

短外腔偏振旋转光反馈下 1550 nm 垂直腔面发射激光器的动力学特性研究*

王小发^{1)†} 李骏²⁾

1)(重庆邮电大学光电工程学院, 重庆 400065)

2)(重庆医药高等专科学校基础部, 重庆 401331)

(2013年8月2日收到; 2013年8月29日收到修改稿)

基于扩展的自旋反转模型, 对短外腔偏振旋转光反馈下 1550 nm 垂直腔面发射激光器的动力学特性进行了数值仿真和理论分析. 研究表明: 增加反馈强度会导致多个偏振开关现象出现, 中等反馈强度下呈现丰富的动力学状态, 譬如单周期、倍周期、准周期及混沌态, 增加注入电流使 Y 方向线偏振模的工作区域被压缩; 随着反馈延迟时间的增加, 在弱光反馈时, 偏振模跳变现象将会以特定的频率发生, 施加中等的反馈强度将会导致模式跳变的频率增加, 并且出现各种新的动力学状态, 包括拍频单周期、拍频脉冲包络、拍频准周期和拍频混沌态. 新动力学行为的出现是由于短外腔区激光器的动力学特性对相位变化非常敏感, 从而使外腔模式间的拍频效应发挥了关键作用. 此外还发现各种动力学状态之间会伴随模式间的跳变而发生相互跳变.

关键词: 1550 nm 垂直腔面发射激光器, 短外腔, 偏振旋转光反馈, 动力学特性

PACS: 42.55.Px, 42.81.Gs, 42.65.Sf

DOI: 10.7498/aps.63.014203

1 引言

20 世纪 80 年代以来, 半导体激光器的非线性动力学获得了广泛关注, 其中单周期、倍周期、准周期、混沌等各种动力学状态以及产生混沌的各种路径都获得了较好的研究^[1-5]. 在相关应用领域, 研究进展尤为突出的是光混沌保密通信技术, 利用延时光反馈(或光电反馈)^[6-13]、光注入^[14-17]等手段获得混沌保密通信中所需的具有宽带宽、平坦功率谱、衰减迅速的自相关系数、高维度的李雅普若夫指数以及高信息熵值的混沌载波是当前研究的热点问题, 目前相关实验室已经成功实现了光混沌保密通信的稳定运行^[18]. 就具体的外腔延时光反馈系统而言, 外腔长度是影响动力学特性的一个重要因素. 一般情况下按外腔频率(ν_{EC})与激光器自由运行时的弛豫振荡频率(ν_{RO})的关系来划分,

可以将延时光反馈分为两个区域: 短外腔区(short cavity regime, SCR)($\nu_{EC} \geq \nu_{RO}$)和长外腔区(long cavity regime, LCR)($\nu_{EC} < \nu_{RO}$)^[19-21]. 到目前为止, 大数多的研究集中在 LCR 区, 在该区中, 中等反馈强度和中等偏置电流下就能够获得混沌保密通信所需的混沌载波. 但是出于安全性和实际应用的要求, 必须对 LCR 区存在的两个主要缺陷(即长的自相关时间和有限的带宽)进行权衡, 而这两个缺陷在 SCR 区却能够完全被克服, 原因是由于 SCR 区具有更短的外腔长度, 即外腔往返时间可以和 ν_{RO} 的周期接近、甚至更短. 因此在 SCR 区, 激光器输出的动力学状态由于更加依赖于外腔长度, 能呈现更为丰富的动力学状态(比如会出现规则的脉冲包络现象)^[21]. 此外, SCR 区还能产生超高维度的混沌态^[22], 因此与 LCR 区相比, 该区具有更广泛的应用价值.

