

· 激光技术 ·

光纤激光器中宽带脉冲的传输特性

邓 翼, 王元元, 董 辉, 雷大军

(湘南学院 电子信息与电气工程学院, 湖南 郴州 423000)

摘 要:通过数值仿真和实验研究了基于非线性偏振旋转技术的被动锁模光纤激光器中孤子的形成。结果表明, Maxwell-Bloch 方程描述的光纤激光器, 由于脉冲峰值箝制效应, 激光器中可以形成稳定的孤子。当形成的孤子强度被箝制在较大值时, 频谱展宽。继续增大被箝制的强度时, 孤子的强度不再增大, 而是形成新的孤子。

关键词: 光纤激光器; 孤子; 非线性偏振旋转

中图分类号: TN253

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2015)-03-0014-03

Transmission Characteristics of Wide-band Laser Pulse in Fiber Laser

DENG Yi, WANG Yuan-yuan, DONG Hui, LEI Da-jun

(School of Electronic Information and Electrical Engineering, Xiangnan University, Chenzhou 423000, China)

Abstract: The formation of soliton in the passively mode-locked fiber laser based on nonlinear polarization rotation technology is simulated numerically and investigated experimentally. The results show that due to the cavity pulse peak clamping effect, stable solitary waves can still be obtained in the laser which is described by the Maxwell-Bloch Equation. The higher density of the clamped soliton is, the wider frequency is. With the clamped density is increased, the soliton density is not increased, and the new soliton is formed.

Key words: fiber laser; soliton; nonlinear polarization rotation

工作在负色散区域的被动锁模光纤激光器得到广泛的研究^[1-4]。当光纤激光器输出孤子脉冲时, 脉冲的宽度得到压缩, 而且稳定性增强。传统情况下, Ginzburg-Landau 方程给出被动锁模光纤激光器的描述, 该方程考虑了腔色散、光纤的非线性效应、增益的相互影响。然而, 从某种程度上说, 光纤激光器实际输出的是一种平均孤子^[5]。

Ginzburg-Landau 方程是在增益曲线为抛物近似情况下得到的, 仅能给出光纤激光器的近似描述。该近似仅在激光器输出孤子脉冲的频谱宽度远小于增益带宽的情况下才有效。实验已经证明, 光纤激光器输出的孤子脉冲宽度可以小于增益带宽限制的脉冲宽度^[6-8]。因此, 为了精确的描述脉冲在光纤激光器中的传输, 需要采用 Maxwell-Bloch 方

程。Liou 等人通过研究光纤放大器发现在未采用抛物增益近似的情况下, Maxwell-Bloch 方程没有孤子解^[9]。然而, 通过研究发现在光纤激光器中, 不同于光纤放大器, 由于腔的影响, 在 Maxwell-Bloch 方程描述下, 仍有稳定的孤子输出。

1 理论模型与实验装置

Chi 等人证实了描述飞秒脉冲在掺铒光纤放大器中传输的耦合 Maxwell-Bloch 模型, 通过采用复数 Lorentian 增益曲线, 可以简化为标准的非线性薛定谔方程^[10]。考虑到光纤激光器中用到的光纤有弱的双折射, 脉冲在增益光纤内的非线性传输可通过下面的耦合方程描述^[11]。

收稿日期: 2015-04-22

基金项目: 湖南省自然科学基金资助项目(13JJ3121); 湖南省高校科技创新团队(湘教通[2014]207)支持计划资助

作者简介: 邓翼(1991-), 男, 湖南邵阳人, 学士, 研究方向为光纤通信等。

$$\frac{\partial u}{\partial Z} - j\frac{\Delta\beta}{2}u + \delta\frac{\partial u}{\partial T} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 u}{\partial T^3} - j\gamma\left(|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2\right)u - j\frac{\gamma}{3}u^*v^2 = \quad (1)$$

$$\frac{G}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty}[g(\omega - \omega_0) + if(\omega - \omega_0)]\tilde{u}\exp(-i\omega T)d\omega$$

$$\frac{\partial v}{\partial Z} + j\frac{\Delta\beta}{2}v - \delta\frac{\partial v}{\partial T} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 v}{\partial T^3} - j\gamma\left(|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2\right)v - j\frac{\gamma}{3}v^*u^2 = \quad (2)$$

$$\frac{G}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty}[g(\omega - \omega_0) + if(\omega - \omega_0)]\tilde{v}\exp(-i\omega T)d\omega$$

式中, u 和 v 是沿两个相互垂直的偏振轴上传输的脉冲的归一化包络强度; T 和 Z 是引入以群速度 v_g 移动的参考系(即所谓的移动坐标系), $\Delta\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$ 是两个偏振分量的波数差; $2\delta = \Delta\beta\lambda/2\pi c$ 是群速度差的倒数; β_2 是二阶色散系数; β_3 是三阶色散系数; γ 是光纤的非线性系数; G 是光纤激光器的饱和增益。对于未掺杂的光纤 $G=0$ 。对于掺铒光纤,进一步考虑增益饱和效应。

