

文章编号: 1001-3806(2007)03-0271-03

自锁模超短脉冲激光输出的稳定性

庞春丽¹, 苏艳², 郑植仁²

(1. 河北工业大学 理学院, 天津 300130 2 哈尔滨工业大学 理学院, 哈尔滨 150001)

摘要: 为了研究非线性增益饱和效应对自锁模激光器超短脉冲输出的影响, 采用 Liapunov 线性稳定性分析方法对描述自锁模激光输出的微分方程组进行了分析, 得到了锁模定态存在的条件并讨论了各定态的稳定性。结果表明, 当增益饱和能量小于一个特定值时, 自锁模激光振荡器会同时存在两个锁模定态, 其中能量较小的一个是稳定的, 而且随着增益饱和能量的增大, 此稳定自锁模态的能量增大、脉宽变窄, 它应该是自锁模激光振荡器实际工作的状态。

关键词: 非线性光学; 增益饱和能量; Liapunov 线性稳定性理论; 定态

中图分类号: O437.4 **文献标识码:** A

The stability of ultrashort pulse output in self mode-locked lasers

PANG Chun-li¹, SU Yan², ZHENG Zhiren²

(1 School of Science, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China 2 School of Science, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract In order to discuss the influence of the nonlinear gain saturation on the ultrashort pulses generated from self mode-locked lasers, the differential equations describing the output of this kind of lasers were analyzed by means of Liapunov linear stability theory. It was found that two stationary self mode-locked states appear simultaneously in the laser when the gain saturation energy is lower than a critical value. Only the state with lower energy is stable. With the gain saturation energy increasing, the energy of the stable stationary state increase and its pulse width is shortened, and it should be the working state of the self mode-locked lasers.

Key words nonlinear optics; gain saturation energy; Liapunov linear stability theory; stationary state

引 言

在激光发明后不久, 人们就利用锁模技术产生了皮秒量级的超短脉冲, 由于许多自然过程都是在超短时间尺度上发生的, 所以, 超短超强脉冲已经成为一种强有力的研究工具, 对它的输出特性的研究也成为激光领域的一个非常热门的课题。自 1976 年产生了第 1 个飞秒激光脉冲 (300 fs 左右) 以来, 脉冲压缩技术不断得到改进, 特别是 1991 年后出现的掺钛蓝宝石自锁模激光器, 又一次极大地促进了超短脉冲激光技术的进展, 到现在为止能获得的最短脉冲为 4.5 fs^[1]。

然而随着脉冲宽度的不断压缩, 脉冲峰值能量越来越高, 非线性效应也越来越明显, 从而影响了激光输出的稳定性。许多研究者从不同的角度出发建立自锁模激光动力学方程, 从理论上研究各种非线性效应对

自锁模超短脉冲激光输出的影响, HAUS 开创了这种方法的先河^[2]。在自锁模激光器中, 影响其输出的非线性机制主要包括增益饱和、吸收饱和、自聚焦、自相位调制、群速度色散等, 这些机制对脉冲输出的影响的研究有很多^[3-10]。由 Ginzburg-Landau 方程出发可以得到描述激光输出参数随循环次数变化的微分方程^[3], 作者从该微分方程出发, 运用 Liapunov 线性稳定性分析方法研究了自锁模激光输出中可能存在的各种定态及其稳定性, 并讨论了非线性增益饱和对输出的影响。

1 定态输出

作为一种电磁波, 激光的传输满足麦克斯韦方程组, 由麦氏方程组出发可以推导出非线性薛定谔方程, 继而得到如下形式的描述自锁模超短脉冲激光传输的 Ginzburg-Landau 方程:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \left[\frac{g_0}{1 + W W_0} - \gamma \right] a + (\gamma - i\delta) |a|^2 a + (b + i d) \frac{\partial^2 a}{\partial \tau^2} \quad (1)$$

