

# 非线性偏振旋转光纤环形孤子 激光器的分析\*

曹顺湘 沈才良

(江苏省长途电信传输局 南京 210003)

王发强 杨祥林

(东南大学电子工程系光纤室 南京 210096)

**提要** 详细分析了非线性偏振旋转被动锁模光纤环形孤子激光器的自启动过程、孤子脉宽及稳定性与各激光参数的关系,通过孤子参量演化方程的求解,获得了激光器稳定运行后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,孤子激光器,偏振旋转

## 1 引言

被动锁模技术是产生短至飞秒量级的超短光脉冲的最重要的手段,它所产生的脉冲要比主动锁模激光器所产生的脉冲宽度短几个数量级。这是由于在被动锁模激光器中随着脉冲的压缩,脉冲的峰值强度提高,饱和吸收体的作用随之增强。而在主动锁模激光器中,脉冲的整形是由外部调制器控制的,调制器的响应速度受到外部驱动电路的限制,和脉冲的宽度无关。

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<sup>[1,2]</sup>,影响光纤激光器孤子脉宽的因素很多,激光器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<sup>[3]</sup>。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滤波器等参数对激光器孤子脉宽及稳定性的影响,并对激光器的自启动过程作了定量描述。通过孤子参量演化方程的求解,获得了激光器稳定运行后孤子脉宽的解析表达式以及激光器的稳定运行条件。

## 2 激光器的结构及工作原理

非线性偏振旋转光纤环形孤子激光器由起偏器、偏振控制器、光放大器、光滤波器、光隔离器、波分复用器和泵浦源等部件组成,其结构见文献[4]。光隔离器的作用是使激光器腔内的光信号沿腔单向传输,起偏器与偏振控制器用来将线偏振光变成椭圆偏振光,产生附加脉冲锁模,起快速饱和吸收体的作用,环长为  $L$ ,光纤损耗为  $\alpha$ 。这种激光器的工作原理为:光信号经

\* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1996—06—17; 收到修改稿日期: 1996—11—11

起偏器后成为线偏振光,线偏振光经过偏振控制器的作用之后成为椭圆偏振光,而椭圆偏振光可以看成为两个幅度不等的圆偏振光的合成,这两个偏振分量沿光纤相互耦合传输,受到光纤中非线性(SPM,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地旋转,当它们回到起偏器时又成为线偏振光,此过程不断重复进行,形成附加脉冲锁模。

### 3 理论分析

为方便起见,人们通常将由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<sup>[5]</sup>,快速饱和吸收体对光脉冲的作用可表示为  $-L_{\text{FSR}} + \gamma_3|u|^2 - \gamma_5|u|^4$ ,其中  $L_{\text{FSR}}$  为饱和吸收体的线性损耗,  $\gamma_3, \gamma_5$  分别为饱和吸收体的非线性增益和损耗系数。激光器要稳定运行必须满足下面的路径平均锁模方程<sup>[6]</sup>

$$\frac{\partial u}{\partial Z} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - i\delta_3|u|^2u = \left( \frac{g_0}{1+P/P_{\text{sat}}} - l \right)u + \frac{1}{B^2L} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma_3|u|^2u - \gamma_5|u|^4u \quad (1)$$

其中  $l = \alpha + L_{\text{FSR}}, B$  为滤波器的带宽。设  $A = u/\sqrt{p_0}, T = (t - Z/v_g), \xi = Z/L_0, p_0 = 1/\delta_3L_0$ , 得到脉冲的慢变包络所满足的归一化路径平均非线性薛定谔方程

$$i \frac{\partial A}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + |A|^2A = i \left( \delta A + \beta \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \alpha_1|A|^2A - \alpha_2|A|^4A \right) \quad (2)$$

其中  $\delta = \frac{L_0}{2} \left( \frac{g_0}{1+P/P_{\text{sat}}} - l \right), \beta = L_0/B^2T_0^3L, \alpha_1 = \gamma_3/\delta_3, \alpha_2 = \gamma_5/\delta_3^2Z_0$  (3)

设方程(2)当  $\delta = \beta = \alpha_1 = \alpha_2 = 0$  时的标准孤子解为

$$A(\xi, T) = \eta \text{sech}(T + \kappa\xi) \exp[-\kappa T + (\eta^2 - \kappa^2)\xi/2] \quad (4)$$

其中  $\eta$  为孤子幅度,  $\kappa$  为孤子频移。在有微扰的情况下, (4) 式中的  $\eta, \kappa$  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

$$\frac{d\eta}{d\xi} = 2\delta\eta + \frac{4}{3}\alpha_1\eta^3 - \frac{16}{15}\alpha_2\eta^5 - 2\beta \left( \frac{\eta^3}{3} + \kappa^2\eta \right) \quad (5)$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = -\frac{4}{3}\beta\kappa\eta^2 \quad (6)$$

