

延时反馈半导体激光器双劈控制混沌方法研究^{*}

颜森林

(南京晓庄学院物理系, 南京 210017)

(2007 年 8 月 28 日收到, 2007 年 10 月 10 日收到修改稿)

提出延时反馈半导体激光器双劈控制混沌方法, 建立有劈控制的激光动力学物理模型, 通过调节激光器外腔光路中的光器件劈去控制反馈光光程, 改变了反馈光的延时时间和反馈强度, 在物理上实现了延时时间和反馈强度的双参数混沌控制, 数值结果证明该方法可以控制激光混沌到周期态, 能使激光器输出光脉冲平均功率增加.

关键词: 混沌, 控制, 劈, 双参数

PACC: 0545, 4260, 4265S

1. 引 言

混沌是自然界普遍存在的一种非线性变化现象, 它对初值条件极为敏感, 具有随机变化特点, 它的长期行为是难以预测的. 混沌表面上呈现无规律特性, 但其背后隐藏着有序的本质特点也逐渐被人们所发现^[1, 2]. 人们总是期望找到一些方法来控制混沌, 使其实现对混沌系统中某个不稳定周期轨道的稳定控制或使其保持在某个希望的平衡态上^[3-5]. 上世纪 90 年代, OGY 方法提出后^[1, 2], 混沌控制方法迅速发展^[3-5], 其中半导体激光器混沌控制主要有光反馈方法、光相位调制方法、注入周期信号方法以及驱动电流周期扰动方法等^[6-10], 其主要物理机理是利用单个参数变化去控制混沌.

在光通信以及光器件应用中, 光反馈一直受到人们的重视. 例如, 在全光通信中, 由于很难完全隔离外部光进入激光器, 其很小量的光反馈都能引起激光器工作不稳定^[7, 8], 随着反馈光强度增加, 激光的动力学行为会变得非常复杂, 会出现分岔和混沌等现象^[11-14]. 本文着重研究双参数调节控制激光混沌方法, 通过一个物理手段同时改变二个物理参量控制激光混沌到周期态.

2. 物理模型

延时反馈半导体激光器, 在适当的条件下会呈现出分岔、混沌等许多复杂的动力学状态, 其激光动

力学方程是^[6-10]

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= \frac{1}{2}(G - \gamma_p)A(t) \\ &\quad + \frac{k}{\tau_L}A(t - \tau)\cos[\phi(t) - \phi(t - \tau) + \omega\tau], \\ \frac{d\phi}{dt} &= \frac{1}{2}\beta_c(G - \gamma_p) \\ &\quad - \frac{k}{\tau_L}\frac{A(t - \tau)}{A(t)}\sin[\phi(t) - \phi(t - \tau) + \omega\tau], \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{q} - \gamma_c N - GV_p A^2(t), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 A 和 ϕ 是激光场振幅和相位, N 是激光器载流子数; $G = (\Gamma v_g a / V)(N - N_{th})\sqrt{1 + A^2/A_s^2}$ 是模式增益, v_g 是光子群速度, a 是增益常数, $\Gamma = V/V_p$ 是压缩和限制因子, V 是腔体积, V_p 是激光模式体积, A_s 是饱和光子场强; $N_{th} = n_{th} V$ 是激光透明时的载流子数, n_{th} 是它的密度值; $\gamma_p = v_g(\alpha_m + \alpha_{int})$ 是光子损耗速率, α_m 是腔光子损耗, α_{int} 是内部光子损耗; I 是驱动电流, q 是单位电荷; β_c 是光线宽增强因子; $\gamma_c = A_{nr} + B(N/V) + C(N/V)^2$ 是载流子非线性损耗速率, A_{nr} 是非辐射复合速率, B 是辐射复合因子, C 是俄歇复合因子; k 是光反馈系数; $\tau_L = 2n_g L/c$ 是光在激光器腔长 L 内来回一周的时间, c 是真空中光速, $n_g = c/v_g$ 是激光器群速折射率; τ 是激光在外腔中传输延时时间, ω 是激光频率.

