

具有外部注入光场的半导体激光器的不稳定性研究

雷璐璐 郭奇志

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

摘要 通过求得外部光注入半导体激光器的动力学方程系统的稳态解, 并对其进行线性稳定性分析, 研究了具有外部注入光场的半导体激光器的不稳定性。结果表明外部光场注入系数及线宽增强参数对半导体激光器的稳定性都有较大的影响, 注入系数和线宽增强参数越大, 激光器越不稳定。利用数值模拟得到系统时序图和相图, 验证了这一结论。

关键词 非线性光学, 半导体激光器, 外部光注入

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP50.041901

Instability of Semiconductor Laser with External Light Injection

Lei Lulu Guo Qizhi

(Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract The instability of semiconductor laser with external light injection is studied by solving dynamical equations of the system and analyzing its linear stability. It is shown that the injection coefficient and the linewidth enhancement factor play important roles in the stability of system, and the larger the injection coefficient and linewidth enhancement factor are, the more unstable the system becomes. The corresponding time-series diagrams and phase diagrams obtained by numerical simulation verify this conclusion.

Key words nonlinear optics; semiconductor laser; external light injection

OCIS codes 190.5970; 140.5960; 140.3520

1 引言

半导体激光器以其体积小、光束小且致密、集成性强、价格低廉等优点, 在光通信、光存储、光学测量等领域得到广泛应用, 已成为远程通信、光纤传输和光学测量技术的首选光源。由于半导体材料的一些固有特性, 使其对外部扰动极为敏感, 各种外部微扰如外部光注入、光反馈等都可能引起半导体激光器输出的不稳定甚至是混沌输出。因此, 近年来对半导体激光器的非线性动力学性质的研究引起了越来越多的关注, Lodi 等^[1]和孔慧君等^[2]研究了光注入条件下半导体激光器的混沌和锁模等动力现象, 罗利国等^[3]分析了 B 类激光器的混沌动力学行为; Simpson 等^[4]研究了光注入半导体激光器的非线性动力学特性; 操良平等^[5]研究了光反馈条件下半导体激光器的非线性动力学行为, Claudio 等^[6]研究了在半导体激光器中用混沌同步来实现数字编码通信。这几年还实现了具有外部光反馈的半导体在保密通信中的成功应用^[7], 探讨了如何认识和控制激光器输出的混沌现象^[8]。本文综合研究了激光器在外部参量光场注入系数和内部参量线宽增强参数共同影响下系统的输出特性。在所研究的范围内, 激光器均处于非锁定状态, 只有在高强度注入条件下才能进入锁定状态^[9]。非锁定状态具有丰富的非线性特性, 包括周期一状态、周期二状态、混沌状态等, 随着线宽增强参数和注入值的增大, 实现了倍周期分岔到混沌的转变。

收稿日期: 2012-11-21; **收到修改稿日期**: 2013-01-09; **网络出版日期**: 2013-03-14

作者简介: 雷璐璐(1987—), 女, 硕士研究生, 主要从事光学混沌方面的研究。E-mail: lei.lulu@163.com

导师简介: 郭奇志(1967—), 女, 博士, 副教授, 主要从事非线性光学与量子光学等方面的研究。

E-mail: guoqizhi@163.com

2 系统及其动力学方程

外部注入光场的半导体激光器系统由主激光器(M-LD)、从激光器(S-LD)、光隔离器和滤光片等组成,如图1所示,将主激光器输出的相干光场注入到从激光器,通过控制注入光强度、注入系数的大小以及主从激光器的频率失谐量等,能够使激光器的输出呈现稳定、分岔、混沌等多种复杂的动力学状态。

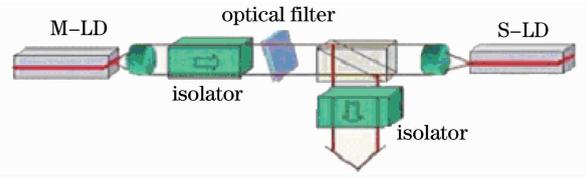


图1 外部光场注入半导体激光器系统

Fig. 1 Semiconductor laser with external optical injection

由主激光器经过光学隔离器向被研究的半导体激光器注入光场, ω_e 表示外部注入光场的频率,设外部注入光场为

$$E_{\text{ext}} = kE \exp[i(\omega_0 + \Delta\omega_e)t], \quad (1)$$

其中 $\Delta\omega_e = \omega_e - \omega_0$, 表示外部注入光场和无扰动时激光振荡频率的差。激光光场为

$$\xi(t) = E(t) \exp\{i[\omega_0 t + \varphi(t)]\}. \quad (2)$$

从半导体激光器的激光电场方程和载流子密度方程以及饱和效应出发,得到了具有外部注入光场的半导体激光器的动力学方程^[10,11]:

$$\begin{cases} \frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left\{ G_N \{ [N(t) - N_0] [1 - \epsilon E(t)^2] \} - \frac{1}{\tau_p} \right\} E(t) + \frac{k}{\tau_{\text{in}}} E_e \cos \psi(t) \\ \frac{d\psi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha \left\{ G_N \{ [N(t) - N_0] [1 - \epsilon E(t)^2] \} - \frac{1}{\tau_p} \right\} - \frac{k}{\tau_{\text{in}}} \frac{E_e}{E(t)} \sin \psi(t) - \Delta\omega_e, \\ \frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_r} - G_N \{ [N(t) - N_0] [1 - \epsilon E(t)^2] \} E(t)^2 \end{cases} \quad (3)$$

式中 G_N 为增益模式, N_0 为得到正增益的最低载流子密度, τ_p 为激光腔内光子的寿命, $\psi(t) = \varphi(t) - \Delta\omega_e t$ 是激光相位和外部注入光场的相位差, k 为外部注入光场的注入参数值, 本文只研究在范围内注入的情况, τ_{in} 表示激光在腔长为 L 的腔内来回一周所用的时间, α 为线宽增强参数, 是半导体激光器区别于其他激光器的主要因素, 描写光场增益函数与半导体材料折射率之间的耦合关系, ϵ 为增益饱和参数, J 为抽运电流密度, τ_r 表示电子和空穴的复合时间。本文通过非线性动力系统(3)式来研究具有外部注入光场的半导体激光器的动力学性质。

3 稳态解及其线性稳定性

一般情况下很难得到非线性系统的解析解, 但可以求出其数值解。我们先求出该系统的稳态解, 令增益饱和系数 $\epsilon = 0$, E_s 、 φ_s 、 N_s 分别表示输出激光电场振幅、相位及载流子密度的稳态解, 有 $\varphi_s = (\omega_s - \omega_0)t$, 由 $\psi(t) = \varphi(t) - \Delta\omega_e t$ 可以得到 $\psi_s = (\omega_s - \omega_e)t$, 则(3)式的稳态解满足

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \left[G_N (N_s - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] E_s + \frac{k}{\tau_{\text{in}}} E_e \cos(\omega_s - \omega_e)t = 0 \\ \frac{1}{2} \alpha \left[G_N (N_s - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right] - \frac{k}{\tau_{\text{in}}} \frac{E_e}{E_s} \sin(\omega_s - \omega_e)t - \Delta\omega_e = \omega_s - \omega_e. \\ J - \frac{N_s}{\tau_r} - G_N (N_s - N_0) E_s^2 = 0 \end{cases} \quad (4)$$

令 $\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_0$, $\Delta N_s = N_s - N_0$, 由(4)式解得

$$\Delta N_s = \frac{1}{\tau_p G_N} - \frac{2kE_e}{G_N E_s \tau_{\text{in}}} \cos(\omega_s - \omega_e)t, \quad (5)$$

$$\Delta\omega_s = -\frac{kE_e}{\tau_{\text{in}} E_s} \sqrt{1 + \alpha^2} \sin[(\omega_s - \omega_e)t + \arctan \alpha], \quad (6)$$

$$\text{即最大锁模区域} \quad |\Delta\omega|_{\text{max}} \leq \frac{kE_e}{\tau_{\text{in}} E_s} \sqrt{1 + \alpha^2}. \quad (7)$$

由(6)、(7)式还可以得到 $\Delta\omega_s$ 与 ΔN_s 的关系:

$$\frac{1+\alpha^2}{4}\left(\frac{1}{\tau_p}-G_N\Delta N_s\right)^2+\alpha\Delta N_s\left(\frac{1}{\tau_p}-G_N\Delta N_s\right)+\Delta\omega_s^2=\left(\frac{kE_c}{\tau_{in}E_s}\right)^2. \quad (8)$$