* 国家自然科学基金(批准号: 11304409)、重庆市自然科学基金(批准号: CSTC2013icyjA40004)和重庆邮电大学自然科学基金(批准号: A2012-24)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangxf@cqupt.edu.cn

在早期的研究中,用于开展动力学特征相关研究的半导体激光器主要为传统的边发射半导体激光器(edge-emitting lasers, EELs)^[21].然而由于EELs在实际应用中存在固有的缺陷,研究热点逐渐转移向新兴的垂直腔面发射激光器(vertical-cavity surface-emitting lasers, VCSELs).VCSELs因其具有低阈值电流、易于实现单纵模光输出、大的调制带宽、圆形光输出、易集成而形成激光阵列、且制作成本低廉等优势,有望在很大范围内取代传统的EELs^[23-27].但是由于VCSELs有源区中存在弱的各向异性,常常会发射两相互正交的线偏振光之一,因此动力学中会呈现复杂的偏振特性.目前各种延时光反馈下850 nm VCSELs的动力学特性已经获得了广泛研究,该器件已经成为偏振混沌的理想激发源^[27].但是长波长VCSELs的研究才刚刚开始,最近激光波长位于硅基光纤最小损耗窗(1550 nm波段)的VCSELs在制造工艺方面取得了突破性进展^[28],初步研究结果揭示长波长VCSELs与短波长VCSELs在结构和输出特性上存在较大差异:特别是两线偏振模之间的频率间隔(由线性双折射因子 γ_p 引起)相差较大(长波长比短波长大几十倍),这导致1550 nm VCSELs在自由运行时很难观察到短波长中常见的偏振开关(polarization switching, PS)现象^[29];同时,在偏振保持光反馈或正交偏振光反馈下未能观察到短波长VCSELs中常见的偏振模跳变现象^[30-32].偏振旋转光反馈(polarization-rotated optical feedback, PROF)不同于上述的两种光反馈方式,一般利用线偏振光两次经过四分之一波片使振动方向发生90°旋转后再反馈回腔内.应用PROF已经成功在850 nm VCSELs中已经获得了好的混沌载波^[33].最近,利用PROF作用下1550 nm VCSELs产生的单周期

态,在光载无线技术上的应用而获得了相当多的关注^[34].然而对于其他类型的动力学状态(诸如准周期、倍周期、混沌、PS等)还缺乏深入的研究,且文献^[34]中考虑的外腔长度也仅是固定在LCR区的定值,对SCR区的各种动力学特性还缺乏了解.基于此,本文扩展了描述VCSELs偏振特性的自旋反转模型(spin-flip model, SFM),数值研究了SCR区偏振旋转光反馈下1550 nm VCSELs的动力学特性,通过改变激光器的外腔长度、反馈系数以及注入偏置电流等参量,获取描述各种动力学特性的分岔图谱,同时通过对具体的时间序列和功率谱的分析获取各种具体的动力学状态.本文的研究结果有助于了解SCR区PORF作用下1550 nm VCSELs中可能出现的动力学状态,并且有望在光混沌保密通信和光信息处理领域中获得广泛应用.

2 系统模型

图1为短外腔偏振旋转光反馈下1550 nm VCSEL的动力学系统模型.长波长垂直腔面发射激光器(1550 nm VCSEL)发出的光经过四分之一波片($\lambda/4$)后,通过反射率可变的反射镜(VRM)(VRM镜通过纳米量级的高精度压电陶瓷定位装置进行精确定位)分为两部分:一部分被反射,另一部分透射.反射光部分沿原路返回,再经过一次四分之一波片后,实现两线偏振光的振动方向旋转90°角,从而实现偏振旋转光反馈,另一部分透射光再经过另一四分之一波片后,两线偏振光的振动方向也发生90°角的旋转.再经过分束器(BS)分成两束,其中一束光用于功率计(PM)探测功率,另一束光再经过二分之一波片($\lambda/2$)使线偏振光再旋转90°角,

