

基于延时光电反馈控制两段式半导体激光器的 双稳及自脉动特性*

贾新鸿¹⁾ 吴正茂^{1,2)} 林晓东¹⁾ 柏 熙¹⁾ 夏光琼^{1,2)†}

¹⁾ 西南师范大学物理学院, 重庆 400715)

²⁾ 重庆大学光电技术与系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

(2004 年 11 月 12 日收到, 2005 年 1 月 20 日收到修改稿)

提出一种将延时光电反馈引入两段式双稳半导体激光器(TBLD)的吸收区,从而达到控制其双稳及自脉动特性的方案.利用速率方程模型,分析了反馈增益及延迟时间对 TBLD 双稳及不稳定特性的控制作用.数值模拟的结果表明:TBLD 的稳定区域随延迟时间呈周期性变化,双稳区域随延迟时间的增大而变窄,在一定的取值范围内,增大延迟时间有利于增强双稳的稳定性,负反馈更容易出现不稳定性.

关键词:两段式双稳半导体激光器,动态双稳,自脉动,延时光电反馈

PACC:4265P,4280W,4255P

1. 引 言

两段式双稳半导体激光器(TBLD)作为有源吸收型双稳器件,由于其在光开关、光存储、光学逻辑运算、解分复用、信号整形与再生等领域的应用前景而受到人们的关注.有关 TBLD 的双稳特性已有大量的理论及实验报道^[1-12].研究发现,双稳环的上支在一定条件下会表现出自脉动、混沌等不稳定行为^[3,4],这对双稳开关不利,但在某些场合,自脉动也可应用于时钟恢复等方面^[13].为使 TBLD 的双稳及自脉动功能都能得到有效发挥,如何找到通过调节系统参量对此进行灵活控制的相关方法成为问题的关键.20 世纪 70 年代末,Smith 等^[14]首次利用延时光电反馈的方法实现了对电光调制型无源双稳器件的控制,并引起了广泛关注^[15-17].1997 年,Sharaf 等^[18]将这一方法应用于注入式半导体激光器及 F-P 光放大器,研究了反馈增益对开关阈值、双稳环宽、开关对比度及开关速度等性能的影响.本文在前人工作的基础上,提出了一种将延时光电反馈引入 TBLD 的吸收区,从而达到控制其双稳及自脉动特性的方案,并利用速率方程模型具体分析了各参量对双稳环稳定区域、稳定程度及自脉动等特性的影响.

数值模拟的结果表明:TBLD 的稳定区域随延迟时间呈周期性变化,双稳区域随延迟时间的增大而变窄;在一定的取值范围内,增大延迟时间有利于增强双稳的稳定性,负反馈更容易出现不稳定性.由于光电反馈具有容易实现、线宽较窄^[19]等优点,因此本文的工作对于 TBLD 的优化控制具有一定的指导意义.

2. 理论模型

图 1 给出了具有延时光电反馈的两段式双稳半导体激光器结构示意图.TBLD 的输出光通过可调光纤延时线延时后,再由光纤耦合器分为两部分,一部分作为系统输出,另一部分经高速光电探测器转化为电信号,然后经宽带放大器后形成反馈电流 I_f ,最后与偏置电流 I_2 一起注入吸收区.调节反馈增益、延迟时间等参量的大小,可以对双稳的稳定性及自脉动等特性进行控制.

假定 TBLD 单模运转,在平均场近似条件下,考虑光电延时反馈后,其动力学行为可由下列修正后的速率方程组来描述^[3]:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I_1}{qV_1} - \gamma_c(N_1)N_1 - G_1(N_1)S, \quad (1)$$

* 教育部科学技术重点项目(批准号 D3140)和重庆市自然科学基金(批准号 2003-7983)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: gqxia@swnu.edu.cn

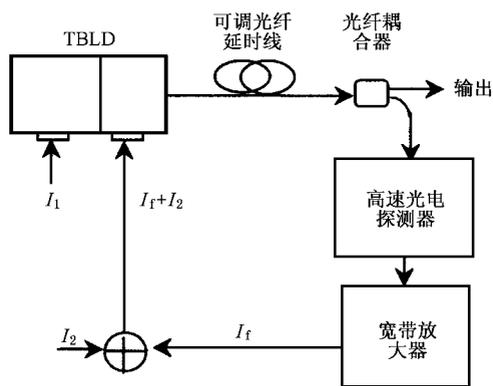


图1 具有延时光电反馈的两段式双稳半导体激光器结构示意图

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{I_2 + I_f}{qV_2} - \gamma_e(N_2)N_2 - G_2(N_2)S, \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = [rG_1(N_1) + (1-r)G_2(N_2) - \gamma]S + [\beta rR(N_1) + (1-r)R(N_2)], \quad (3)$$