为了有效地控制混沌, 在激光器外腔反馈光路中插入两个光学器件劈 B_0 和 B_x , 如图 1 所示, 两劈都有相同的倾角, 劈 B_0 直立放置且固定不动时, 倒

* 江苏省教育厅高校自然科学研究指导性计划项目(批准号 06KJ140111)资助的课题.

放的劈 B_x 可紧沿着劈 B_0 斜边滑动, 这样通过滑动劈 B_x , 可即时调节改变外腔光路中的光程, 可达到控制激光混沌目的. 设无劈时外腔单光学路径长度是 L_0 , 激光延时反馈的时间则是 $\tau = 2L_0/c$, 设两劈 B_0 和 B_x 的折射率都是 n , 其单位长度光吸收衰减系数都是 ξ , 劈 B_0 的单光学路径长度是 L_B , 劈 B_x 的单光学路径长度是 x , 其中 x 的值可通过劈 B_x 沿着劈 B_0 斜边滑动来改变调节, 这样激光来回通过两劈 B_0 和 B_x 的光程则是 $2n(L_B + x)$. 由于两劈插入, 光的反馈延时时间发生了变化, 这样受劈控制的延时时间则是

$$\tau = \frac{2L_0}{c} + \frac{\chi(L_B + x)}{c} (n - 1), \quad (2)$$

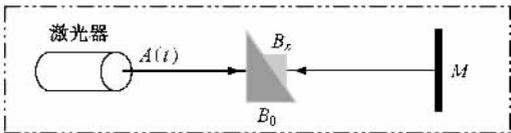


图 1 延时反馈半导体激光器双劈控制模块 (M 是平面镜, B_0 和 B_x 是劈)

同时由于两劈插入, 延时反馈光强度还受到了两劈的吸收与衰减, 当反馈光通过两劈吸收衰减后, 则受劈控制的光反馈系数变为

$$\mu [1 - 2\xi(L_B + x)]. \quad (3)$$

显然, 光反馈系数也是可以通过劈 B_x 沿着劈 B_0 斜边滑动来调节变化的. 这样通过调节光路中的劈 B_x 可实时调节控制反馈光的光程和反馈量, 达到改变反馈光的延时时间和反馈强度, 即在物理上同时实现延时时间和反馈强度的双参数激光混沌控制. 这样 (2) 和 (3) 式代入 (1) 式后共同组成有劈控制的激光动力学系统. 这里还对有劈控制系统的动力学行为进行分析. 控制系统的一次近似下的方程为

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta A \\ \delta \phi \\ \delta N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta A \\ \delta \phi \\ \delta N \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} A_{11} &= \frac{1}{2} (G_0 - \gamma + E_0 G_A) + \frac{k}{\tau_L} e^{-\lambda\tau} \cos(\omega\tau), \\ A_{12} &= \frac{k}{\tau_L} (e^{-\lambda\tau} - 1) A_0 \sin(\omega\tau), \\ A_{13} &= \frac{1}{2} A_0 G_N, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_{21} &= \frac{1}{2} \beta_c G_A - \frac{k}{\tau_L} \frac{1}{A_0} (e^{-\lambda\tau} - 1) \sin(\omega\tau), \\ A_{22} &= \frac{k}{\tau_L} (1 - e^{-\lambda\tau}) \cos(\omega\tau), \\ A_{23} &= \frac{1}{2} \beta_c G_N, \\ A_{31} &= -2G_0 A_0 V_p - A_0^2 V_p G_A, \\ A_{32} &= 0, \\ A_{33} &= -\gamma_{e0} - N_0 \gamma_{eN} - A_0^2 V_p G_N, \\ G_N &= \left. \frac{\partial G}{\partial N} \right|_{N=N_0, E=E_0}, \\ G_E &= \left. \frac{\partial G}{\partial E} \right|_{N=N_0, E=E_0}, \\ \gamma_{eN} &= \left. \frac{\partial \gamma_e}{\partial N} \right|_{N=N_0}, \end{aligned}$$