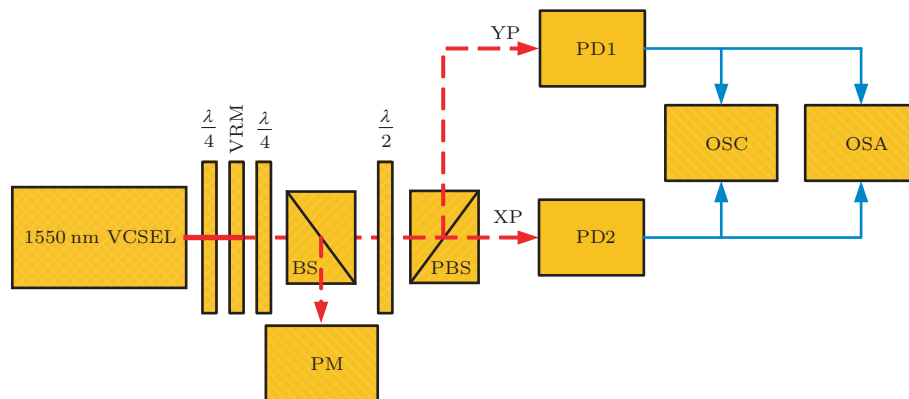


图1 短外腔偏振旋转光反馈下1550 nm VCSEL的动力学系统模型

振动方向回到最初的状态. 经过偏振分束器 (PBS) 后将两相互正交的线偏振光分开成 X 方向线偏振模 (XP) 和 Y 方向线偏振模 (YP), 两束线偏振光分别经过光电探测器 PD₁ 和 PD₂ 后, 进入示波器 (OSC) 和光谱仪 (OSA) 进行输出波形和光谱特性的分析. 图中红色虚线表示实际光路, 蓝色实线代表电路.

3 理论

根据自旋反转模型 (SFM) [23], 描述偏振旋转光反馈下 1550 nm VCSEL 的速率方程为 [33,34]

$$\begin{aligned} \frac{dE_x}{dt} &= k(1 + i\alpha)[(N - 1)E_x + inE_y] \\ &\quad - (\gamma_a + i\gamma_p)E_x + \eta E_y(t - \tau) \exp(-i\omega\tau) \\ &\quad + \sqrt{\beta_{sp}/2}[\sqrt{N + n}\xi_1(t) + \sqrt{N - n}\xi_2(t)], \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_y}{dt} &= k(1 + i\alpha)[(N - 1)E_y - inE_x] \\ &\quad + (\gamma_a + i\gamma_p)E_y + \eta E_x(t - \tau) \exp(-i\omega\tau) \\ &\quad - i\sqrt{\beta_{sp}/2}[\sqrt{N + n}\xi_1(t) - \sqrt{N - n}\xi_2(t)], \quad (2) \end{aligned}$$

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_N\{\mu - N(1 + P) - in(E_y E_x^* - E_x E_y^*)\}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -\gamma_s n - \gamma_N[nP + iN(E_y E_x^* - E_x E_y^*)], \quad (4) \end{aligned}$$

其中, 下标 x, y 分别表示 X, Y 线偏振模, t 为运行时间, E 表示光场的慢变振幅, N 为总的载流子密度, n 为两自旋反转载流子密度的差值, η 为光反馈系数, τ 为光反馈的延迟时间, ω 为激光器自由运行时的角频率, k 为光场衰减率, α 为线宽增强因子, γ_s 为自旋反转速率, γ_N 为总的载流子衰减率, γ_a 代表线性色散效应, γ_p 代表有源介质线性双折射效应, μ 为以阈值电流进行归一化后的注入电流, $P = |E_x|^2 + |E_y|^2$ 为归一化输出功率, β_{sp} 为自发辐射噪声强度, $\xi_{1,2}(t)$ 为带零平和时间相关性为 $\langle \xi_i(t)\xi_j^*(t') \rangle = 2\delta_{ij}\delta(t - t')$ 的高斯白噪声 [35].

4 结果与讨论

利用四阶 Runge-Kutta 方法对 (1)–(4) 式进行数值求解, 数值模拟中用到的参数取值如

下 [36]: $\alpha = 2.2$, $\gamma_s = 1000 \text{ ns}^{-1}$, $k = 125 \text{ ns}^{-1}$, $\gamma_p = 192 \text{ ns}^{-1}$, $\gamma_a = 0.02 \text{ ns}^{-1}$, $\gamma_N = 0.67 \text{ ns}^{-1}$, $\omega = 1.22 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ (对应的中心波长为 1543 nm), $\beta_{sp} = 10^{-6} \text{ ns}^{-1}$, 在文献 [36] 中已经证实上述参数与实验结果符合较好, 计算过程中时间步长为 0.5 ps. 同时为了满足 SCR 区工作条件: $\nu_{EC} \geq \nu_{RO}$, 应适当控制 μ 值的大小 ($\nu_{RO} = \sqrt{2k\gamma_N(\mu - 1)}/2\pi$).