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{1}{E_{sat}}\int(|u|^2 + |v|^2)dt\right) \quad (3)$$

式中, G_0 是小信号增益系数; E_{sat} 是饱和能流。

谱线函数 $g(\omega) = 1/[1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]$ 和 $f(\omega) = \omega T_2/[1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]$ 分别表示掺杂的增益曲线和增益色散。式中, ω_0 是信号脉冲的载波频率; T_2 是铒离子的偶极子驰豫时间。

如果假设起偏器和检偏器与光纤的快轴的夹角分别是 θ 和 ϕ , 两个相互垂直的偏振分量由于双折射引入的线性相移是 $\Delta\Phi_L$, 非线性相移是 $\Delta\Phi_{NL}$ 。那么光强的传输系数 T 是

$$T = \sin^2\theta \sin^2\phi + \cos^2\theta \cos^2\phi + \frac{1}{2}\sin(2\theta)\sin(2\phi)\cos(\Delta\Phi_L + \Delta\Phi_{NL}) \quad (4)$$

如果起偏器和检偏器与光纤快轴的夹角是固定的, 腔的线性传输系数是线性相移的正弦函数, 其周期为 2π 。图1给出了起偏器与光纤快轴的夹角 $\theta = \pi/4$, 起偏器和检偏器的夹角从 0 到 $\pi/2$ 变化时, 线性传输系数随线性相移的变化情况。线性相移在一个周期内变化时, 激光器在半个周期内是正反馈, 而在另半个周期内是负反馈。

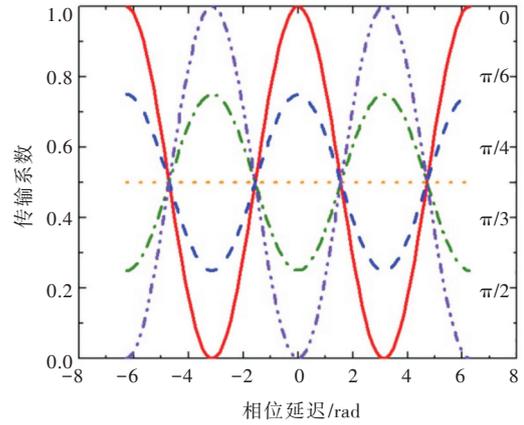


图1 线性传输系数与线性相移的关系
(起偏器和检偏器的夹角从 0 到 $\pi/2$ 变化, $\theta = \pi/4$)

不同于光纤放大器中脉冲的传输, 脉冲在激光器中传输时, 会受到腔内所有组件的影响, 例如增益、偏振控制器、输出耦合器和腔的边界条件。为了充分考虑这些组件的影响, 通过沿着脉冲在腔内的循环轨迹, 考虑每个组件对脉冲的作用。脉冲在光纤内传输时由耦合方程式(1)和式(2)描述, 然而, 当脉冲在腔内经过其他离散器件时, 如起偏器、偏振控制器等。通过一个 2×2 变换矩阵和光场相乘来实现。

图2给出了光纤激光器的示意图。激光器由一段 4 m 长的掺铒光纤 $\beta_2 = -10\text{ ps}^2/\text{km}$ 和一段 1 m 长的色散位移光纤 $\beta_2 = -2\text{ ps}^2/\text{km}$ 组成。为了实现激光器的自启动锁模, 采用了一个偏振相关的隔离器和两个偏振控制器, 一个由两个 $1/4$ 波片组成, 另一个由两个 $1/4$ 波片和一个 $1/2$ 波片组成。偏振控制器、隔离器和起偏器安装在一个 7 cm 长的光具座上。这样可以较方便和精准地调整光的偏振态。泵浦源采用了波长为 1480 nm 的高功率拉曼光纤激光器。脉冲是通过一个 10% 的耦合器输出的。输出后接到光谱仪或自相关仪上。通过仔细地调节偏振控制器 PC1 与 PC2 上的波片, 便可以得到锁模脉冲的输出。

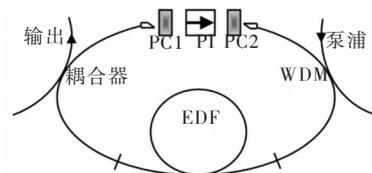


图2 光纤激光器示意
(PI 为偏振隔离器; PC 为偏振控制器; EDF 为掺铒光纤; WDM 为波分复用器)