其中, τ 和 k 分别由 (2) 与 (3) 式给出, 而 (E_0, ϕ_0, N_0) 是控制系统的不动点, 特征值 λ 则由下面方程决定:

$$\begin{vmatrix} A_{11} - \lambda & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} - \lambda & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (5)$$

如方程 (5) 全部特征值 λ 都具有负实部, 则方程 (4) 将有稳定的解, 其零点将是全局稳定的, 则混沌将被控制到稳定态. 如特征值中有正实部, 激光会失稳; 如特征值中有一个特征值的实部为零值, 其余的特征值的实部都为负值, 则混沌将被控制到周期态. 显然, 特征值 λ 变化可通过 x 变化而进行调节控制, 这样可控制激光动力学行为.

3. 数值结果

图 2 是无控制时激光呈现出的混沌吸引子 (激

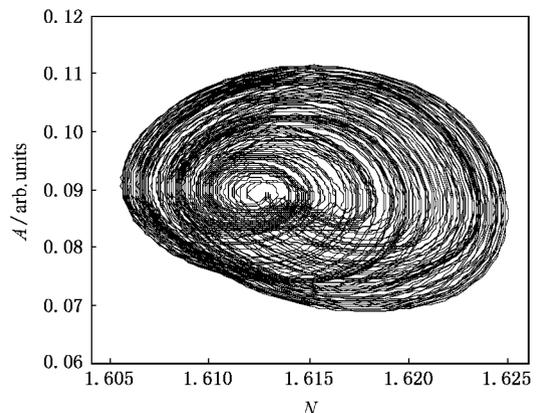


图 2 典型的激光混沌吸引子

光器参量在表1中) ,激光器平均输出功率 1.3 mW. 图3是有臂控制时的数值模拟结果,其中 $\xi = 1\% / \text{cm}$, $n = 4/3$, $L_B = 3 \text{ cm}$, $x = 3 \text{ cm}$,则此时特征值的最大实部约为零值,可见激光已被控制周期态,其中周期振荡是 2.1 GHz,激光器输出光脉冲平均功率是 2.013 mW.图4是激光被控制到具有较低振荡的周期

态,其中 $L_B = 3 \text{ cm}$, $x = 4 \text{ cm}$,此时特征值的最大实部为零值,激光器光脉冲平均功率是 2.015 mW,光脉冲周期振荡是 1.75 GHz.图5是激光被控制到具有较低输出功率的周期态,其中 $L_B = 4 \text{ cm}$, $x = 0.91 \text{ cm}$,此时特征值的最大实部也为零值,激光器光脉冲平均功率是 1.723 mW,光脉冲周期振荡约 1.8 GHz.

表1 激光器参量

参量	值	参量	值
腔长 $L/\mu\text{m}$	350	辐射复合因子 $B(\text{cm}^3/\text{s})$	1.2×10^{-10}
腔宽 $w/\mu\text{m}$	2	俄歇复合因子 $C(\text{cm}^6/\text{s})$	3.5×10^{-29}
腔厚 $d/\mu\text{m}$	0.15	饱和光子场强 $A_s/\text{m}^{-3/2}$	1.6619×10^{11}
压缩和限制因子 Γ	0.29	增益常数 a/cm^2	2.3×10^{-16}
群速折射率 n_g	3.8	光线宽增强因子 β_c	6
腔内光子损耗 α_m/cm^{-1}	29	驱动电流 I/mA	20
腔外光子损耗 $\alpha_{\text{int}}/\text{cm}^{-1}$	20	频率 $\omega(\text{rad/s})$	1438×10^{12}
非辐射复合速率 A_n/s^{-1}	1.0×10^8	激光透明时载流子密度 $n_{\text{th}}/\text{cm}^{-3}$	1.2×10^{18}
延时时间 τ/ns	1.6	反馈系数 k	0.0082