分析(7)式可以得到,系统的注入值和线宽增强参数共同决定了系统的锁模区域,随着注入值和线宽增强参数的增大,系统会变得不稳定。半导体激光器区别于其他激光器主要是因为线宽增强参数的存在,它是由半导体的材料和结构类型所决定的,其值在1~10之间^[12],对激光振荡起着关键作用,使得半导体激光器具有各种复杂的非线性动力学现象。为了说明线宽增强参数 α 及注入系数 k 对系统稳定性的影响,由(6)式模拟得到不同 α 和 k 时的图像关系,取

$$f(\omega_s)=-\frac{kE_c}{\tau_{in}E_s}\sqrt{1+\alpha^2}\sin[(\omega_s-\omega_c)t+\arctan\alpha], \quad (9)$$

表示激光系统不同的注入值和线宽增强参数值对应的锁模区域。结果如图2所示,其中 ω_s 和 $f(\omega_s)$ 是无量纲的。

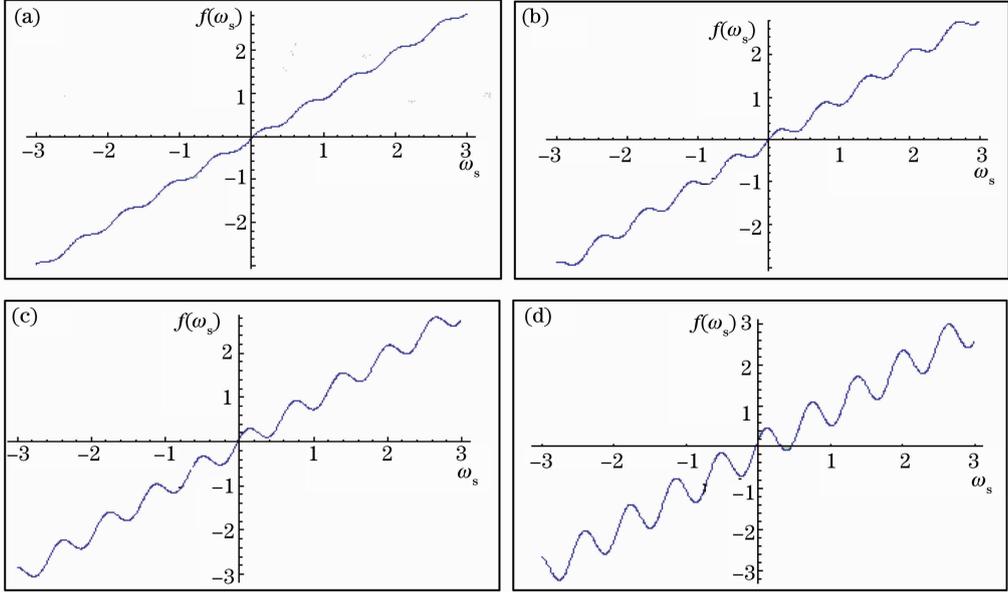


图2 线宽增强参数 α 及注入系数 k 对系统稳定性的影响。(a) $\alpha = 2, k = 3 \times 10^{-3}$; (b) $\alpha = 2, k = 5.5 \times 10^{-3}$;
(c) $\alpha = 6, k = 3 \times 10^{-3}$; (d) $\alpha = 6, k = 5.5 \times 10^{-3}$

Fig. 2 Influence of linewidth enhancement factor and injection coefficient on the stability of the system. (a) $\alpha = 2, k = 3 \times 10^{-3}$; (b) $\alpha = 2, k = 5.5 \times 10^{-3}$; (c) $\alpha = 6, k = 3 \times 10^{-3}$; (d) $\alpha = 6, k = 5.5 \times 10^{-3}$

从图2可以看到,在 α 相同时,注入值 k 越大,振幅越大;同样,在注入值 k 相同时,振幅也是随着 α 增大而增大的。图像与横轴的交点越多,表示系统的模数越多,系统越不稳定。在 α 取相对较小的值时,注入值 k 的增大没有影响到系统的稳定性,如图2(a),(b)所示;同样,在注入值较小时, α 的变化也没有改变系统的稳定性,如图2(a),(c)所示;只有在线宽增强参数 α 和注入系数 k 都较大的情况下系统才表现出不稳定现象,如图2(d)所示。