由(5)式可见, 由于滤波器的作用, 使得系统的孤子幅度的抖动受到抑制。由(6)式可看出, 由于滤波器的存在, 使得孤子频移随着脉冲在腔内的演化越来越小, 脉冲在激光腔中经多圈演化之后, 频移  $\kappa \rightarrow 0$ 。方程(5), (6)为一自洽系统, 因而有平衡点  $(\eta_0, \kappa_0)$ , 由  $\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{d\kappa}{d\xi} = 0$  得

$$2\delta\eta_0 + \frac{4}{3}\alpha_1\eta_0^3 - \frac{16}{15}\alpha_2\eta_0^5 - 2\beta \left( \frac{\eta_0^3}{3} + \kappa_0^2\eta_0 \right) = 0 \quad (7)$$

$$-\frac{4}{3}\beta\kappa_0\eta_0^2 = 0 \quad (8)$$

所以  $\eta_0 = \left\{ \frac{5}{16\alpha_2} \left[ (2\alpha_1 - \beta) \pm \sqrt{(2\alpha_1 - \beta)^2 + \frac{96\alpha_2\delta}{5}} \right] \right\}^{1/2}, \kappa_0 = 0$  (9)

系统的平衡点并不一定是稳定点, 将  $\eta, \kappa$  在平衡点  $\eta_0, \kappa_0$  处线性展开, 令  $\eta = \eta_0 + \eta_1, \kappa = \kappa_0 + \kappa_1, \eta_1, \kappa_1$  为由微扰引起的孤子幅度及频移的抖动, 将  $\eta$  及  $\kappa$  的表达式代入方程(5), (6)得

$$\frac{d\eta_1}{d\xi} = \left[ 2\delta + 2(2\alpha_1 - \beta)\eta_0^2 - \frac{16}{3}\alpha_2\eta_0^4 \right] \eta_1 \quad (10)$$

$$\frac{d\kappa_1}{d\xi} = -\frac{4}{3}\beta\eta_0^2\kappa_1 \quad (11)$$

要激光器能稳定运行,激光器的各参数必须满足

$$2\delta + 2(2\alpha_1 - \beta)\eta_0^2 - \frac{16}{3}a_2\eta_0^4 \leq 0 \quad (12)$$

将方程(7)代入(12)得

$$\eta_0^2 \geq \frac{5}{16\alpha_2}(2\alpha_1 - \beta) \quad (13)$$

所以稳定时的孤子幅度为

$$\eta_0 = \left\{ \frac{5}{16\alpha_2} \left[ (2\alpha_1 - \beta) + \sqrt{(2\alpha_1 - \beta)^2 + \frac{96\alpha_2\delta}{5}} \right] \right\}^{1/2} \quad (14)$$

方程(7),(8)及(12)就是激光器的稳定运行条件。

由方程(7),(8)可知系统除了平衡点 $(\eta_0, 0)$ 之外,还有一个平衡点 $(0, \kappa_1)$ , $\kappa_1$ 为任意值。在激光器工作的初始阶段,光纤放大器的泵浦功率较大( $\delta > 0$ ),平衡点 $(0, \kappa_1)$ 是不稳定的,在滤波器中心频率附近的自发辐射噪声(ASE)在腔内传输过程中被指数放大,当信号幅度趋近系统的另一个平衡点 $(\eta_0, 0)$ 时,激光器的自启动过程基本结束,这时孤子幅度已较大,由于增益饱和效应的作用,使得系统的过剩增益为负,即 $\delta = \frac{L_D}{2} \left( \frac{g_0}{1 + P/P_{sat}} - l \right) < 0$ ,所以这时 $(\eta_0, 0)$ 及 $(0, \kappa_1)$ 都成为系统的稳定点。激光器孤子幅度的稳定值还可以通过系统势能 $\phi$ 的极小值来确定<sup>[7]</sup>,由方程(6)可知由于滤波器的作用,频移在腔内演化过程中趋于零,所以在求系统势能 $\phi$ 时可令 $\kappa = 0$ ,设 $y = \eta, x = (3/2)^{1/2}\kappa, s = (2|\beta|\xi)/3$ ,由(5),(6)两式得

$$\phi = \frac{3\delta}{2\beta}\eta^2 + \left( \frac{\alpha_1}{2\beta} - \frac{1}{4} \right)\eta^4 - \frac{8\alpha_2}{30\beta}\eta^6 \quad (15)$$