基金项目: 河北省高校重点学科建设项目资助

作者简介: 庞春丽 (1977-), 女, 助教, 主要从事非线性光学及飞秒激光稳定性方面的研究。

Email: yonghunnha@163.com

收稿日期: 2006-03-21; 收到修改稿日期: 2006-05-22

式中, $a(z, \tau)$ 表示光电场包络, $W = \int_0^{\tau} |a(z, \tau)|^2 d\tau = 2A_0^2/\alpha$ 是脉冲能量, z 表示腔循环次数, g_0 表示小信号增益系数, l 表示线性损耗, γ 表示饱和吸收系数, d 表示群速度色散, b 表示增益带宽, δ 表示克尔非线性系数, W_0 表示增益饱和能量。

其准孤子形式的试探解为: $a(z, t) = A_0 e^{i\beta z} \times \text{sech}^{1+\beta}(\alpha t)$, 其中 A_0 表示振幅, α 表示脉宽的倒数, β 表示频率啁啾, h 表示传输常数。若将此试探解代入以上的传输方程并将脉冲参数 A_0, α, β 看作循环次数的函数, 就可以得到以下描述脉冲参数随循环次数变化的微分方程组:

$$\begin{cases} \frac{dA_0}{dz} = A_0 \left[\frac{g_0}{1 + 2A_0^2/\alpha W_0} - \gamma \right] + \gamma A_0^3 - A_0 \alpha^2 (d\beta - b) \\ \frac{d\alpha}{dz} = \alpha^3 [b(\beta^2 - 2) + 3\beta d] + \gamma \alpha A_0^2 \\ \frac{d\beta}{dz} = -2A_0^2(\beta\gamma + \gamma) - 2\alpha^2(1 + \beta^2)(\beta b + 2d) \end{cases} \quad (2)$$

为了着重研究非线性增益饱和对输出的影响, 简便起见, 忽略自相位调制和群速色散, 即令 $\delta = 0, d = 0$, 对以上微分方程组求解定态得 $\beta = 0$ 且:

$$2\alpha^2 b = \gamma A_0^2 \quad (3)$$

$$\left[\frac{g_0}{1 + 2A_0^2/\alpha W_0} - \gamma \right] + \gamma A_0^2 - \alpha^2 b = 0 \quad (4)$$

经分析可知方程组具有 3 种定态, 分别如下: (1) 啁啾 $\beta = 0$ 脉宽倒数 $\alpha = 0$ 振幅 $A_0 = 0$ 它对应启动瞬间的零输出态; (2) 啁啾 $\beta = 0$ 脉宽倒数 $\alpha = 0$ 振幅 A_0 与脉宽倒数 α 满足 (4) 式, 若将 $\alpha = 0$ 代入, 可得 $A_0 = \sqrt{l/\gamma}$, 它对应于连续波输出定态; (3) 啁啾 $\beta = 0$, 振幅 A_0 与脉宽倒数 α 满足 (3) 式与 (4) 式, 它对应于自锁模输出定态。

关于连续波输出定态, 由 $\alpha = 0$ 和 (4) 式可以得到:

$$W = 2A_0^2/\alpha = \frac{(g_0 - l)W_0}{l} \quad (5)$$

所以, 这个定态存在的条件是 $g_0 > l$

下面重点讨论锁模定态, 由 (3) 式与 (4) 式联立

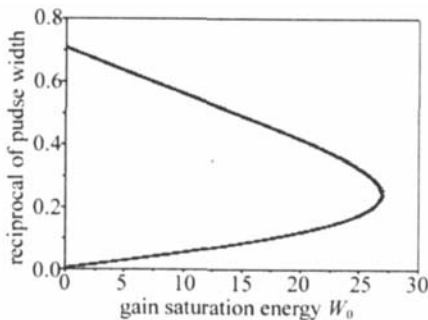


Fig 1 The output of stable stationary state as function of gain saturation energy

消去振幅, 可以得到关于脉宽的 3 次方程, 也是定态满足的方程:

$$4b^2\alpha^3 + b\gamma W_0\alpha^2 - 4bl\alpha + \gamma W_0(g_0 - l) = 0 \quad (6)$$

对 (6) 式进行数值求解, 得到图 1, 由图可以直观地看出, 增益饱和和能量在一定范围内变化时, 定态方程有两个解; 即存在两个锁模定态输出。其中, W_0 具有能量的量纲, 可由关系式 $W_0 = \sqrt{lb}/\gamma$ 对其无量纲化^[3]。