为了进一步研究解的稳定性,对稳态解进行线性稳定性分析。给系统一个小的扰动,使其离开平衡态,令

$$\begin{cases} E(t) = E_s + \delta E(t) \\ \psi(t) = \psi_s + \delta\psi(t) \\ N(t) = N_s + \delta N(t) \end{cases} \quad (10)$$

将(10)代入(3)式并且进行泰勒展开:

$$\begin{cases} \delta\dot{E}(t) = F_1(E_s, \Psi_s, N_s) + \frac{\partial F_1}{\partial E}\delta E(t) + \frac{\partial F_1}{\partial \Psi}\delta\Psi(t) + \frac{\partial F_1}{\partial N}\delta N(t) \\ \delta\dot{\Psi}(t) = F_2(E_s, \Psi_s, N_s) + \frac{\partial F_2}{\partial E}\delta E(t) + \frac{\partial F_2}{\partial \Psi}\delta\Psi(t) + \frac{\partial F_2}{\partial N}\delta N(t) \\ \delta\dot{N}(t) = F_3(E_s, \Psi_s, N_s) + \frac{\partial F_3}{\partial E}\delta E(t) + \frac{\partial F_3}{\partial \Psi}\delta\Psi(t) + \frac{\partial F_3}{\partial N}\delta N(t) \end{cases} \quad (11)$$

在奇点处有

$$F_1(E_s, \Psi_s, N_s) = F_2(E_s, \Psi_s, N_s) = F_3(E_s, \Psi_s, N_s) = 0. \quad (12)$$

所以我们得到了扰动的微分方程

$$\begin{cases} \frac{d\delta E(t)}{dt} = \frac{1}{2}G_N\delta N(t)E_s + \frac{1}{2}G_N(N_s - N_0)\delta E(t) - \frac{\delta E(t)}{2\tau_p} - \frac{k}{\tau_{in}}E_e \sin \Psi_s \delta \Psi(t) \\ \frac{d\delta \Psi(t)}{dt} = \frac{1}{2}\alpha G_N\delta N(t) + \frac{kE_e}{\tau_{in}E_s} \cos \Psi_s \delta \Psi(t) + \frac{kE_e}{\tau_{in}E_s} \sin \Psi_s \delta E(t) \\ \frac{d\delta N(t)}{dt} = \frac{\delta N(t)}{\tau_r} - G_N\delta N(t) + E_s^2 - 2G_N(N_s - N_0)E_s \delta E(t) \end{cases}, \quad (13)$$

其系数行列式为

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{2}G_N(N_s - N_0) - \frac{1}{2\tau_p} - \lambda & -\frac{k}{\tau_{in}}E_e \sin \Psi_s & \frac{1}{2}G_N E_s \\ \frac{kE_e}{\tau_{in}E_s} \sin \Psi_s & -\frac{kE_e}{\tau_{in}E_s} \cos \Psi_s - \lambda & \frac{1}{2}\alpha G_N \\ -2G_N(N_s - N_0)E_s & 0 & -\frac{1}{\tau_r} - G_N E_s^2 - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (14)$$

整理得到特征方程为

$$\begin{aligned} & \lambda^3 + \left(\frac{1}{\tau_r} + G_N E_s^2 + \frac{kE_e}{\tau_{in}E_s} \cos \Psi_s + \frac{1}{2\tau_p} - \frac{1}{2}G_N \Delta N_s \right) \lambda^2 + \\ & \left(\frac{kE_e}{\tau_{in}\tau_r E_s} \cos \Psi_s + \frac{1}{2\tau_p\tau_r} - \frac{G_N}{2\tau_r \Delta N_s} + \frac{G_N k E_e E_s}{\tau_{in}} \cos \Psi_s + \frac{G_N E_s^2}{2\tau_p} - \frac{1}{2}G_N^2 \Delta N_s E_s^2 + \right. \\ & \left. \frac{kE_e}{2\tau_p\tau_{in}E_s} \cos \Psi_s - \frac{G_N k E_e}{2\tau_{in}E_s} \cos \Psi_s \Delta N_s + G_N E_s^2 \Delta N_s + \frac{k^2 E_e^2}{\tau_{in}^2 E_s^2} \sin^2 \Psi_s \right) \lambda + \\ & \left(\frac{kE_e}{2\tau_p\tau_{in}\tau_r E_s} \cos \Psi_s - \frac{G_N \Delta N_s k E_e}{2\tau_r \tau_{in} E_s} \cos \Psi_s + \frac{G_N k E_e E_s}{2\tau_p \tau_{in}} \cos \Psi_s - \frac{G_N^2 k E_e E_s \Delta N_s \cos \Psi_s}{2\tau_{in}} + \right. \\ & \left. \frac{G_N^2 k E_e E_s \Delta N_s \cos \Psi_s}{\tau_{in}} - \frac{\alpha G_N^2 k E_e E_s \Delta N_s \sin \Psi_s}{\tau_{in}} + \frac{k^2 E_e^2}{\tau_{in}^2 \tau_r E_s^2} \sin^2 \Psi_s + \frac{G_N k^2 E_e^2 \sin^2 \Psi_s}{\tau_{in}^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