式中 N_1 、 N_2 分别表示增益及吸收区的载流子密度, S 为光子数密度, t 为时间, γ 为损耗系数, I_1 和 I_2 分别为增益区和吸收区注入电流, β 为自发辐射因子, r 为增益区所占长度比, q 为电子电荷, V_1 和 V_2 分别为增益区和吸收区体积, $\gamma_e(N)$ 及 $R(N)$ 分别表示非受激复合及自发辐射速率, 定义为^[20]

$$\gamma_e(N) = A + BN + CN^2, \quad (4)$$

$$R(N) = BN^2,$$

其中 A 、 B 和 C 分别表示无辐射复合、辐射复合和俄歇复合系数. 此外, $G_1(N_1)$ 和 $G_2(N_2)$ 分别表示增益和吸收系数, 两者与载流子密度的关系可用下式来近似^[4,7]:

$$G_1(N_1) = \Gamma v_g a_1(N_1 - N_{10}), \quad (5)$$

$$G_2(N_2) = \Gamma v_g a_2(N_2 - N_{20}), \quad (6)$$

式中 Γ 为限制因子, v_g 为光在介质中传播的群速度, a_1 和 a_2 分别为增益区和吸收区的微分增益系数, 一般而言, 两者的大小有一定差异^[4,7], N_{10} 和 N_{20} 则分别表示增益区和吸收区的透明载流子密度.

反馈电流 I_f 与光子数密度 S 的关系可表示为^[15-18]

$$I_f = kS(t - \tau), \quad (7)$$

式中 τ 为延迟时间, k 为反馈增益, 其大小与 TBLD 的端面透射率、耦合器分束比、光电探测器的量子效率、放大器增益等因素有关. 在上述速率方程组中我

们忽略了有源层介质的增益压缩及光电探测器的功率饱和特性, 这在输出功率较小的前提下是合理的. 此外, 双稳激光器的开启及关闭状态分别对应激励态与自发辐射态, 开关对比度较高, 因此 Langevin 噪声的影响也可忽略.

假定 TBLD 两端面的反射率均为 R , 则每个端面的输出功率 P 可由下式计算^[20]:

$$P = -\frac{h\nu_g SV \ln(R)}{2L}, \quad (8)$$

式中 $h\nu$ 表示光子能量, $V = V_1 + V_2$ 为有源区总体积, L 为腔长.

结合(4)~(7)式, 令(1)~(3)式中关于时间的导数为零, 可数值求得双稳环的稳态解. 下面我们用微扰法分析系统的稳定性.

以 N_{1s} 、 N_{2s} 、 S_s 表示 TBLD 的稳态解, 在此基础上施加微扰量,

$$N_1 = N_{1s} + \delta N_1,$$

$$N_2 = N_{2s} + \delta N_2, \quad (9)$$

$$S = S_s + \delta S,$$

式中 δN_1 、 δN_2 、 δS 分别表示各状态参数的微扰,

将(9)式代入(1)~(7)式中, 忽略二阶以上的高阶项, 化简后可得关于各微扰量的变化方程,

$$\frac{d\delta N_1}{dt} = -c_1 \delta N_1 - c_2 \delta S, \quad (10)$$

$$\frac{d\delta N_2}{dt} = -c_3 \delta N_2 - c_4 \delta S + c_5 \delta S(t - \tau), \quad (11)$$

$$\frac{d\delta S}{dt} = c_6 \delta N_1 + c_7 \delta N_2 + c_8 \delta S, \quad (12)$$

式中的系数 c_j ($j = 1, 2, \dots, 8$) 与稳态解及系统结构参数有关, 分别定义为

$$c_1 = \gamma_e(N_{1s}) + \gamma_e'(N_{1s})N_{1s} + G_1'(N_{1s})S_s,$$

$$c_2 = G_1'(N_{1s}),$$

$$c_3 = \gamma_e(N_{2s}) + \gamma_e'(N_{2s})N_{2s} + G_2'(N_{2s})S_s,$$

$$c_4 = G_2'(N_{2s}),$$

$$c_5 = k/qV_2,$$

$$c_6 = rS_s G_1'(N_{1s}) + r\beta R'(N_{1s}),$$

$$c_7 = (1-r)S_s G_2'(N_{2s}) + (1-r)\beta R'(N_{2s}),$$

$$c_8 = rG_1(N_{1s}) + (1-r)G_2(N_{2s}) - \gamma.$$

方程(10)~(12)具有下列形式的特解:

$$\delta N_1 = \delta N_{10} \exp(st),$$

$$\delta N_2 = \delta N_{20} \exp(st), \quad (13)$$

$$\delta S = \delta S_0 \exp(st),$$

式中 $s = \alpha + i\sigma$ 为特征值.

