效应的动力学模型。然后基于非线性偏振旋转锁模效应,分析了由于环形腔中色散波与主脉冲相互干涉

收稿日期:2008-03-24; 收到修改稿日期:2008-05-19

基金项目:广东省自然科学基金(04010397)资助项目。

作者简介:冯 杰(1961—),男,安徽人,硕士生导师,主要从事非线性光纤光学、光纤激光器及光通信等方面的研究。

E-mail: fengjie@scnu.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: xuwch@scnu.edu.cn

而产生脉冲光谱的边带偏移量,给出了边带偏移量与主脉冲光谱中心波长、腔内总色散以及边带级次之间的理论计算关系式,并将其理论值与单环掺 Er^{3+} 飞秒光纤激光器的实验测量值进行了对比。

2 理论分析

2.1 动力学方程

光纤轻微的应力或纤芯形状不对称等各向异性因素使光纤产生了线性双折射效应。由于飞秒脉冲具有较高的功率和掺稀土元素光纤的显著能量增益效果,光纤的三阶非线性电极化率 $\chi^{(3)}$ 产生显著作

用,从而引起显著的非线性双折射效应。一方面,两种双折射效应可能导致脉冲的两个正交偏振分量之间显著的走离效应,另一方面,通过各分量的 SPM 和 XPM,产生大量的色散波。

设在各向异性的增益光纤中,信号脉冲波振幅为 Ψ 。考虑双折射效应时,两个正交偏振模会产生耦合。假设双折射光纤的快、慢轴分别沿 x, y 方向,则 Ψ 有两个分量 Ψ_x, Ψ_y 。考虑掺稀土元素增益光纤的能量增益效应和增益色散效应,在忽略四波混频(FWM)效应影响的条件下, Ψ_x 和 Ψ_y 之间满足的耦合方程应当用 Ginzburg-Landau 方程描述^[10-12]

$$\begin{cases} \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} + \delta \frac{\partial \Psi_x}{\partial T} + i \frac{\beta_{2x}}{2} \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial T^2} - \frac{g}{2} - \frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial T^2} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 \Psi_x}{\partial T^3} = \frac{i\gamma}{3} (|\Psi_x|^2 \Psi_x + 2|\Psi_y|^2 \Psi_x + \Psi_x^* \Psi_y^2 e^{-2i\Delta\beta_1 z}), \\ \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} + \delta \frac{\partial \Psi_y}{\partial T} + i \frac{\beta_{2y}}{2} \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial T^2} - \frac{g}{2} - \frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial T^2} - \frac{\beta_{3y}}{6} \frac{\partial^3 \Psi_y}{\partial T^3} = \frac{i\gamma}{3} (|\Psi_y|^2 \Psi_y + 2|\Psi_x|^2 \Psi_y + \Psi_y^* \Psi_x^2 e^{+2i\Delta\beta_1 z}), \end{cases} \quad (1)$$

式中 $T = t - \beta_1 z$ 为延迟时间, β_{2j} 为掺杂增益光纤的二阶群速度色散, β_{3j} 为三阶色散, Ω 为增益带宽。

$\frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2}$ 为掺杂增益光纤“增益色散因子”,其物理意义是掺杂元素对演化脉冲提供一种依赖于频率的增益效果,限定了脉冲演化的频谱宽度^[11,12]。假设增益系数 g 对各偏振模具有相同的值。方程(1)左边第二项是正交偏振分量之间的群速度失配关系: $\delta = \frac{\beta_{1x} - \beta_{1y}}{2}$ 。方程(1)右边第一项是同偏振分量之间的自相位调制;右边第二项是正交偏振分量之间的交叉相位调制;右边最后一项是正交偏振分量之间的相位失配关系,其中, $\Delta\beta_1 = \beta_{0x} - \beta_{0y} = 2\pi/L_B, L_B$ 为拍长。

方程(1)即为描述在具有增益色散效应和双折射效应的光纤环形腔(单环形腔或8字环形腔)中光脉冲非线性演化的动力学方程。

2.2 物理机制

环形腔内由于两个偏振方向的非线性自相位调制和交叉相位调制效应以及线性双折射效应的共同作用,在两个偏振方向都可能产生大量的色散波。在没有实现锁模的情况下,即 $\delta \neq 0$ 时,方程组(1)中各方程 $T = t - \beta_1 z$ 的量值是有差别的:即 $T_i = t$

