

受激拉曼散射对被动锁模光纤 环形孤子激光器的影响*

曹顺湘 王发强

(江苏省长途电信传输局 南京 210003)

陈明华 温扬敬 杨祥林

(东南大学电子工程系光纤室 南京 210096)

提要 用守恒量扰动法详细分析了拉曼散射对非线性偏振旋转光纤环形孤子激光器的稳定性及脉宽的影响,通过孤子参量演化方程的求解,获得激光器稳定运行之后孤子脉宽的解析表达式以及激光器的稳定运行条件。

关键词 被动锁模;拉曼散射,孤子激光器

1 引 言

被动锁模光纤环形孤子激光器是产生飞秒量级的超短光脉冲的重要手段。用被动锁模光纤环形激光器可产生短至 300 fs 左右的孤子脉冲序列^[1,2],影响光纤激光器孤子脉宽的因素很多,激光器中周期性的能量抖动使孤子辐射色散波,色散波中与孤子相干的成分和孤子发生共振使孤子频谱产生边带从而限制了孤子脉宽的进一步降低,Tamura 等人通过在腔内引入宽带双折射滤波器(20~ 40 nm)降低了这种因素的影响^[3]。另外,Afanasyev 等人认为受激拉曼散射引起的孤子自频移也是影响孤子脉宽的一个重要因素^[4],但是他们只做了数值模拟,没有理论分析。本文用守恒量扰动法详细分析了拉曼散射对激光器孤子脉宽及稳定性的影响,证明了在有带宽限制的激光系统中,由拉曼散射引起的孤子自频移可以得到很好的抑制。

2 激光器的结构及工作原理

非线性偏振旋转被动锁模光纤环形激光器的结构如图 1 所示,光隔离器的作用是使激光腔内的光信号沿腔单向传输,起偏器用来将光信号变成线偏振光,偏振控制器用来将线偏振光变成椭圆偏振光,环长为 L ,光纤损耗为 α ,这种激光器的工作原理为:光信号在起偏器和偏振控制器的作用后变成椭圆偏振光,而椭圆偏振光可以视为两个幅度不等的线偏

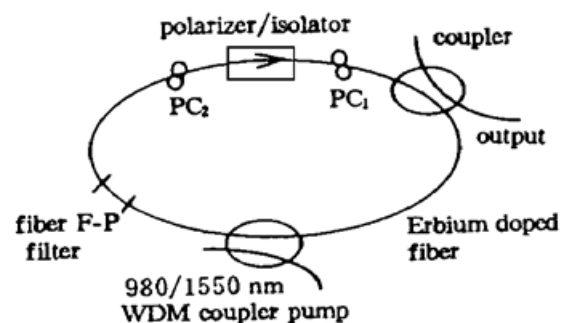


图 1 光纤环形激光器的结构

Fig. 1 The configuration of the fiber ring laser

* 国家自然科学基金通信 863 资助项目。

振光的合成,这两个线偏振信号沿光纤相互耦合传输,受到光纤中非线性(SPM 和 XPM)效应的作用,在腔中经历不同的非线性相移,它们的合成矢量沿光纤不断旋转,当它们回到起偏器时又成为线偏振光,这样就获得了与强度有关的损耗,此过程不断重复进行形成附加脉冲锁模。

3 理论分析

为了方便起见,我们把非线性偏振旋转所引起的附加脉冲锁模等效为快速饱和吸收体的作用^[5],快速饱和吸收体的作用可表示为 $-L_{\text{FSR}} + \gamma_3|U|^2$,其中 L_{FSR} 为线性损耗, γ_3 为快速饱和吸收体的非线性增益,对于脉宽为亚皮秒至飞秒的超短光脉冲,其谱宽已与其载频 ω_0 相当,描述光纤中孤子的非线性薛定谔方程必须加以修正,由于这样窄的脉冲谱宽已足够宽(6 THz),同一脉冲的高频分量能够通过拉曼增益将能量转移给低频分量,结果,脉冲在光纤内传输时其频谱将产生连续的红移,这种现象就是孤子自频移。

当腔长远小于孤子周期 z_0 时,激光器中脉冲的慢变包络所满足的经过修正的路径平均锁模方程为^[6]

$$\frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - i\delta_3|U|^2U = (g - l)U + \frac{1}{B^2L} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \gamma_3|U|^2U - iT_RU \frac{\partial |U|^2}{\partial t} \quad (1)$$

其中 T_R 为非线性折射率 n_2 的有限响应时间, B 为滤波器的带宽, g 为掺铒光纤放大器的增益, l 为光纤腔内的线性损耗。设 $\xi = \frac{|\beta_2|}{T_0}Z$, $T = \frac{1}{T_0}\left[t - \frac{Z}{v_s}\right]$, $A = \frac{U}{\sqrt{P_0}}$, $P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0}$, $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$,

得到脉冲的慢变包络所满足的路径平均归一化的非线性薛定谔方程

$$i \frac{\partial A}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + |A|^2A = i \left[\delta A + \beta \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \alpha |A|^2A - i\tau_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (2)$$