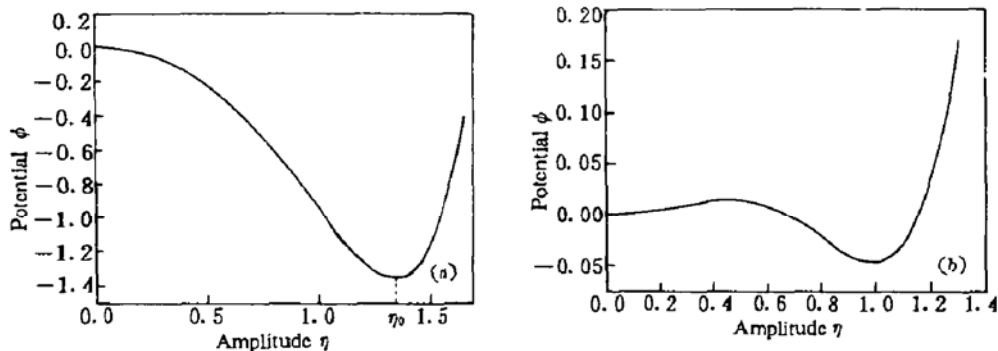


图1 势能和孤子幅度的关系

Fig. 1 The relationship between potential and soliton amplitude

(a)  $\delta = 0.05, \alpha_1 = 0.1376, \alpha_2 = 0.0907$ , and  $\beta = 0$ ; (b)  $\delta = -0.01, \alpha_1 = 0.1376, \alpha_2 = 0.0907$ , and  $\beta = 0.1$

由(15)式可得如图1(a)和(b)所示系统势能 $\phi$ 和信号幅度 $\eta$ 的关系曲线。图1(a)对应于腔内信号幅度由零逐渐增长的情况,这时放大器的泵浦功率较大, $\delta > 0$ ,由图可以看出 $\eta = 0$ 不是系统势能的极小值,所以它不是系统的稳定点。图1(b)对应于系统自启动基本结束, $\delta < 0$ 的情况,由图可以看出 $\eta = 0, 1$ ,都是系统势能的极小值,因而它们是系统的稳定点。这时激光器腔内的ASE不再被放大,激光器能够稳定运行。

因激光器最后的稳定输出接近于标准孤子<sup>[8]</sup>,由孤子面积定理知可用 $\tau$ (无量纲的孤子脉宽)代替 $1/\eta, \Delta\omega$ (无量纲的频移)代替 $\kappa$ ,则方程(5),(6)成为

$$\frac{d\tau}{d\xi} = -2\delta\tau - \frac{4}{3}\alpha_1 \frac{1}{\tau} + \frac{16}{15}\alpha_2 \frac{1}{\tau^3} + 2\beta\left(\frac{1}{3\tau} + \Delta\omega^2\tau\right) \quad (16)$$

$$\frac{d\Delta\omega}{d\xi} = -\frac{4}{3}\beta\Delta\omega \frac{1}{\tau^2} \quad (17)$$

由方程(16)可知,若系统受到某种扰动的影响使 $\tau$ 增加,那么饱和吸收体的高阶项 $\gamma_3$ 和滤波器会使 $\tau$ 减小,回到平衡状态,显然由于饱和吸收体的高阶项 $\gamma_3$ 和滤波器的这种“回复力”作用,会使系统更加稳定。由方程(16),(17)可求得系统稳定时的脉宽 $\tau_0$ ,由 $\frac{d\tau}{d\xi} = \frac{d\Delta\omega}{d\xi} = 0$ 得

$$-2\delta\tau_0 - \frac{4}{3}\alpha_1 \frac{1}{\tau_0} + \frac{16}{15}\alpha_2 \frac{1}{\tau_0^3} + \frac{2\beta}{3} \frac{1}{\tau_0} = 0 \quad (18)$$

所以

$$\tau_0 = \left[ \frac{(\beta - 2\alpha_1)}{6\delta} + \frac{1}{2\delta} \sqrt{9(2\alpha_1 - \beta)^2 + \frac{32}{15}\delta\alpha_2} \right]^{1/2} \quad (19)$$

这就是当激光器参量确定后,孤子脉宽的解析表达式。

### 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 Photo. Technol. Lett.*, 1994, 6(6)
- 4 曹顺湘,王发强,陈明华等. 受激拉曼散射对被动锁模光纤环形孤子激光器的影响. *中国激光*, 1997, A24(7): 581~584
- 5 H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura. Additive pulse modelocking in fiber lasers. *IEEE J. 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 Yuji Kodama, Akira Hasegawa. Generation of asymptotically stable optical solitons and suppression of the Gordon-Haus effect. *Opt. Lett.*, 1992, 17(1): 31~33
- 8 C. J. Chen, P. K. A. Wai, C. R. Menyuk. Soliton fiber ring laser. *Opt. Lett.*, 1992, 17(6): 417~419

## Analysis of a Fiber Ring Soliton Laser of Nonlinear Polarization Rotation

Cao Shunxiang Shen Chailiang

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

Wang Faqiang Yang Xianglin

(Electronic Engineering Department, Southeast University, Nanjing 210096)

**Abstract** In this paper, we analyse the self-starting mechanism of a fiber ring soliton laser and the dependence of the soliton width as well as its stability on laser parameters. By solving the evolution equations, we have obtained the stable conditions and analytic expressions for soliton width of the laser.

**Key words** passive mode-locking, soliton laser, polarization rotation