$-(z/v_{ig}) = t - \beta_{1i} z, i = x, y$ 。

由于 NPR 调节的类饱和吸收效应以及在非线性效应的激励作用下^[8,9,14,15],在某一同偏振方向各光波之间的自相位调制和交叉相位调制以及正交偏振分量之间的交叉调制会同时起作用,使得恰好满足偏振控制器锁定偏振方向的新光波(色散波)可以通过偏振控制器而得到能量增益,即对大量色散波起到了选频作用,使激光器的被动锁模得以实现。选频得到的色散波与主脉冲信号波恰好满足相干条件,使得新光波与主脉冲之间的群速度和相速度同时锁定。于是主脉冲信号波的频谱便出现了边带,而且是新色散波与主脉冲的稳定相干叠加的结果。

在定量分析方面,解析求解方程(1)是非常困难的。但是,在被动锁模实现的条件下,在同一偏振方向各光波之间、正交偏振分量之间的自相位调制和交叉相位调制会同时起作用。为讨论方便,假设偏振控制器的偏振方向恰好也调整到双折射光纤某一主轴,即 x 方向或 y 方向(否则,有 $\Psi = \Psi_x \cos \theta + \Psi_y \sin \theta$,此时线偏振光 Ψ 的偏振方向与偏振控制器的偏振方向一致),即在偏振锁模实现时, $\Delta\beta_1 = 0$,则从方程(1)可以明显地看出,信号脉冲两个偏振分量 Ψ_x 或 Ψ_y 在刚到达偏振控制器时的相位分别为

$$\begin{cases} \Phi_x = \Phi_{0x} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} n_{xL} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} \Delta n_{xNL} = \Phi_{0x} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} n_{xL} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} \frac{\gamma}{3} (|\Psi_x|^2 \Psi_x + 2|\Psi_y|^2 \Psi_x + \Psi_x^* \Psi_y^2)^{2/3}, \\ \Phi_y = \Phi_{0y} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} n_{yL} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} \Delta n_{yNL} = \Phi_{0y} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} n_{yL} + \frac{2\pi L}{\lambda_1} \frac{\gamma}{3} (|\Psi_y|^2 \Psi_y + 2|\Psi_x|^2 \Psi_y + \Psi_y^* \Psi_x^2)^{2/3}, \end{cases} \quad (2)$$

式中 L 为环形腔的腔长, $\Delta n_{xNL} = \frac{\gamma}{3}(|\Psi_x|^2 \Psi_x + 2|\Psi_y|^2 \Psi_x + \Psi_x^* \Psi_y^2)^{2/3}$ 和 $\Delta n_{yNL} = \frac{\gamma}{3}(|\Psi_y|^2 \Psi_y + 2|\Psi_x|^2 \Psi_y + \Psi_y^* \Psi_x^2)^{2/3}$ 。经过偏振控制器后, 主脉冲 Ψ 两个偏振分量 Ψ_x 和 Ψ_y 的相位差为

$$\Delta\Phi_1 = \Phi_x - \Phi_y = \Delta\Phi_0 + \frac{2\pi L}{\lambda_1}(n_{xL} - n_{yL}) + \frac{2\pi L}{\lambda_1}(\Delta n_{xNL} - \Delta n_{yNL}) = \beta(\omega_1)L, \quad (3)$$

式中 $\Delta\Phi_0 = \Phi_{0x} - \Phi_{0y} + \Delta\Phi_{1p}$, 而 $\Delta\Phi_{1p}$ 为偏振控制器引起的 Ψ_x 和 Ψ_y 的附加相位差。 $\beta(\omega_1)$ 为由(3)式决定的主脉冲 Ψ 的传播常数。

将锁模后主脉冲 Ψ 的传播常数按照其中心波长展开^[10], 有

$$\beta(\omega_1) = \beta[\omega_0 + (\omega_1 - \omega_0)] = \beta(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)(\omega_1 - \omega_0) + B_s = \beta(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)\delta\omega + B_s, \quad (4)$$

式中 ω_0 为锁模主脉冲的中心频率; $B_s = -\frac{1}{2}P^2[\pm(1-C^2) - 2CG]$, $P = \sqrt{|\beta_2|}/T$, 与主脉冲的宽度成反比, C 为主脉冲的啁啾参数, $G = gL_D/(\Omega T_0)^2$ 为增益色散长度。 $C = 0$ 时, 主脉冲无啁啾, 此时, $B_s = (2L_D)^{-1}$, L_D 为增益光纤对主脉冲的色散长度^[10]。