其中 $\delta = L_D(g - l)/2$, $\alpha = \gamma_3/\delta_3$, $\tau_R = T_R/T_0$, $\beta = L_D/B^2T_0^2L$ 。设方程(2)在 $\delta = \beta = \alpha = \tau_R = 0$ 时的解为

$$A(\xi, T) = \eta \text{sech}[\eta(T + \kappa\xi)] \exp i \left[-kT + \frac{(\eta^2 - \kappa^2)\xi}{2} \right] \quad (3)$$

其中 η 为孤子幅度, κ 为孤子频移,在有扰动的情况下,(3)式中的 η, κ 不再是常数而是传输距离的慢变函数,由守恒量扰动法可求得孤子参量的演化方程

$$\frac{d\eta}{d\xi} = 2\delta\eta + \frac{4}{3}\alpha\eta^3 - 2\beta \left[\frac{1}{3}\eta^3 + \kappa^2\eta \right] \quad (4)$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = -\frac{4}{3}\beta\kappa\eta^2 - \frac{8}{15}\tau_R\eta^4 \quad (5)$$

由方程(4)可见,由于滤波器的作用,孤子幅度的抖动得到抑制,方程(5)右边两项表示滤波器和孤子自频移对频率的牵引作用。

因激光器最后的稳定输出接近于标准孤子^[7],由孤子面积定理知可用 τ (无量纲的孤子脉宽)代替 $1/\eta$, $\Delta\omega$ (无量纲的频移)代替 κ ,则方程(4),(5)成为

$$\frac{d\tau}{d\xi} = -2\delta\tau - \frac{4}{3\tau}\alpha + 2\beta \left[\frac{1}{3\tau} + \tau\Delta\omega^2 \right] \quad (6)$$

$$\frac{d\Delta\omega}{d\xi} = -\frac{4}{3\tau^2}\beta\Delta\omega - \frac{8}{15\tau^4}\tau_R \quad (7)$$

由方程(6)可知,若系统受到某种扰动的影响使 τ 增加,那么滤波器的作用会使 τ 减小回到平衡状态,显然由于滤波器的这种“回复力”的作用会使系统更加稳定,由方程(7)可知孤子自频移与脉宽的四次方成反比,当考虑滤波器的作用时方程(6),(7)有稳态解,这时孤子自频移被抑制,孤子脉冲保持一定的脉宽稳定传输。

方程(6),(7)为自治系统,因而有平衡点 $(\tau_0, \Delta\omega)$,由 $\frac{d\tau}{d\xi} = \frac{d\Delta\omega}{d\xi} = 0$,得

$$-2\delta\tau_0 - \frac{4\alpha}{3\tau_0} + \frac{2\beta}{3\tau_0} + 2\beta\Delta\omega_0^2\tau_0 = 0 \quad (8)$$

$$- \frac{4\beta\Delta\omega_0}{3\tau_0^2} - \frac{8\tau_R}{15\tau_0^4} = 0 \quad (9)$$

所以系统平衡时的脉宽为

$$\tau_0 = \frac{\beta - 2\alpha}{6\delta} + \frac{1}{2\alpha} \sqrt{\frac{1}{9}(2\alpha - \beta)^2 + \frac{16\tau_R^2\delta}{25\beta}} \quad (10)$$

$$\Delta\omega_0 = - \frac{2\tau_R}{5\beta\tau_0^2} \quad (11)$$

由于 τ_R 很小,用幂级数展开,得

$$\tau_0 = \left[1 + \frac{18\tau_R^2\delta}{25\beta(\beta - 2\alpha)} \right] \sqrt{\frac{2\alpha - \beta}{3\delta}} \quad (12)$$

$$\Delta\omega_0 \approx - \frac{6\tau_R}{5\beta(\beta - 2\alpha)} \left[1 - \frac{36\tau_R^2\delta}{25\beta(\beta - 2\alpha)^2} \right] \quad (13)$$

从上面两式可以看出系统平衡后的脉宽和频率由非线性增益、线性净增益、滤波器带宽和非线性响应延时决定,由 Raman 散射所引起的孤子自频移可通过适当选择滤波器等参数来抑制。

系统的平衡点,并不一定是稳定点,将方程(6),(7)在平衡点处作线性展开,令 $\Delta\omega = \Delta\omega_0 + \Delta\omega_1$, $\tau = \tau_0 + \tau_1$, τ_1 和 $\Delta\omega_1$ 为由微扰引起的脉宽和频率的抖动,将 τ 和 $\Delta\omega$ 的表达式代入方程(6),(7),得

$$\frac{d\tau_1}{d\xi} = \left[-2\delta + \frac{2}{3\tau_0^2}(2\alpha - \beta) + \frac{8\tau_R^2}{25\beta\tau_0^4} \right] \tau_1 \quad (14)$$

$$\frac{d\Delta\omega_1}{d\xi} = - \frac{4}{3\tau_0^2}\beta\Delta\omega_1 \quad (15)$$