图 2 为自由运行时 1550 nm VCSELs 输出平均功率 P_a 随 μ 的变化关系. 图中 P_a 值是对 1 ns 的时间序列取平均, 从图中可以看出, 激光器在上述参数条件下自由运行时, 在 8 倍阈值电流以下 YP 模始终占主导, 且无 PS 现象发生, 这是由于两线偏振模模式间隔较大造成的. 此外, 激光器始终保持在基横模状态下运行.

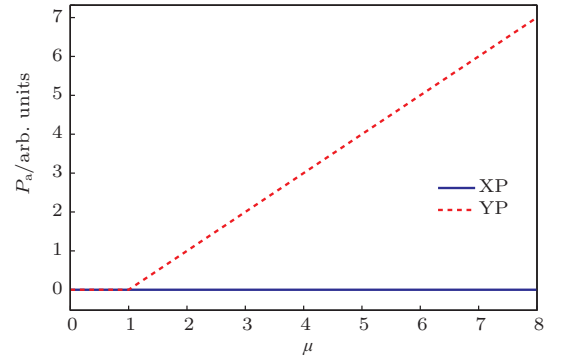


图 2 激光器自由运行时的平均功率 P_a 随 μ 的变化关系 (图中蓝色实线代表 XP 模, 红色虚线为 YP 模)

分岔图是描述混沌产生的路径以及各种动力学状态最直观的表现形式, 在 SCR 区, 影响 PROP 作用下 1550 nm VCSEL 动力学特性的因素较多. 下面着重考虑反馈系数 η 和外腔延迟时间 τ 这两个因素对动力学特性的作用规律, 并以它们作为分岔图的变量, 同时对其相应的时间序列和功率谱进行分析, 判断出具体的动力学状态.

4.1 反馈系数 η 为分岔图变量的动力学特性

4.1.1 改变注入电流 μ 时, 反馈系数 η 为变量的分岔动态特性

图 3 为固定 $\tau = 0.1 \text{ ns}$, 不同 μ 值时 η 关于功率极值 (P_{\max} 和 P_{\min}) 的分岔图. 从图中可以看出, η 的变化范围为 0–100 ns^{-1} , 考察的 η 范围包括了常见的三个区域: 弱光反馈 (0–10 ns^{-1})、中等反馈 (10–50 ns^{-1}) 和强光反馈 ($\geq 50 \text{ ns}^{-1}$). 随着 η

值的逐渐增加, XP 模和 YP 模之间会发生多次相互转化, 出现多个 PS 现象. 除弱光反馈区, 发生 PS 现象的 η 值还会随 μ 值的变化而变化, 弱光反馈区中 XP 模和 YP 模只呈现稳定态; 在中等反馈区, XP 模和 YP 模的动力学特性最为复杂, 除发生多次 PS 现象外, YP 模还呈现一条从单周期到倍周期, 再到混沌态的路径, 如图 3(a), (b) 和 (c) 所

示. 相比而言, XP 模能呈现更为标准的霍普分岔结构, 但其要求更高的 η 值, 如图 3(b), (c) 和 (d) 所示. 同时, 增加 μ 值会导致该区域 YP 模工作的 η 值区间被压缩, 如图 3(a), (b), (c) 和 (d) 所示; 在强光反馈区, 与中等反馈区相比动力学特性变得相对简单, XP 模和 YP 模共存态及混沌态出现的 η 值区间较小.