如果能从方程求出特征值,由特征值的正负就能够判断出稳态解是否稳定,当特征值或其实部都为负数时,表示系统的全局是稳定的,当特征值或其实部中至少有一个为正则表示系统不稳定。但解析求解(15)式很困难,下面我们进行数值求解。

4 数值计算

取文献[1]的数值, $G_N = 8.1 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$, $N_0 = 1.1 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $\tau_{in} = 8 \times 10^{-12} \text{ s}$, $J = 9.075 \times 10^{32} \text{ m}^{-3}/\text{s}$, $\Delta\omega_e = 2\pi \times 35 \times 10^6 \text{ rad/s}$, $E_e = 1.02 \times 10^{10} \text{ m}^{-3/2}$, $\alpha = 6$, $\tau_r = 2 \times 10^{-9} \text{ s}$, $\tau_p = 2 \times 10^{-12} \text{ s}$ 。代入(4)式,注入值为时,得到以下稳态解:

$$\begin{aligned} E_{10} &= 9.87066 \times 10^9, & \cos \phi_{10} &= -0.258296, & n_{10} &= 1.71753 \times 10^{24}, \\ E_{20} &= 9.88899 \times 10^9, & \cos \phi_{20} &= 0.068806, & n_{20} &= 1.71722 \times 10^{24}. \end{aligned}$$

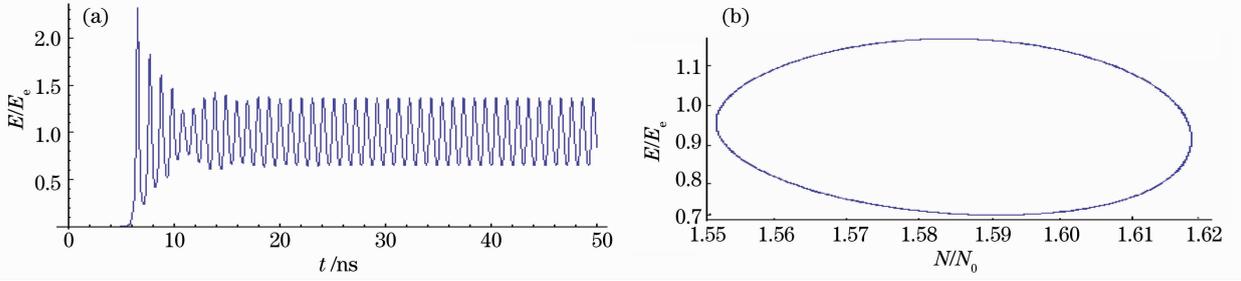
将稳态解代入(15)式,可以分别计算出特征值

$$\begin{aligned} \lambda_{11} &= -0.00174011, & \lambda_{12,13} &= -1.89589 \times 10^8 \pm 6.891 \times 10^{15}i, \\ \lambda_{21} &= -0.00189869, & \lambda_{22,23} &= -3.15862 \times 10^8 \pm 6.99221 \times 10^{15}i. \end{aligned}$$

可以看到,计算所得到的特征值均为负数,这表明系统应该具有稳定的输出。图3为系统所对应的时序图和相图,图3(a)为系统电场随时间变化曲线,可以看出电场的振幅能够保持在一个稳定值附近周期性的变化,图3(b)为其相应的相图。

当取注入值 $k = 5.5 \times 10^{-3}$ 时,同样可以得到以下稳态解:

$$\begin{aligned} E_{10} &= 9.86294 \times 10^9, & \cos \phi_{10} &= -0.215764, & n_{10} &= 1.71766 \times 10^{24}, \\ E_{20} &= 9.89666 \times 10^9, & \cos \phi_{20} &= 0.112406, & n_{20} &= 1.71709 \times 10^{24}. \end{aligned}$$