由于光纤的非线性双折射效应和增益效应而产生的色散波也满足类似方程(1)的演化规律。因此, 在 NPR 被动锁模得以实现的条件下, 假设满足锁模选频的色散波的频率为 ω_2 , 则色散波的两个偏振分量的相位差为

$$\Delta\Phi_2 = \Phi_{2x} - \Phi_{2y} = \Delta\Phi_{20} + \frac{2\pi L}{\lambda_2}(n_{2xL} - n_{2yL}) + \frac{2\pi L}{\lambda_2}(\Delta n_{2xNL} - \Delta n_{2yNL}) = \beta(\omega_2)L, \quad (5)$$

(5) 式右边的第一、第二和第三项分别是色散波两个偏振分量的初相位差、线性双折射效应引起的相位差和非线性双折射效应引起的相位差。在忽略三阶色散响应条件下, 将锁模后色散波的传播常数 $\beta(\omega_2)$ 按照锁模主脉冲的中心频率 ω_0 展开, 得

$$\begin{aligned} \beta(\omega_2) &= \beta[\omega_0 + (\omega_2 - \omega_0)] = \beta_0(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)(\omega_2 - \omega_0) + \frac{\beta_2(\omega_0)^2}{2}(\omega_2 - \omega_0)^2 + \dots = \\ &\beta_0(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)\delta\omega + \frac{\beta_2(\omega_0)^2}{2}\delta\omega^2 + \dots, \end{aligned} \quad (6)$$

因此, 能够通过偏振控制器的主脉冲信号波和色散波在环形腔偏振锁模实现的情况下, 必定满足相干条件

$$\Delta\Phi = |\Delta\Phi_1 - \Delta\Phi_2| = |\beta(\omega_1) - \beta(\omega_2)|L = 2m\pi, \quad (7)$$

将(4)和(6)式代入, 则有

$$\left| [\beta(\omega_0) + \beta_1\delta\omega + B_s] - [\beta(\omega_0) + \beta_1(\omega_0)(\delta\omega) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)(\delta\omega)^2] \right| L = 2m\pi, \quad (8)$$

取 $B_s - \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)(\delta\omega)^2 = -\frac{2m\pi}{L}$, 考虑 $B_s = (2L_D)^{-1}$, 得

$$\delta\omega = \pm \sqrt{\frac{2B_s}{\beta_2} - \frac{4\pi m}{L\beta_2}} = \pm \sqrt{\frac{2}{2L_D\beta_2} - \frac{4\pi m}{L\beta_2}}, \quad (9)$$

因为 $\beta_2 = \frac{d\beta^2(\omega)}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right)$ 和 $D = \frac{d\beta_1(\omega)}{d\lambda} \Big|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{c} \frac{d\omega}{d\lambda} \beta_2 = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$, 注意到 $\delta\omega = \left| \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right| \delta\lambda$ 和 $\beta_2 < 0$, 则(9)式可以用波长为

$$\delta\lambda = \pm \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \sqrt{\frac{4\pi m}{L\beta_2} - \frac{1}{T_0^2}} = \pm \lambda_0 \sqrt{\frac{m\lambda_0^2}{\pi c^2 L\beta_2} - \frac{\lambda_0^2}{(2\pi c)^2 T_0^2}} = \pm \lambda_0 \sqrt{\frac{2m}{cLD} - \frac{\lambda_0^2}{(2\pi c)^2 T_0^2}}, \quad (10)$$

式中 LD 表示腔内的总色散, c 为真空中的光速。(10)式给出了光谱各级边带偏移量 $\delta\lambda$, 腔内总色散 LD 与输出脉冲宽度以及锁模主脉冲中心波长之间的制约关系。

对于双曲正割脉冲 $\tau = T_{FWHM} \approx 1.763T_0$, 有

$$\delta\lambda_m = \pm \lambda_0 \sqrt{\frac{2m}{cLD} - 0.0788 \frac{\lambda_0^2}{(c\tau)^2}}, \quad (11)$$

对于高斯脉冲 $\tau = T_{FWHM} \approx 1.665T_0$, 有

$$\delta\lambda_m = \pm \lambda_0 \sqrt{\frac{2m}{cLD} - 0.0703 \frac{\lambda_0^2}{(c\tau)^2}}, \quad (12)$$

此结果与文献[16~18]的结论相同。

2.3 边带理论值与实验值的对比

单环光纤激光器腔内的总色散为 $LD = 227.53 \text{ fs/nm}$, 锁模脉冲的中心波长为 $\lambda_0 = 1563.18 \text{ nm}$, 其变换极限宽度为 $\tau = 592 \text{ fs}$ 。实验装置如图 1 所示(OSA 为光谱分析仪, ISO 为隔离器, PC 为偏振控制器, OC 为输出耦合器, WDM 为