将 (13) 式代入方程 (10)–(12), 可得关于 δN_{10} , δN_{20} , δS_0 的线性齐次方程组, 其存在非平凡解的条件是系数行列式为零, 由此导出的特征方程为

$$D(s) = s^3 + as^2 + bs + c + \alpha(s + c_1) \exp(-s\tau) = 0, \quad (14)$$

式中各系数定义如下:

$$\begin{aligned} a &= c_1 + c_3 - c_8, \\ b &= -c_3c_8 - c_1c_8 + c_1c_3 + c_2c_6 + c_4c_7, \\ c &= -c_1c_3c_8 + c_1c_4c_7 + c_2c_3c_6, \\ d &= -c_5c_7. \end{aligned}$$

设 $s_m = \alpha_m + i\sigma_m$ 为实部取最大时的特征值, 则当 $\alpha_m > 0$ 时, 系统是不稳定的; 当 $\alpha_m < 0$ 时, 系统是渐进稳定的; 而 $\alpha_m = 0$ 对应于稳定与不稳定的边界. 另外, α_m 的大小可反映微扰的衰减 ($\alpha_m < 0$) 或增长 ($\alpha_m > 0$) 速率, $f_m = \sigma_m/2\pi$ 的大小对应于微扰的高阶弛豫振荡 ($\alpha_m < 0$) 或自脉动 ($\alpha_m > 0$) 频率. 由于 (14) 式是超越方程, 因而有无穷多解. 计算表明在 (α, σ) 平面上, 靠近坐标原点的特征值通常对应数量级为 10^9 – 10^{10} Hz 的振荡频率, 因此数值计算及分析系统稳定性时只需求出这一范围内的特征值即可.

3. 结果与讨论

数值模拟中所选参数如下: 中心波长 $\lambda_0 = 1.31 \mu\text{m}$, $V = 4 \times 10^{-16} \text{ m}^3$, $a_1 = 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, $a_2 = 6.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$, $N_{10} = N_{20} = 1.0 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $A = 1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $B = 1 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $C = 3 \times 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$, $\gamma = 4.92 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $r = 0.55$, $I_2 = 1 \text{ mA}$, $\Gamma = 0.3$, $v_g = 7.5 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\beta = 1 \times 10^{-5}$, $R = 0.32$, $L = 500 \mu\text{m}$. 下面首先给出不同反馈增益条件下的稳态双稳环形状, 然后利用 (14) 式分析反馈增益、延迟时间对双稳环的稳定程度和稳定区域的影响, 最后借助四阶 Runge-Kutta 法对 (1)–(7) 式作数值积分, 进一步说明所得结果的正确性.

图 2(a) 给出了反馈增益取不同值时 TBLD 的稳态双稳环形状. 为便于说明, 反馈增益取不同值时吸收区及增益区的载流子密度与增益区注入电流的稳态关系曲线也分别在图 2(b) (c) 中给出, 图中载流子密度相对于透明值作了归一化. 由图 2(a) 可知, 反馈增益对于上跳阈值的影响不大; 光电正反馈提高了双稳环上支的透过率, 同时减小了下跳阈值, 双