所以,要使激光器能稳定运行还必须满足

$$-2\delta + \frac{8\tau_R^2}{25\beta\tau_0^4} + \frac{2}{3\tau_0^2}(2\alpha - \beta) \leq 0 \quad (16)$$

方程(8),(9)和(16)就是激光器的稳定运行条件。方程(12)和(13)就是激光器稳定运行后脉宽和频移的解析表达式。

方程(6),(7)可用四阶龙格-库塔法进行数值求解。激光器的参数为 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $\alpha = 0.25 \text{ dB/km}$, $\lambda_0 = 1.55 \text{ }\mu\text{m}$, $D = 2.5 \text{ ps/km} \cdot \text{nm}$, $L = 15.2 \text{ m}$, $B = 34 \text{ nm}$, $T_R = 6 \text{ fs}$,激光器单程增益为 0.55 dB ,脉宽的度量单位为 $T_0 = 980 \text{ fs}$,耦合输出为 1.9 。为方便起见,设脉宽和频移分别由 980 fs 和零开始演化,得到如图2,3所示的脉宽及频移的演化曲线。由图2,3可见,随着脉冲在腔内的演化脉宽越来越趋于稳定,孤子自频移被抑制,孤子脉冲以一定的脉宽(490 fs)稳定传输,并且与由(12)式所计算的理论值相吻合。

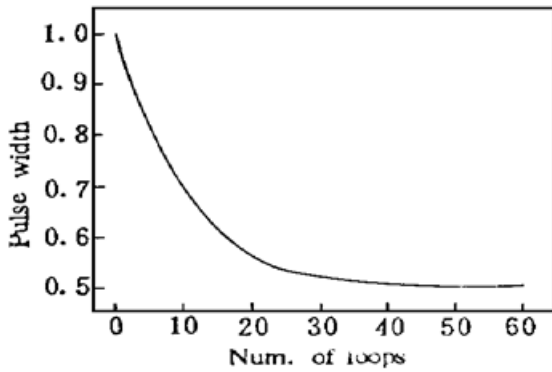


图 2 孤子宽度随环数的变化

Fig. 2 Variation of soliton width with loops

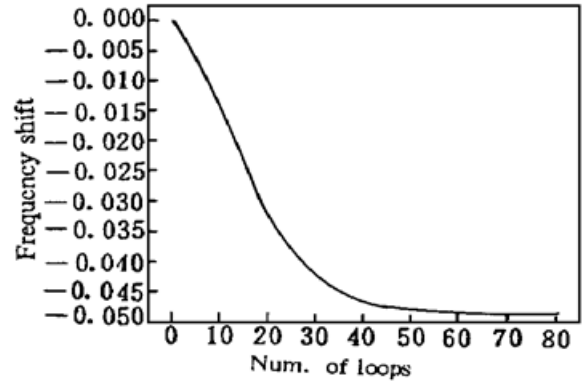


图 3 频移随环数的变化

Fig. 3 Variation of frequency shift with loops

参 考 文 献

- 1 K. Tamura, H. A. Haus, E. P. Ippen. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fiber ring laser. *Electr. Lett.*, 1992, **28**(24) : 2226~ 2228
- 2 M. J. Guy, D. U. Noske, J. R. Taylor. Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of an ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(17) : 1447~ 1449
- 3 K. Tamura, C. R. Doerr, H. A. Haus *et al.*. Soliton fiber ring laser stabilization and tuning with a broad intracavity filter. *IEEE Photonic Technol. Lett.*, 1994, **6**(6) : 697~ 699
- 4 D. J. Richardson, V. V. Afanasjev, A. B. Grudinin. Amplification of femtosecond pulses in a passive all-fiber soliton source. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(22) : 1596~ 1598
- 5 H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura. Additive pulse mode-locking in filter lasers. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 1994, **QE-30**(1) : 200~ 208
- 6 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Structures for additive pulse mode-locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(10) : 2068~ 2076
- 7 N. Pandit, D. U. Noske, J. R. Taylor. 350 fs pulse generation from an erbium fiber ring laser mode locked using nonlinear polarization. *J. of Modern Opt.*, 1994, **41**(1) : 11~ 14

The Effects of Stimulated Raman Scattering on Passive Mode-locked Fiber Ring Soliton Laser

Cao Shunxiang Wang Faqiang

(The Bureau of Long-distance Telecom Transmission, Nanjing 210003)

Chen Minghua Wen Yangjing Yang Xianglin

(Electronic Engineering Department, Southeast University, Nanjing 210096)

Abstract In this paper, we analyse the effects of stimulated Raman scattering on the stable condition and soliton width of the fiber ring soliton laser locked by nonlinear polarization rotation. By solving the evolution equations, the stable condition and analytic expressions for soliton width of the passive mode-locked fiber ring soliton laser are obtained.

Key words passive mode-locking, stimulated Raman scattering, soliton laser