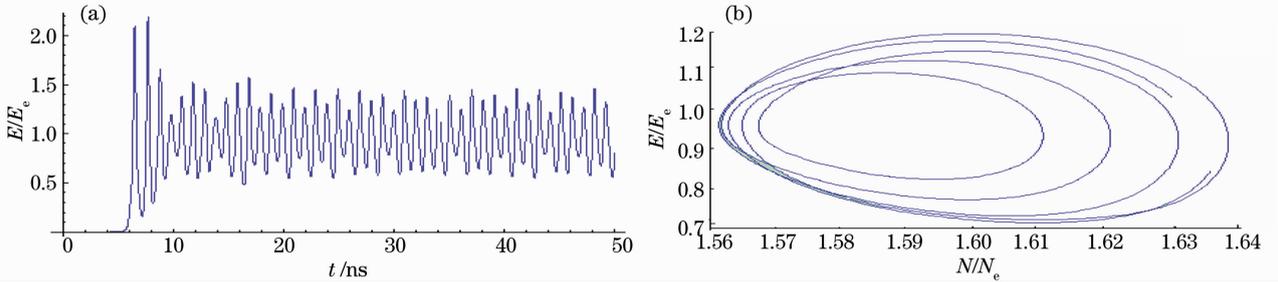
图3 注入值 $k=3 \times 10^{-3}$ 时系统的(a)时序图和(b)相图Fig. 3 (a) Time diagram and (b) phase diagram with injection coefficient $k=3 \times 10^{-3}$

相应的特征值为

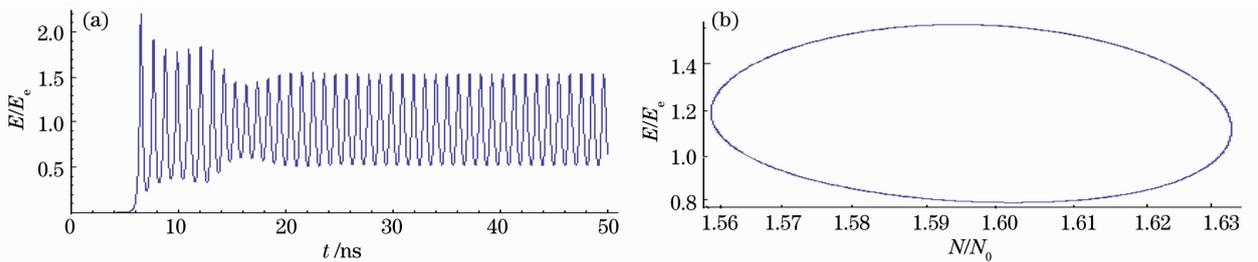
$$\lambda_{11} = -0.00349292, \quad \lambda_{12,13} = -1.36544 \times 10^8 \pm 6.97628 \times 10^{15} i,$$

$$\lambda_{21} = 0.00335138, \quad \lambda_{22,23} = -3.68767 \times 10^8 \pm 6.9969 \times 10^{15} i.$$

这些特征值实部出现了正值,表明该情况下系统是不稳定的。图4(a),(b)分别为该参数值下系统的时序图和相图。从图中可以看出,此时系统的输出电场是没有规律的大小变化,表明此时系统的不稳定性,由相图也可以看到输出是没有周期性的变化。

图4 注入值 $k=5.5 \times 10^{-3}$ 时系统的(a)时序图和(b)相图Fig. 4 (a) Time diagram and (b) phase diagram with injection coefficient $k=5.5 \times 10^{-3}$

为了进一步研究注入值 k 和线宽增强参数 α 对于系统稳定性的影响,画出了线宽增强参数 $\alpha=0$ 时系统的时序图和相图,如图5、图6所示,图5取注入值 $k=3 \times 10^{-3}$,图6取注入值 $k=5.5 \times 10^{-3}$ 。

图5 线宽增强参数 $\alpha=3$ 、注入值 $k=3 \times 10^{-3}$ 时系统的(a)时序图和(b)相图Fig. 5 (a) Time diagram and (b) phase diagram with linewidth enhancement factor $\alpha=3$ and injection coefficient $k=3 \times 10^{-3}$