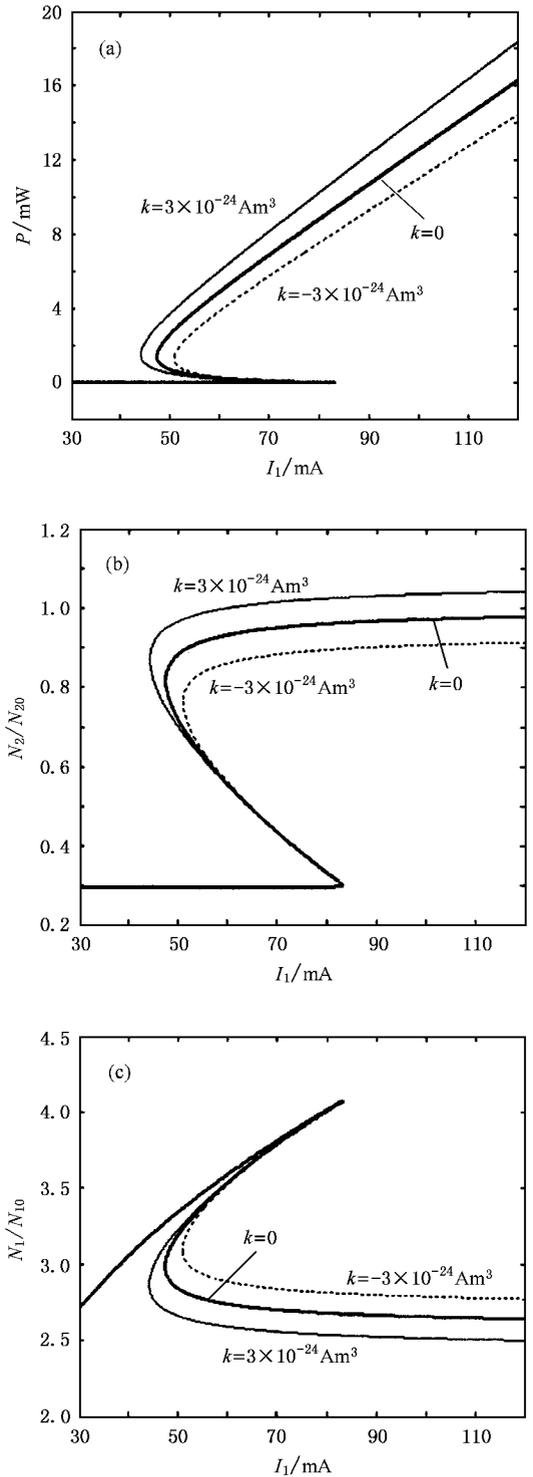


图 2 反馈增益取不同值时 TBLD 的稳态双稳环形状 (a) 吸收区载流子密度与增益区注入电流的稳态关系 (b) 和增益区载流子密度与增益区注入电流的稳态关系 (c)

稳环明显加宽, 而负反馈则相反. 原因在于: 正反馈是形成双稳的必要条件, 对于正光电反馈而言, 光子数密度与吸收区增益除了通过饱和吸收 (见图 2

(b)(c)形成的正反馈环外,还有通过反馈增益形成的附加正反馈环,两者的共同作用使双稳环较宽且上支的透过率较高,而负光电反馈则削弱了原有的饱和和吸收正反馈,因此双稳环较窄且上支的透过率较低。另外,输出光功率在上跳前的反馈过程处于自发辐射状态,腔内的光子数密度很少,反馈速率较慢,因此反馈增益对上跳阈值的影响不大。

图 3 示出了反馈增益取不同值时实部取最大的特征值随延迟时间的变化曲线。图 3 中 $I_1 = 118.2$ mA, 大于上跳阈值 $I_H \approx 83$ mA。图 3(a) 中的水平直线以上及以下分别表示非稳区及稳定区。总体而言,正光电反馈的 α_m 较小,表明其双稳环上支稳定区面积较大、稳定程度较强,而负光电反馈则相反。这可解释为 TBLD 的输出功率跳到双稳环上支时,激光器跃迁至激射状态,因而增益区的载流子密度及增益通过受激辐射突然饱和,由于正光电反馈对应的输出功率较高,因此饱和程度较深(见图 2(c))。同时,吸收区的载流子密度通过受激吸收突然饱和至接近透明的状态(见图 2(b)),对于光电正反馈,由于吸收区的总电流为正,因此稍高于透明值),且正光电反馈更容易接近这一状态。但由于增益区的载流子密度远超过吸收区,对增益的贡献起主导作用,因此正光电反馈对应的增益波动较弱,双稳环上支也较稳定。对于负光电反馈可做类似的解释。

由图 3 还可看出,反馈增益一定时,随着延迟时间的增大特征值实部及虚部均呈现出周期性变化的规律,或者说稳定区域及振荡频率呈周期性变化,且稳定区域越来越窄,不稳定区域越来越宽。注意到光子与载流子的暂态作用是周期性振荡,因而注入吸收区的反馈电流也会随延迟时间的增大呈周期性变化,输出功率的振荡幅度及频率将随之出现时而加强、时而削弱的现象。显然,若延迟时间较小,反馈电流与光子、载流子间的周期性作用更易匹配,但当延迟时间增大到一定程度时,这个条件将受到破坏,从而使系统由稳态与自脉动的周期交替过渡到准周期以至混沌等不稳定状态。

考虑到光电正反馈有利于双稳环的加宽,为整体把握延迟时间对稳定区域的影响,图 4 给出了正光电反馈条件下不同延迟时间对应的稳定区范围。图 4 中, $k = 3.0 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$, 未标示的区域为非稳区,两条竖线表示上跳及下跳阈值。一般情况下,介于上跳与下跳阈值之间的非稳区对应于双稳环的负斜率区及上支的部分区域,此时输出功率将在到达