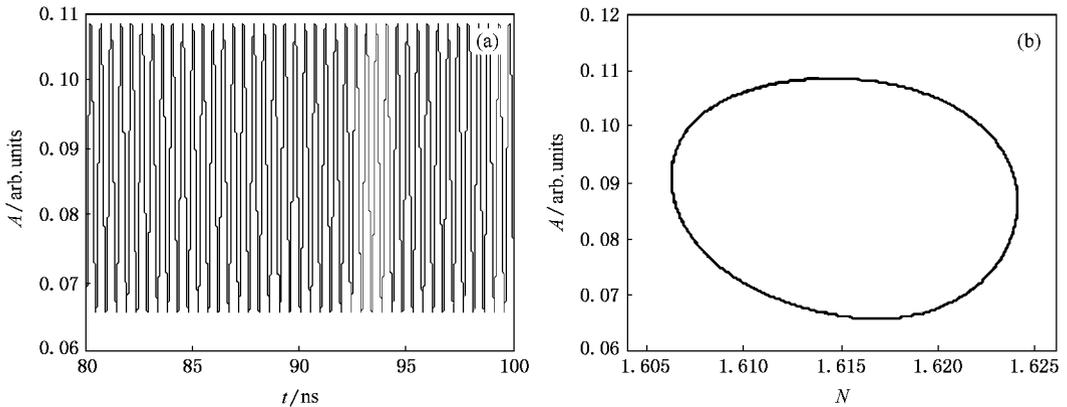


图3 激光被控制到周期态 (a)激光输出波形 (b)极限环

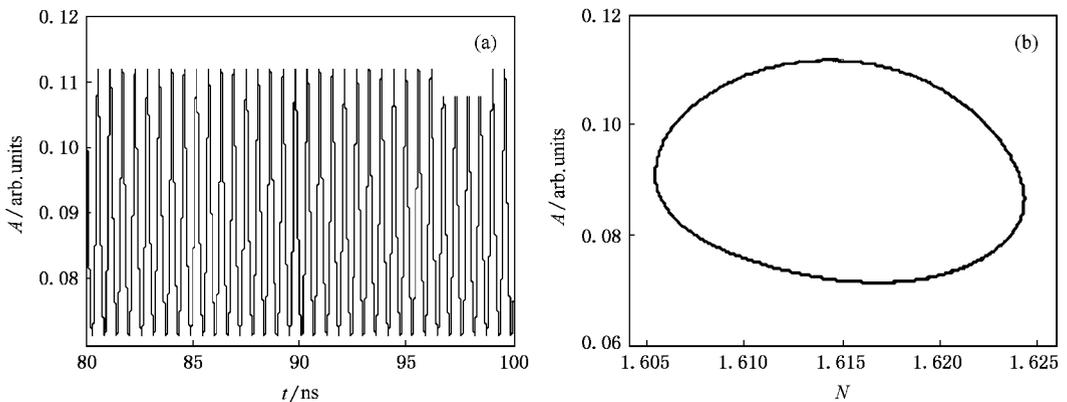


图4 激光被控制到较低频周期态 (a)激光输出波形 (b)极限环

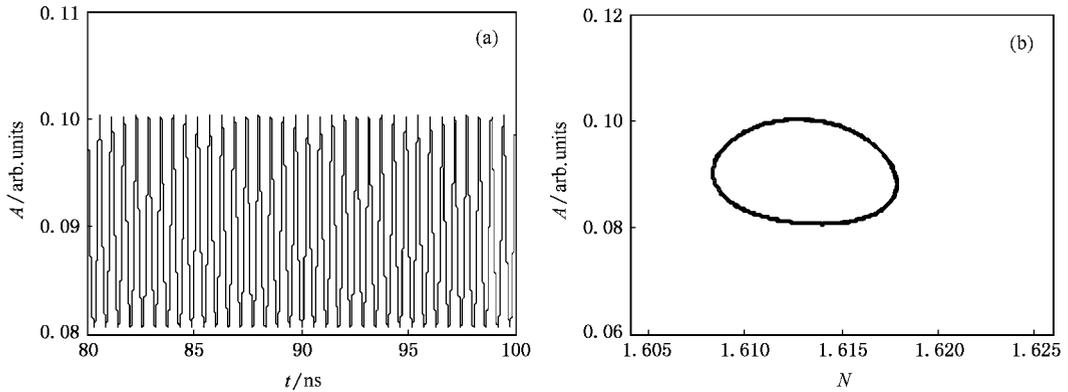


图 5 激光被控制到 1.8 GHz 的周期态 (a) 激光输出波形 (b) 极限环

4. 结 论

本文提出激光器混沌劈控制方法,物理上实现

了激光混沌双参数控制,该方法能把激光混沌控制到周期态上,能使激光器输出光脉冲功率增加.该控制方法对激光混沌控制研究是有益的.

- [1] Ott E , Grebogi , York J A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1196
- [2] Pecora L M , Carroll T L 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 821
- [3] Tong P Q , He J Y 1995 *Acta Phys. Sin.* **44** 1551 (in Chinese)
[童培庆、何金勇 1995 物理学报 **44** 1551]
- [4] Li S H , Cai H X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1687 (in Chinese) [李世华、蔡海兴 2004 物理学报 **53** 1687]
- [5] Li J F , Li N , Lin H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1694 (in Chinese)
[李建芬、李 农、林 辉 2004 物理学报 **53** 1694]
- [6] Colet P , Roy R 1994 *Opt. Lett.* **19** 2056
- [7] Gu C M , Shen K 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 732 (in Chinese) [顾春明、沈 柯 1998 物理学报 **47** 732]
- [8] Liu X M , Tang X , Lu F , Ng J , Zhou X , Lu C 2005 *Opt. Express* **13** 142
- [9] Tang S , Liu J M 2003 *IEEE Quantum Electron.* **39** 1468
- [10] Yan S L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5109 (in Chinese) [颜森林 2006 物理学报 **55** 5109]
- [11] Wu L , Zhu S Q 2003 *Chinese Physics* **12** 300
- [12] Fan W H , Tian X J , Yu Y L , Chen J F , Luo H E 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5104 (in Chinese) [范文华、田小建、于永力、陈菊芳、罗红娥 2006 物理学报 **55** 5104]