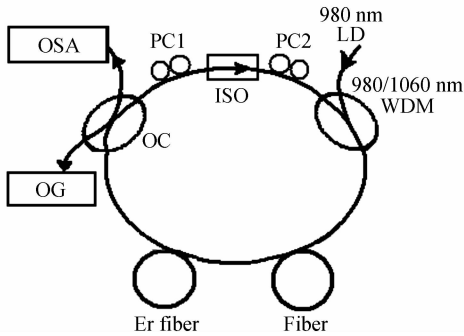


图 1 测量单环形腔光纤激光器光谱边带装置图

Fig. 1 Schematic of ring cavity fiber laser measuring the spectrum sidebands

表 1 环形腔光纤激光器偏振锁模脉冲边带偏移量 $\delta\lambda_m$ 的理论值与实验值的对比

Table 1 Comparison of the theoretical and the experimental results of spectral sideband offset in ring cavity fiber laser by NPR

Sideband order m	Experimental sideband wavelength offset, $\delta\lambda_{m_x} / \text{nm}$	Theoretical sideband wavelength offset, $\delta\lambda_{m0} / \text{nm}$ $\tau = T_{\text{FWHM}} \approx 1.665 T_0$	Error $\Delta\lambda(\text{nm}) = \delta\lambda_{m_x} - \delta\lambda_{m0}$	Theoretical sideband wavelength offset, $\delta\lambda_{m0} / \text{nm}$ $\tau = T_{\text{FWHM}} \approx 1.763 T_0$	Error $\Delta\lambda(\text{nm}) = \delta\lambda_{m_x} - \delta\lambda_{m0}$
+1	7.500	7.635	-0.135	7.529	-0.029
+2	11.805	11.396	0.409	11.325	0.480
+3	14.778	14.194	0.584	14.137	0.537
-1	-6.667	-7.635	0.068	-7.529	0.062
-2	-11.389	-11.396	0.007	-11.325	-0.074

值符合得非常好。如果以实验值为基准,理论值的最大误差不超过4.1%。理论计算值还表明,双曲正割脉冲的理论值更接近实验测量值,从而可以证明在偏振控制旋转锁模光纤环形腔中运行的激光脉冲更接近孤子型。

3 结 论

给出了光纤环形腔激光器在偏振控制旋转锁模条件下,光谱边带产生的动力学方程,分析了光谱边带产生的动力学机制。同一偏振方向的光波之间以及正交偏振分量之间由于自相位调制和交叉相位调制产生新光波(色散波)不仅在偏振控制器的锁模偏振方向得到能量增益,而且新光波与主脉冲之间的群速度和相速度的同时锁定,实现了新光波与主脉冲稳定的相干叠加而形成光谱边带;给出了输出脉冲光谱各级边带相对于脉冲中心波长的偏移量

980 nm/1060 nm波分复用耦合器,OG 为示波器输出检测)。调节腔中偏振控制器 PC 后产生稳定的光谱图如图 2 所示。实验测量的光谱边带相对于中心波长偏移量 $\delta\lambda_m$ 如表 1 第 2 列所示;同时,将 $LD = 227.53 \text{ fs/nm}$, $\lambda_0 = 1563.18 \text{ nm}$, $\tau = 592 \text{ fs}$ 分别代入(11)和(12)式,求得偏移量 $\delta\lambda_m$ 的理论值如表 1 第 3,第 5 列所示,第 4,第 6 列是其相应的误差。

从表1可以看出,边带偏移量的理论值与实验

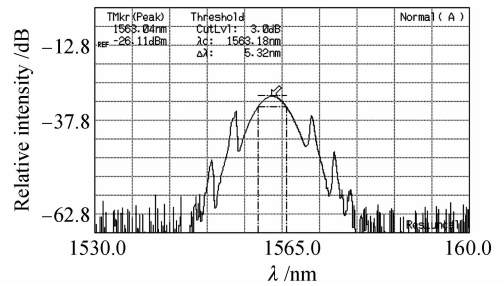


图 2 3 dB 谱线宽度为 5.32 nm 时的输出边带光谱

Fig. 2 Output spectrum sideband offset with 3 dB spectral width of 5.32 nm

$\delta\lambda_m$ 与脉冲宽度 τ , 中心波长 λ_0 之间的定量关系;偏移量 $\delta\lambda_m$ 的理论值与实验测量的对比结果完全一致。从而较清晰、准确和简单地解释了单环形腔偏振旋转控制被动锁模飞秒光纤激光器输出激光光谱边带成因的物理机制,该方法也同时为实验准确测量光纤的色散值提供了理论依据。