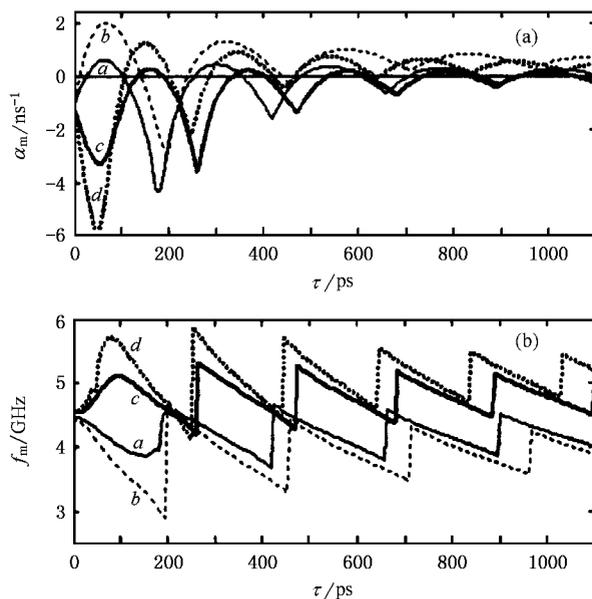


图 3 反馈增益取不同值时实部取最大的特征值随延迟时间 τ 的变化曲线 (a) 衰减速率 α_m 随 τ 的变化 (b) 振荡频率 f_m 随 τ 的变化。曲线 a: $k = -1.5 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$, 曲线 b: $k = -3 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$, 曲线 c: $k = 1.5 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$, 曲线 d: $k = 3 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$

稳定与非稳区的边界时提前下跳,其路径实际上是不会出现的,但它的存在使得有效双稳环宽明显变窄以至消失,因此对 TBLD 的开关特性不利。然而,结合图 3 与图 4 可知,若将延迟时间限制在一定的取值范围内(0—50 ps),不仅双稳环宽保持不变,还有利于减小弛豫振荡的影响及降低系统的误码率。另外,双稳环下支总是稳定的,若增益区注入电流超过上跳阈值,单稳与非稳区相间分布,且随着延迟时间的增大单稳区趋于缩小,非稳区则随之扩大。

为说明上述结果的正确性,我们利用(1)–(7)式作数值积分。

首先分析动态双稳特性。增益区注入电流取下列形式:

$$I_1 = I_{10} + \Delta I_H f(t - t_1) - \Delta I_L f(t - t_2), \quad (15)$$

式中, I_{10} 为偏置电流, t_1 及 t_2 为参考时刻, ΔI_H 及 ΔI_L 分别为正、负脉冲峰值电流相对于 I_{10} 的偏离量, f 表示脉冲形状,本文取方形波。图 5 给出了正光电反馈条件下 TBLD 的输入、输出波形。计算所用的数据为 $k = 3.0 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$, $\tau = 0$, $t_1 = 10 \text{ ns}$, $t_2 = 25 \text{ ns}$, $I_{10} = (I_L + I_H)/2$, $I_L = 44.2 \text{ mA}$ 为下跳阈值, $(I_{10} + \Delta I_H)/I_H = 1.1$, $I_{10} - \Delta I_L = 0$ 。由图 5 可知,当正脉冲到来时,光子数密度由于吸收饱和在上升沿到达上跳阈值时出现尖峰,此后即使正脉冲消失,只

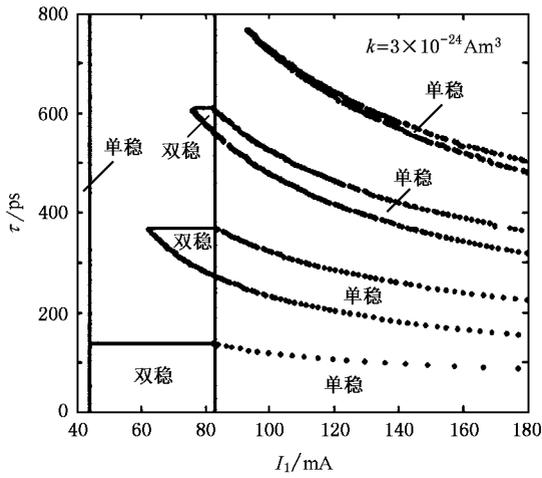


图 4 正光电反馈条件下不同延迟时间对应的稳定区范围(未标示的区域为非稳区)