- [13] Li X F , Pan W , Ma D , Luo B , Zhang W L , Xiong Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5094 (in Chinese) [李孝峰、潘 炜、马 冬、罗斌、张伟利、熊 悦 2006 物理学报 **55** 5094]
- [14] Yan S L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6267 (in Chinese) [颜森林 2006 物理学报 **55** 6267]

Control of chaos in a delayed feedback semiconductor laser via dual-wedges^{*}

Yan Sen-Lin

(*Department of Physics , Nanjing Xiaozhuang College , Nanjing 210017 , China*)

(Received 28 August 2007 ; revised manuscript received 10 October 2007)

Abstract

A method of controlling chaos is presented via dual-wedges in a delayed feedback semiconductor laser. The physical model of the laser dynamics is set up under the condition of the dual-wedges control. The optical-length of the transmission of feedback light in the external cavity can be governed by modulating the dual-wedges while the delay time and feedback intensity of the feedback light are varied. The dual-parameter chaos-control of the delay time and feedback intensity can be physically realized. The chaotic laser can be controlled in periodic states and its mean pulse power increased , as shown by numerical simulations.

Keywords : chaos , control , wedge , dual-parameters

PACC : 0545 , 4260 , 4265S

^{*} Project supported by the Academic Natural Science Directory Program of the Education Department of Jiangsu Province of China (Grant No. 06KJ140111).