参 考 文 献

- 1 T. C. Steven, C. C. Brandon, B. Keren. Polarization locked vector solitons and axis instability in optical fiber [J]. *Chaos*, 2000, **10**(3):613~624
 - 2 T. L. Ying, R. L. Gong. Dual-stage soliton compression of a self-started additive pulse mode-locked erbium-doped fiber laser for 48 fs pulse generation [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(10):1382~1384
 - 3 Ma Haiquan, Liu Chang, Zhao Wei *et al.*. Figure-of-eight cavity Yb^{3+} 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 Yb^{3+} 光纤激光器

- [J]. 中国激光, 2005, **32**(9):1173~1177
- 4 Liu Dongfeng, Chen Guofu, Wang Xianhua. Self-starting passively mode-locked Er^{3+} doped fiber ring soliton laser [J]. *Science in China (Series A)*, 1999, **29**(7):656~661
刘东峰,陈国夫,王贤华. 自起振被动锁模掺 Er^{3+} 光纤环形腔孤子激光器的实验研究[J]. 中国科学(A辑), 1999, **29**(7):656~661
 - 5 J. Wu, D. Y. Tang, L. M. Zhao *et al.*. Soliton polarization dynamics in fiber lasers passively mode-locked by the nonlinear polarization rotation technique [J]. *Phys. Rev. E*, 2006, **74**:046605
 - 6 B. Zhao, D. Y. Tang, L. M. Zhao *et al.*. Pulse-train non-uniformity in a fiber soliton ring laser mode-locked by using the nonlinear polarization rotation technique [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **69**(4):043808
 - 7 G. Q. Chang, A. Galvanauskas, H. G. Winful *et al.*. Dependence of parabolic pulse amplification on stimulated raman scattering and gain bandwidth [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(22):2647~2649
 - 8 Song Fang, Xu Wencheng, Chen Weicheng *et al.*. 78 fs passively mode-locked Er^{3+} -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 Er^{3+} 光纤激光器[J]. 中国激光, 2007, **34**(9):1174~1177
 - 9 Shen Minchang, Xu Wencheng, Chen Weicheng *et al.*. Experimental study of fiber ring laser with single polarization controller [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(11):2003~2007
申民常,徐文成,陈伟成 等. 单偏振控制器环形腔光纤激光器实验研究[J]. 光学学报, 2007, **27**(11):2003~2007
 - 10 Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics* [M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong transl.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002
Govind P. Agrawal. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方,余震虹 译. 北京:电子工业出版社, 2002
 - 11 Feng Jie, Xu Wencheng, Li Shuxian *et al.*. Analytical self-similar solutions of Ginzburg-Landau equation for the dispersion decreasing fiber [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**:5835~5842
冯 杰,徐文成,李书贤 等. 色散渐减光纤中 Ginzburg-Landau 方程的自相似脉冲演化的解析解[J]. 物理学报, 2007, **56**:5835~5842
 - 12 Feng Jie, Xu Wencheng, Li Shuxian *et al.*. Analytic solutions of self-similar based on Ginzburg-Landau equation with constant coefficients [J]. *Science in China (Series G)*, 2007, **37**:427~433
冯 杰,徐文成,李书贤 等. 常系数 Ginzburg-Landau 方程自相似脉冲演化的解析解[J]. 中国科学(G辑), 2007, **37**:427~433
 - 13 S. M. J. Kelly, K. Smith, K. J. Blow *et al.*. Average soliton dynamics of a high-gain erbium fiber laser [J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**:1337~1339
 - 14 Ye Hui, Xu Wencheng, Luo Zhichao *et al.*. Measurement of dispersion of an optical fiber in ring cavity using the sideband spectrum method [J]. *Acta Physica Sinica*, (to be published)
叶 辉,徐文成,罗智超 等. 利用光纤激光器光谱边带效应测量光纤色散[J]. 物理学报(待发表)
 - 15 W. H. Knox. In situ measurement of complete intracavity dispersion in an operating $\text{Ti}:\text{sapphire}$ femtosecond laser [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(7):514~516
 - 16 L. D. Michael, N. D. III IrI. Role of dispersion in limiting pulse width in fiber lasers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(23):2911~2913
 - 17 K. S. Abedin, M. Hyodo, N. Onodera. Measurement of the chromatic dispersion of an optical fiber by use of a sagnac interferometer employing asymmetric modulation [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(5):299~301
 - 18 S. Nishi, M. Saruwatari. Technique for measuring the distributed zero dispersion wavelength of optical fibers using pulse amplification caused by modulation instability [J]. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(3):225~226