2 实验结果

首先研究在 Maxwell-Bloch 方程中是否有稳定的孤子存在。方程式(1)和式(2)通过标准的对称分步傅里叶方法求解。在模拟的过程中,采用如下的一些光纤参数: $\gamma = 3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$; $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$; 增益饱和能量 $P_{\text{sat}} = 1000 \text{ pJ}$; 腔长 $L = 6 \text{ m}$, 光纤双折射的拍长 $L/L_0 = 1$ 。起偏器和光纤快轴的夹角 $\theta = 0.125\pi$ 。同时选择 $T_2 = 80 \text{ fs}$, 小信号增益系数 $G_0 = 292$ 。腔内的线性相位延迟为 $\Delta\phi_L = 1.3\pi$ 。

图 3a 给出了在光纤激光器达到稳定后输出的脉冲形状。从图中可以清楚地看出, 尽管没有采用抛物增益近似和速率方程近似, 激光器仍然可以得到稳定的孤子波。这个结果不同于光脉冲在光纤放大器中的传输, 当采用 Lorentzian 增益曲线时, 不会形成稳定的孤子。

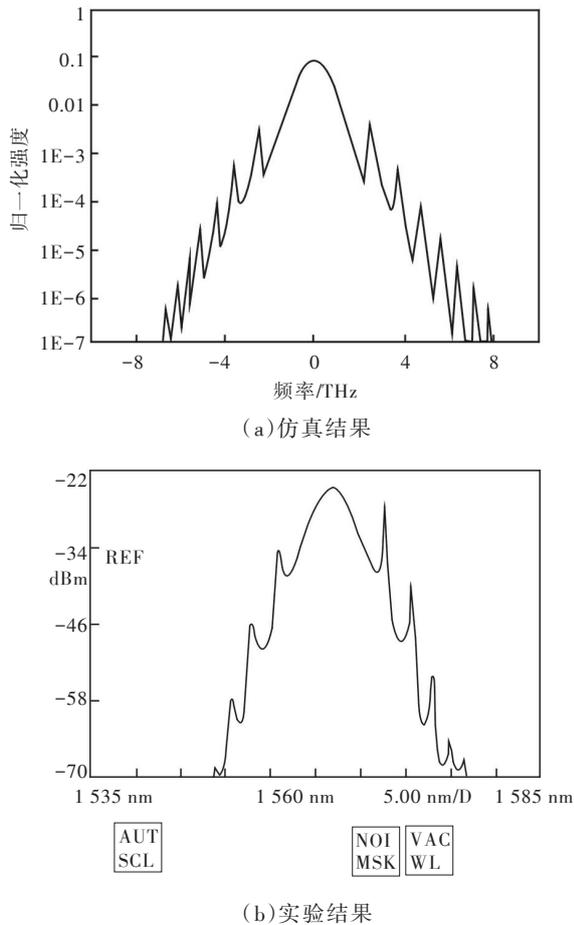
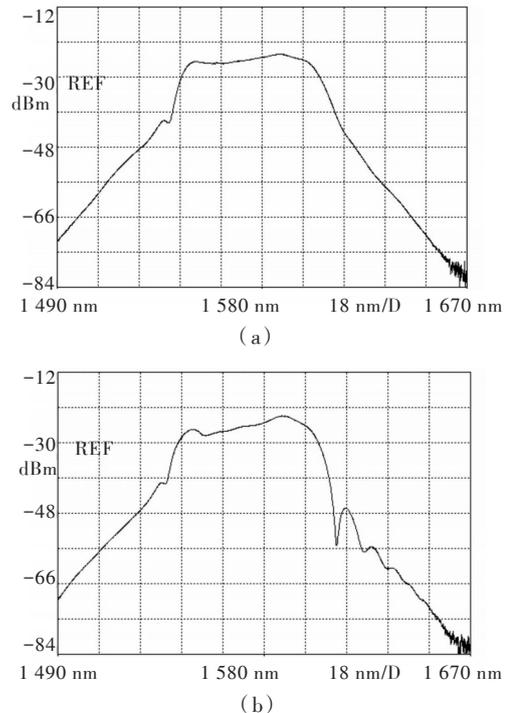


图3 孤子脉冲输出的频谱

光纤激光器中稳定孤子脉冲的形成归因于腔

的影响。文献[4]已证明在激光器中存在一种脉冲峰值箝制效应。在饱和吸收效应的影响下, 锁模脉冲总是可以在腔内形成, 且与增益特性无关(只要增益能大于损耗)。并且, 在腔内色散和光纤的非线性作用下, 锁模脉冲会逐渐形成孤子。然而, 由于腔的脉冲峰值箝制效应, 尽管有增益的影响, 但最后形成的孤子脉宽和谱宽是固定的。由于所形成孤子的谱宽要比增益带宽窄, 相干效应的影响较小, 所以尽管增益谱是 Lorentzian 形状, 在光纤激光器中可以获得稳定的孤子脉冲。为了验证以上分析, 基于图 2 所示的实验装置, 获得了如图 3b 的实验结果, 其频谱图与数值模拟结果非常吻合。