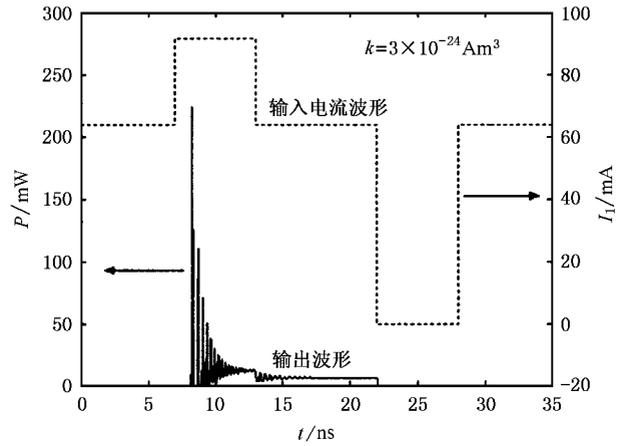


图 5 正光电反馈条件下 TBLD 的输入、输出波形

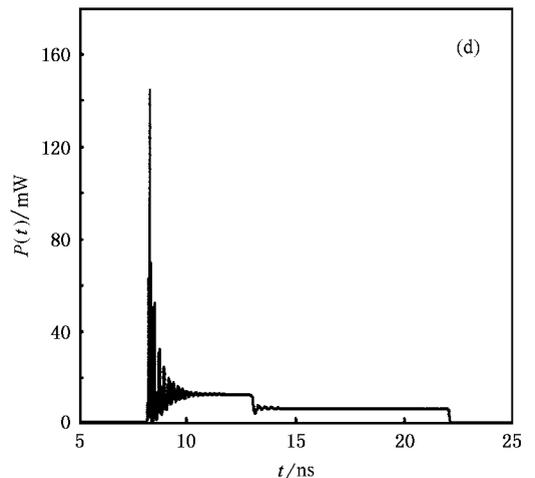
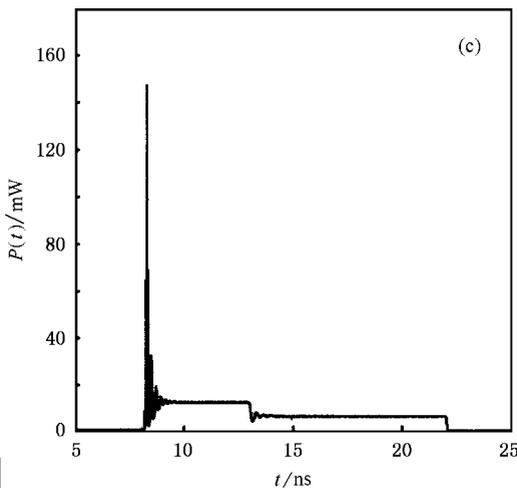
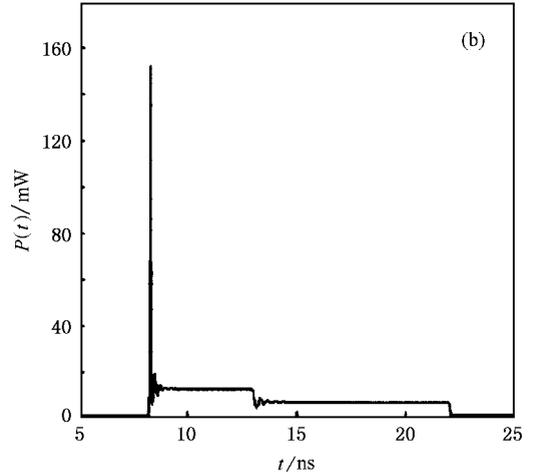
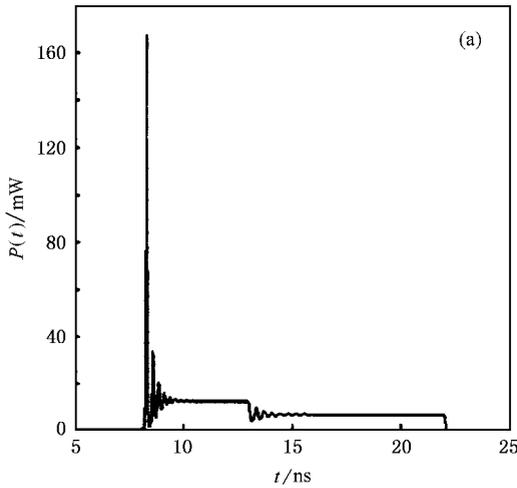


图 6 正光电反馈条件下不同延迟时间对应的输出波形 (a) $\tau = 25$ ps (b) $\tau = 50$ ps (c) $\tau = 75$ ps (d) $\tau = 100$ ps

要保证注入电流有一定的偏置,输出脉冲也会在经历一弛豫振荡后稳定在双稳环的上支,维持较高的

透过率;反之,负脉冲到来时,光子数密度由于吸收恢复在下降沿到达下跳阈值时跃迁至自发辐射态.同样,即使取消负脉冲,输出脉冲也会稳定在双稳环的下支,维持较低的透过率.图6给出了不同延迟时间对应的输出波形.比较图5和图6可知,延迟时间增至约50 ps时,弛豫振荡幅度得到明显抑制,继续增大延迟时间弛豫振荡又逐渐加剧.这一现象与图3、图4的结论相符.