从图中可以看出,这两种情况下系统都处于周期运动状态,即当线宽增强参数 α 较小时,即使 k 较大,系统还是稳定的。只有增大线宽增强参数和注入系数同时较大时,才对系统稳定性有明显影响。

通过多次数值模拟发现,在较低注入条件下半导体激光器均可在较大范围内输出稳定的单周期脉冲。得到了在注入值 $k=3 \times 10^{-3}$ 时线宽增强参数变化所对应的系统的输出图像,如图7所示。可见在较低注入条件下,线宽增强参数的增大使激光器输出电场的最大值不断减小,最小值却不断增大,即输出的振幅值越来越小,所以在弱注入时,系统的输出振幅是随着线宽增强参数的变大而不断减小的,要想得到输出振幅较大的稳定的单周期输出脉冲,只要选择线宽增强参数较小的半导体激光器即可。

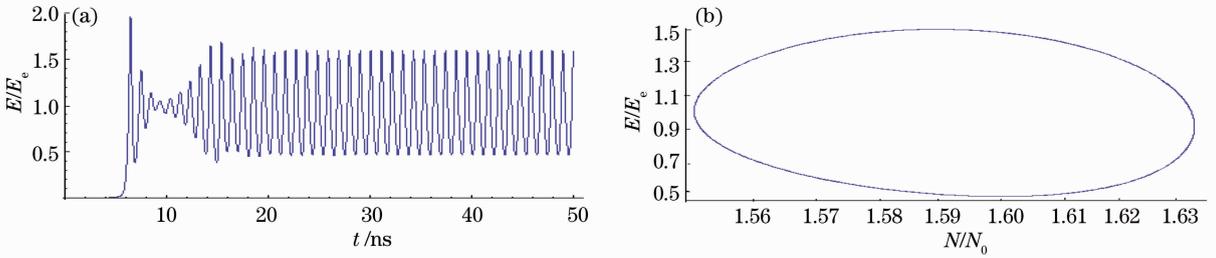


图6 线宽增强参数 $\alpha=3$ 、注入值 $k=5.5 \times 10^{-3}$ 时系统的 (a) 时序图和 (b) 相图

Fig. 6 (a) Time diagram and (b) phase diagram with linewidth enhancement factor $\alpha=3$ and injection coefficient $k=5.5 \times 10^{-3}$

随着注入值的提高,系统的输出随着线宽增强参数的变化就不再遵从图7的关系了,而是出现了比较复杂的非线性变化,系统经历周期一振荡、周期二振荡和多周期振荡进入最终的混沌状态。模拟得到了系统有混沌输出时的注入值与线宽增强参数值的关系分布图,如图8所示。整个区域被分为两部分,当注入值和线宽增强参数在第1区域取值时,系统的输出为依次逐渐变大的稳定脉冲或者具有一定的周期性,基本上为单周期和双周期稳定脉冲以及少量三周期和多周期输出,只有在第2区域内取值时,系统才会存在大量的不稳定输出,这与我们之前的结论相符合。

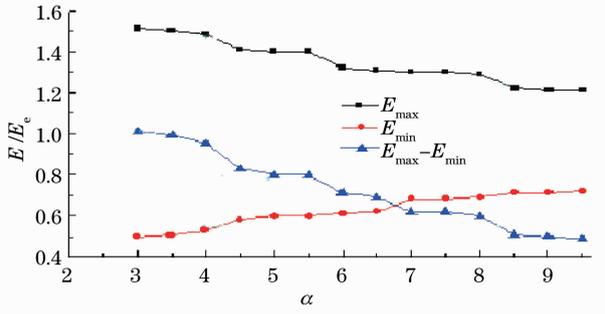


图7 $k=3 \times 10^{-3}$ 时输出电场值与线宽增强参数 α 之间的关系

Fig. 7 Relationship between output electric field and linewidth enhancement parameter α at injection coefficient $k=3 \times 10^{-3}$

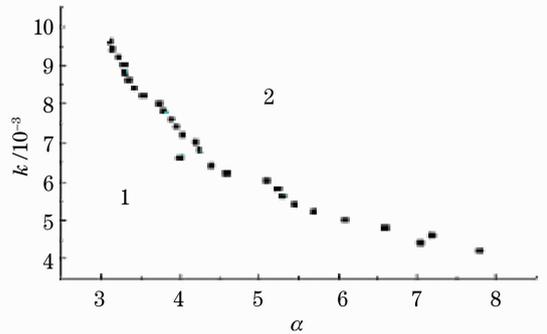


图8 系统有混沌输出时注入值与线宽增强参数的分布图

Fig. 8 Profile of injection coefficient and linewidth enhancement parameter with chaotic output