在得到稳定的孤子输出后, 其他所有元件都保持不动, 仅旋转其中的一个波片, 对应与改变起偏器和检偏器的夹角 θ , 就能改变输出脉冲的频谱, 如图 4 所示。其原因如图 1 所示。 θ 发生变化, 其传输系数也跟着发生改变, 在一定范围内随 θ 呈递增趋势。因此, 输出孤子的强度增大, 频谱展宽, 如图 4a 所示。随着传输系数进一步增大, 由于峰值箝制效应, 孤子的强度达到最大值后不再增加, 其多余的能量慢慢形成第二个孤子, 其频谱由于相干影响而形成旁瓣, 如图 4b 所示。在传输系数达到最大值前, 形成的孤子数量会不断增加, 表现在频谱旁瓣的数量也在不断增加, 如图 4c 所示。



(下转第 32 页)

- [10] 张必银,张天序,桑农,等.红外弱小运动目标实时检测的规整化滤波方法[J].红外与毫米波学报,2008,27(2):95-100.
- [11] 康令州,陈福深,王德胜,等.基于形态学算法的红外图像小目标检测方法研究[J].光电工程,2010,37(11):26-31.

- [12] 陆宏伟,于起峰.最小核值相似区低层次图像处理算法的改进及应用[J].应用光学,2000,21(1):32-36.
- [13] 秦翰林,刘上乾,周慧鑫,等.采用Gabor核非局部均值的弱小目标背景抑制[J].红外与激光工程,2009,38(4):737-741.

(上接第16页)

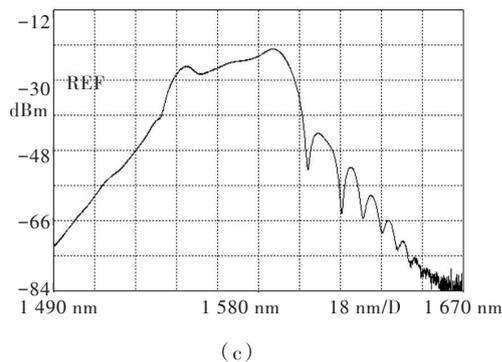


图4 锁模脉冲的频谱

3 结论

当光纤激光器输出脉冲的频谱宽度和激光器的增益带宽相接近时,需要利用 Maxwell-Bloch 方程描述孤子的传输特性。由于脉冲峰值箝制效应的影响,激光器中可以形成稳定的孤子输出。当孤子的强度被箝制在较大强度时,其频谱也较宽。继续增大被箝制的强度时,孤子的强度不再继续增大,而是产生一个新的孤子,其频谱由于相干影响而形成旁瓣,旁瓣的数量随被箝制的强度的增大而增加。

参考文献

- [1] Matsas V J, Richardson D J, Newson T P, et al. Characterization of a self-starting, passively mode-locked fiber ring laser that exploits nonlinear polarization evolution[J]. Opt Lett, 1993, 18(5): 358-360.
- [2] Tamura K, Ippen E, Haus H, et al. 77-fs pulse generation

from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser[J]. Opt Lett, 1993, 18(13): 1080-1082.

- [3] Salhi M, Leblond H, Sanchez F. Theoretical study of the erbium-doped fiber laser passively mode-locked by nonlinear polarization rotation[J]. Phys Rev A, 2003, 67(1): 013802.
- [4] Tang D, Zhao L, Zhao B, et al. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers[J]. Phys Rev A, 2005, 72(4): 043816.
- [5] Kelly S, Smith K, Blow K, et al. Average soliton dynamics of a high-gain erbium fiber laser[J]. Opt Lett, 1991, 16(17): 1337-1339.
- [6] Zhao L, Tang D, Wu J. Gain-guided soliton in a positive group-dispersion fiber laser[J]. Opt Lett, 2006, 31(12): 1788-1790.
- [7] Kim A, Kutz J, Muraki D. Pulse-train uniformity in optical fiber lasers passively mode-locked by nonlinear polarization rotation[J]. IEEE J Quantum Elect, 2000, 36(4): 465-471.
- [8] Chang C W, Chi S. Mode-locked erbium-doped fibre ring laser using nonlinear polarization rotation[J]. J Mod Optic, 1998, 45(2): 355-362.
- [9] Liou L W, Agrawal G P. Solitons in fiber amplifiers beyond the parabolic-gain and rate-equation approximations [J]. Opt Commun, 1996, 124(5): 500-504.
- [10] Chi S, Chang Senfar C W. Femtosecond soliton propagation in erbium-doped fiber amplifiers: the equivalence of two different models[J]. Opt Commun, 1994,106(4): 193-196.
- [11] Chang C W, Chi S. Mode-locked erbium-doped fiber ring laser using nonlinear polarization rotation[J]. J Mod Optic, 1998, 45(2): 355-362.