2 定态输出的稳定性分析

将 $\beta = 0$ 代入方程组 (2), 可以将其变成如下方程组:

$$\begin{cases} \frac{dA_0}{dz} = A_0 \left[\frac{g_0}{1 + 2A_0^2/\alpha W_0} - \gamma \right] + \gamma A_0^3 - A_0 \alpha^2 b \\ \frac{d\alpha}{dz} = -2\alpha^3 b + \gamma \alpha A_0^2 \end{cases} \quad (7)$$

此微分方程组可通写为:

$$x_i = f_i(x_j), \quad (i, j = 1, 2, \dots, n) \quad (8)$$

它的线性化方程组所对应的特征方程:

$$\lambda^2 - T\lambda + \Delta = 0 \quad (9)$$

式中, $\Delta = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$; $T = a_{11} + a_{22}$; $a_{ij} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right)_0$, $(i, j = 1, 2)$ 。当 (7) 式的解稳定时, (9) 式的解的实部为负数, 即要求 $\Delta > 0$ 且 $T < 0$ 。将各定态的值及所满足的方程代入 (9) 式, 再根据上述稳定性条件可以得到各定态的稳定性情况。

经讨论可以得出启动瞬间的零输出定态和连续波输出定态都是不稳定定态。而两个锁模定态输出中只有一个是稳定的。

锁模定态中啁啾 $\beta = 0$ 振幅 A_0 与脉宽倒数 α 满足 (3) 式与 (4) 式, 代入 (9) 式得:

$$\Delta = -4\alpha^2 l \left[\frac{g_0 W_0^2 \gamma^2}{(W_0 \gamma + 4\alpha b)^2} + 3\alpha^2 b - \gamma \right] \quad (10)$$

$$T = \frac{g_0 W_0^2 \gamma^2 - 4\alpha b g_0 W_0 \gamma}{(W_0 \gamma + 4\alpha b)^2} + \alpha^2 b - l \quad (11)$$

由以上两式可以得到输出稳定的临界曲线, 见图 2

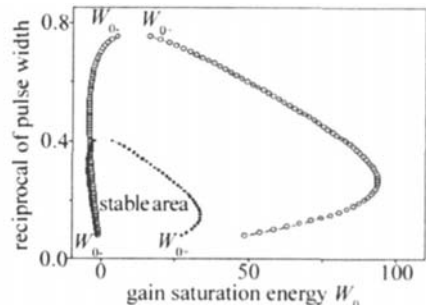


Fig 2 The intersection of $\Delta > 0$ and $T < 0$

同时满足 $\Delta > 0$ 和 $T < 0$ 的区域为稳定区, 而只有位于稳定区内的输出才是稳定的, 所以将图 2 与图 1

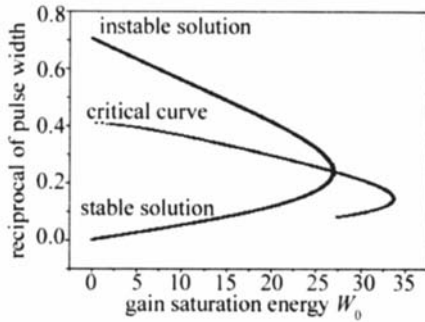


Fig 3 The stability analysis of stationary state

结合可以得到图 3 因此, 两个锁模定态输出中能量较低的一个才是稳定的。稳定的自锁模低能态应该是自锁模超短脉冲激光的工作状态, 在介质的增益饱和能量小于突变值的情况下, 输出工作状态的脉宽倒数随着增益饱和能量的增加而增大, 即脉宽在压缩, 而输出能量与脉宽倒数之间存在正比例关系, 所以能量随之增大。

3 结 论

在自锁模超短脉冲激光器中存在着多种非线性效应, 本文中利用激光的输出参数随循环次数变化的微分方程研究了非线性增益饱和和对定态输出的影响。分析表明: 当增益饱和能量大于一定值时, 系统不存在锁模定态输出, 当小于这个值时系统同时存在两个锁模定态输出, 而只有能量较小的一个是稳定的^[3]。这个稳定的锁模定态输出应该是激光器实际的工作输出状态, 随着增益饱和能量的增加, 它的能量增加, 脉宽变