5 结 论

研究了外部光注入半导体激光器的不稳定性,发现外部光注入系数及线宽增强参数是影响具有注入光场的半导体激光器系统不稳定的主要因素,不同的取值对应着系统复杂的输出情况。在线宽增强参数或者注入值都较小的情况下,取值为 $0 < k < 3.5 \times 10^{-3}$ 和 $1 < \alpha < 3$,系统的输出均为具有稳定变化规律的脉冲;当注入值和线宽增强参数的不断增大,到达图8所示的第1区域内时(线宽增强参数从 $\alpha=3$ 增大到 $\alpha=8$,注入值从 $k=9.5 \times 10^{-3}$ 减小到 $k=4 \times 10^{-3}$),系统的输出具有稳定的周期变化规律,包括大量的单周期和双周期以及少量的三周期;随着取值增大到第2区域内,系统包含大量的不稳定输出。只有在注入值和线宽增强参数都较大的情况下,系统才会变得不稳定。该结果对于研究半导体激光器的振荡输出具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 V. A. Lodi, S. Donati, M. Mannz. Chaos and locking in a semiconductor laser due to external injection [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(7): 1537~1541
- 2 Kong Huijun, Wu Zhengmao, Wu Jiagui *et al.*. Experimental investigation on the nonlinear dynamical characteristics of distributed feedback semiconductor lasers subjected to external optical injection [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(11):

1490~1495

- 孔慧君, 吴正茂, 吴加贵 等. 外部光注入分布反馈激光器的非线性动力学特性[J]. 中国激光, 2006, **33**(11): 1490~1495
- 3 Luo Ligu, Nie Dezhen. Chaos behaviours in dual coupled class-B laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(12): 1735~1737
- 罗利国, 聂得真. 双耦合 B 类激光器的混沌动力学行为[J]. 光学学报, 1995, **15**(12): 1735~1737
- 4 T. B. Simpson. Mapping the nonlinear dynamics of a distributed feedback semiconductor laser subjected to external injection[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **215**(2): 135~151
- 5 Cao Liangping, Deng Tao, Lin Xiaodong. Investigation on nonlinear dynamic behaviors of the distributed feedback semiconductor laser subjected to optical feedback. [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(4): 939~943
- 操良平, 邓涛, 林晓东 等. 光反馈分布反馈半导体激光器的非线性动力学动态行为[J]. 中国激光, 2010, **37**(4): 939~943
- 6 A. S. D. Claudio, R. M. P. Colet, G. Fernandez. Encoded Gbit/s digital communication with synchronized chaotic semiconductor lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, **35**(3): 292~297
- 7 V. A. Lodi, S. Donati, A. Scire. Synchronization of chaotic lasers by optical feedback for cryptographic applications [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(9): 1449~1454
- 8 E. Ott, C. Grebogi, J. A. Yorke. Controlling chaos [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(11): 1196~1199
- 9 F. Mogengen, H. Olesen, G. Jacobsen. Locking conduction and stability properties for a semiconductor laser with external light injection [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1985, **21**(7): 784~793
- 10 V. A. Lodi, S. Donati, A. Scire. Synchronization of chaotic injected-laser systems and its application to optical cryptograph [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, **32**(6): 953~959
- 11 Yan Senlin, Sun Xiaohan, Zhang Mingde. Controlling chaos in injected-semiconductor lasers with pump periodic modulation [J]. *J. Electronics & Information Technology*, 2002, **24**(9): 1270~1275
- 颜森林, 孙小菡, 张明德. 光注入半导体激光器中激光混沌的泵浦周期调制控制[J]. 电子与信息学报, 2002, **24**(9): 1270~1275
- 12 Zhang Mingjiang, Liu Tiegeng, Li Jingxia *et al.*. Effects of linewidth enhancement factor on the nonlinear period-one oscillation of a semiconductor laser with external optical injection[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(4): 542~546
- 张明江, 刘铁根, 李静霞 等. 线宽增强因子对外光注入半导体激光器非线性单周期振荡特性的影响[J]. 光子学报, 2011, **40**(4): 542~546