下面分析不稳定性.图7给出了负光电反馈条件下不同延迟时间对应的输出功率峰值序列.其中 $k = -1.5 \times 10^{-24} \text{ Am}^3$, $I_1 = 118.2 \text{ mA}$.从图7可以看出,当延迟时间位于区间 $[0, 21]$ $[112, 245]$ $[402, 470]$ $[626, 700]$ $[874, 925]$ (单位为 ps) 时,输出功率

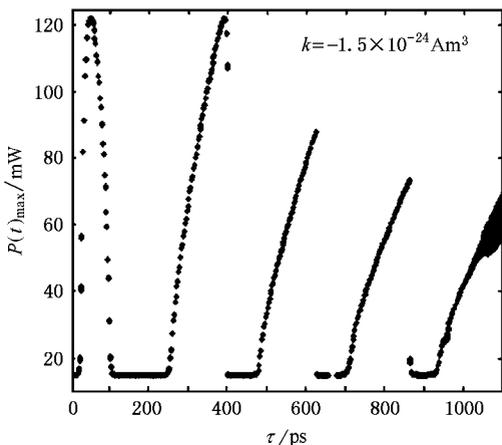


图7 负光电反馈条件下不同延迟时间对应的输出功率峰值序列

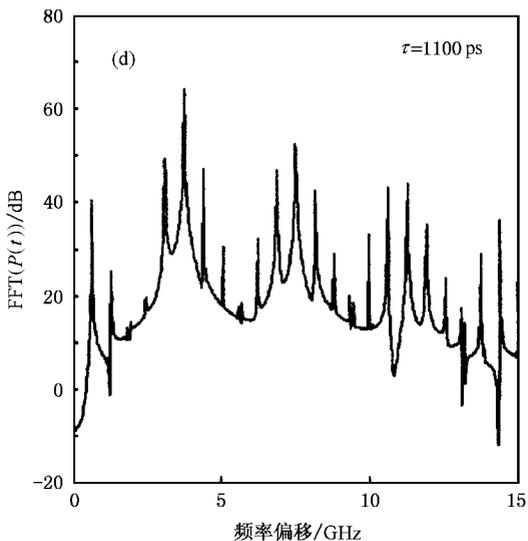
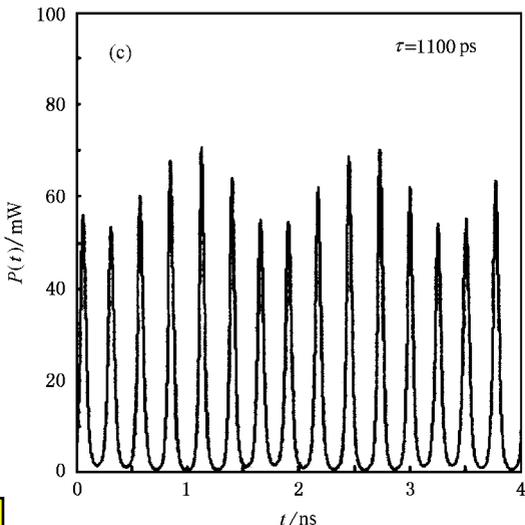
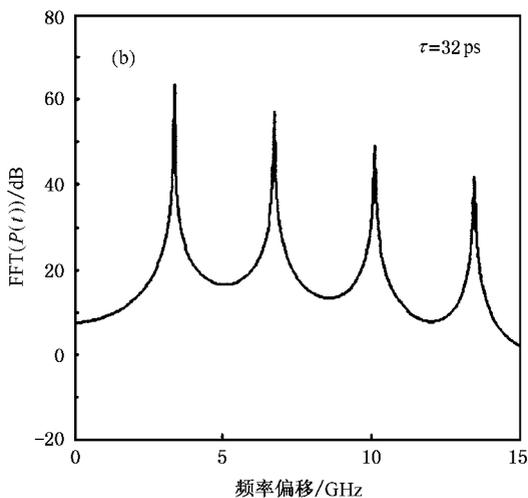
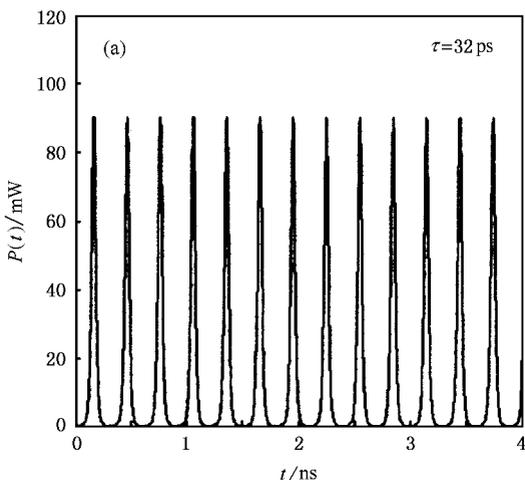


图8 负光电反馈条件下不同延迟时间对应的时间序列(a)(c)及由快速傅里叶变换(FFT)得到的功率谱(b)(d)