窄。增益饱和能量是工作物质的内禀属性, 因此, 可以在小于特定值的条件下, 选择增益饱和能量适当的介质来改善自锁模激光器的输出。

参 考 文 献

- [1] N ISOLIM, de SILVESTRI S, SVELTO O. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs [J]. *Opt Lett* 1997, 22(8): 522~ 524
 - [2] HAUSH A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber [J]. *J A P*, 1975, 46(7): 3049~ 3058.
 - [3] SERGEEV A M, VAN N E V, W ISE F W. Stability of passively mode-locked lasers with fast saturable absorbers [J]. *Opt Commun* 1997, 140: 61~ 64.
 - [4] JASAPARA J, RUDOLPH W, KALASHNIKOV V L. Automodulations in Kerr lens mode locked solid state lasers [J]. *J O S A*, 2000 B17(2): 319~ 326
 - [5] KARTNER F X, derAU JA, KELLER U. Mode locking with slow and fast saturable absorbers what's the difference [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 1998, 4(2): 159~ 168
 - [6] PETRISHCHEV V A, TALLANOV V I. Transient self focusing of light [J]. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1972, 1(6): 587~ 592
 - [7] AKHMEDIEV N, SOTO-CRESPO JM, TOWN G. Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling and pulse coexistence in mode-locked lasers: complex Ginzburg-Landau equation approach [J]. *Phys Rev* 2001 E63(5): 056602-1~ 056602-13
 - [8] LI W, YAN L, MENYUK C R. Dispersion effects in an actively mode-locked inhomogeneously broadened laser [J]. *IEEE J Q E*, 2002, 38(10): 1317~ 1324.
 - [9] CAO Y L, YU L, YANG B J. Effects of dispersion and self phase modulation on pulses in solid-state laser [J]. *Laser Technology*, 2005, 29(3): 248~ 250(in Chinese).
 - [10] ZHANG Zh G, CHAI L, ZHAO J Sh *et al*. Semiconductor saturable-absorber mirror for self starting mode locked Ti:sapphire lasers [J]. *Acta Optica Sinica* 2002, 22(9): 1151~ 1152(in Chinese).
- (上接第 270 页)
- [3] RUSSELL P St J. Photonic crystal fibers [J]. *Science* 2003, 299(5605): 358~ 362
 - [4] KNIGHT J C, BIRKS T A, RUSSELL P St J *et al*. All silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt Lett* 1996, 21(19): 1547~ 1549.
 - [5] BIRKS T A, KNIGHT J C, RUSSELL P St J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt Lett* 1997, 22(13): 961~ 963.
 - [6] CHANG G Q, NORRIS T B, WNFULH G. Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression [J]. *Opt Lett* 2003, 28(7): 546~ 548
 - [7] LMPERT J, SCHREIBER T, NOLTE S *et al*. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber [J]. *Optics Express* 2003, 11(24): 3332~ 3337.
 - [8] deMATOS C J S, POPOV S V. All fiber format compression of frequency chirped pulses in air-guiding photonic crystal fibers [J]. *Phys Rev Lett* 2004, 93(10): 103901
 - [9] DRUON F, GEORGES P. Pulse compression down to 20 fs using a photonic crystal fiber seeded by a diode-pumped Yb:SYS laser at 1070 nm [J]. *Optics Express* 2004, 12(15): 3383~ 3396.
 - [10] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics & applications of nonlinear fiber optics [M]. Beijing Publishing House of Electronics Industry 2002, 33~ 40, 445(in Chinese).
 - [11] YANG G Q, YANG X Y. Effect of initial chirp on soliton-effect picosecond pulse compression in optical fibers [J]. *Laser & Infrared* 2001, 31(4): 250~ 252(in Chinese).
 - [12] WANG R X. Effect of loss and chirp on picosecond pulse soliton-effect compression [J]. *Laser Technology*, 2003, 27(5): 415~ 418(in Chinese).