最终趋于稳定.其余区域大多处于自脉动状态,且随

着延迟时间的增大,稳定区间缩小、不稳定区间扩

大.从图 7 还可看出,自脉动的幅度总体呈下降趋势,表明每一区间的最大特征值实部依次递减.值得指出的是,当延迟时间超过约 1020 ps 时,系统进入准周期状态,表明此时存在多个实部取正的特征值.从某种意义上看,特征方程的周期性特点决定了系统存在多种可能的振荡模式,最终表现出的弛豫振荡、自脉动、准周期等状态是这些模式相互竞争的结果.图 8 给出了不同延迟时间对应的时间序列及其功率谱.从图 8 可以看出,延迟时间取 32 ps 时,系统处于规则的高频自脉动状态;而当延迟时间为 1100 ps 时,输出功率谱中新增了基频为 650 MHz 的谐波分量,表明系统处于准周期态.这些现象与上述分析基本一致.

4. 结 论

本文从速率方程模型出发,提出一种将延时光电反馈引入 TBLD 的吸收区,从而达到控制其双稳及自脉动特性的方案.还利用线性稳定性分析,研究了反馈增益及延迟时间对 TBLD 双稳及不稳定特性的控制作用.结果表明:TBLD 的稳定区域随延迟时间呈周期性变化;双稳区域随延迟时间的增大而变窄;在一定的取值范围内,增大延迟时间有利于增强双稳的稳定性,负反馈更容易出现不稳定性.这些结论为 TBLD 的优化控制提供了理论依据.

-
- [1] Tsang W T, Olsson N A, Logan R A 1983 *IEEE J. Quantum Electron.* **19** 1621
- [2] Jinn M, Matsumoto T 1992 *J. Lightwave Technol.* **10** 448
- [3] Harder C, Lau K Y, Yariv A 1982 *IEEE J. Quantum Electron.* **18** 1351
- [4] Ueno M, Lang R 1985 *J. Appl. Phys.* **58** 1689
- [5] Chen J, Wu Z, Xia G 1995 *Opt. Lett.* **20** 1298
- [6] Liu H F, Hashimoto Y, Kamiya T 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 43
- [7] Xia G, Wu Z, Chen J *et al* 1997 *J. Opt. (Paris)* **28** 125
- [8] Shoji H, Arakawa Y, Fujii Y 1990 *J. Lightwave Technol.* **8** 1630
- [9] Okada M, Kikuchi H, Takizawa K *et al* 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 109
- [10] Duan G H, Landais P, Jacquet J 1994 *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 2507
- [11] Uenohara H, Takahashi R, Kawamura Y *et al* 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 873
- [12] Madhan M G, Vaya P R, Gunasekaran N 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 380
- [13] Wang X H, Li G F, Hong J *et al* 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 2030
- [14] Smith P W, Turner F N, Maloney P J 1978 *IEEE J. Quantum Electron.* **14** 207
- [15] Okada M, Takizawa K 1981 *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 517
- [16] Okada M, Takizawa K 1981 *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 2135
- [17] Petersen P M, Ravn J N, Skettrup T 1984 *IEEE J. Quantum Electron.* **20** 690
- [18] Sharaf K, Ibrahim M M 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1347
- [19] Ohtsu M, Tabuchi N 1988 *J. Lightwave Technol.* **6** 357
- [20] Agrawal G P, Dutta N K 1993 *Semiconductor Lasers* (New York: Van Nostrand Reinhold)

Controlling the bistability and self-pulsation characteristics of two-segment bistable laser diode based on delayed optoelectronic feedback^{*}

Jia Xin-Hong¹⁾ Wu Zheng-Mao^{1,2)} Lin Xiao-Dong¹⁾ Bai Xi¹⁾ Xia Guang-Qiong^{1,2)†}

¹⁾*(School of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 400715, China)*

²⁾*(Key Laboratory for Optoelectronic Technology and System of Ministry of Education, Chongqing University, Chongqing 400044, China)*

(Received 12 November 2004; revised manuscript received 20 January 2005)

Abstract

In this paper, the delayed optoelectronic feedback is introduced to the absorption region in order to control the bistability and self-pulsation characteristics of the two-segment bistable laser diode (TBLD). The rate equations have been used to model numerically the effects of feedback gain and delay time. The results show that the stable region of TBLD varies periodically with the delayed time; the bistable region shrinks with increasing delay time; the stability can be enhanced at certain values of delayed time, and the instability can be reached more easily for negative optoelectronic delayed feedback.

Keywords : two-segment bistable laser diode, dynamic bistability, self-pulsation, delayed optoelectronic feedback

PACC : 4265P, 4280W, 4255P

^{*} Project supported by the Key Program of Science and Technology of Ministry of Education, China (Grant No. 03140) and the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. 2003-7983).

[†] Corresponding author. E-mail: gqxia@swnu.edu.cn