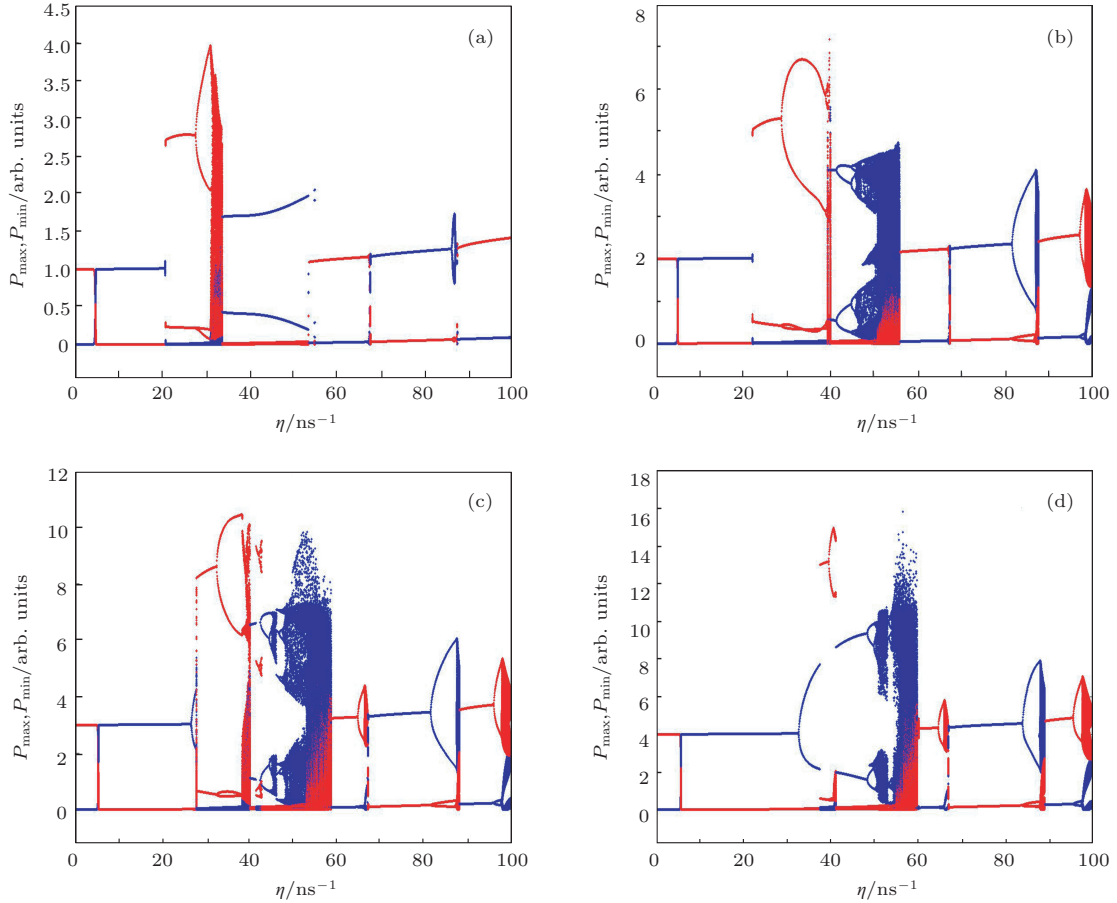


图3 固定 $\tau = 0.1$ ns, 不同 μ 值时 η 关于功率极值 (P_{\max} 和 P_{\min}) 的分岔图 (图中蓝色实心圆点为 XP 模, 红色实心圆点为 YP 模)

4.1.2 改变反馈系数 η 时, 各种动力学状态的时间序列和功率谱

为了进一步了解具体的动力学特性, 通过选取特殊反馈系数下动力学状态的时间序列和功率谱进行分析. 图 4 为固定 $\mu = 4$ 和 $\tau = 0.1$ ns 时, 改变 η 值获得的不同动力学状态的时间序列和功率谱. 从图 4(a) 时间序列中可以看出, XP 模和 YP 模都为单周期态, 且两偏振模式的相位相同, 工作频率都为 3.24 GHz. 但是 YP 模的输出功率 (P_y) 要比 XP 模的输出功率 (P_x) 要大得多, 基本可以看成 YP 模占主导. 图 4(b) 中 XP 模和 YP 模都呈现倍

周期态, 与图 4(a) 类似, YP 模输出功率占主导, 从功率谱中可以看出, 除了频率为 3.22 GHz 的主峰外, 在左边还有一频率为 1.61 GHz 次峰. 图 4(c) 中 XP 模和 YP 模都呈准周期态, 与图 4(b) 相反, XP 模在输出功率上占主导. 从功率谱中可以看出, 除了和弛豫振荡频率相当接近 ($\nu_{RO} = 3.57$ GHz) 的主峰频率 (3.44 GHz) 外, 在左边还有两个次峰, 频率分别为 1.72 GHz 和 2.6 GHz, 因此在时间序列上呈现三个不同的周期. 图 4(d) 中, XP 模和 YP 模呈现混沌态, 且输出功率的峰值相差不大, 属于两模共存状态, 但是从功率谱上可以看出, XP 模的功率谱更加平坦, 带宽更宽.

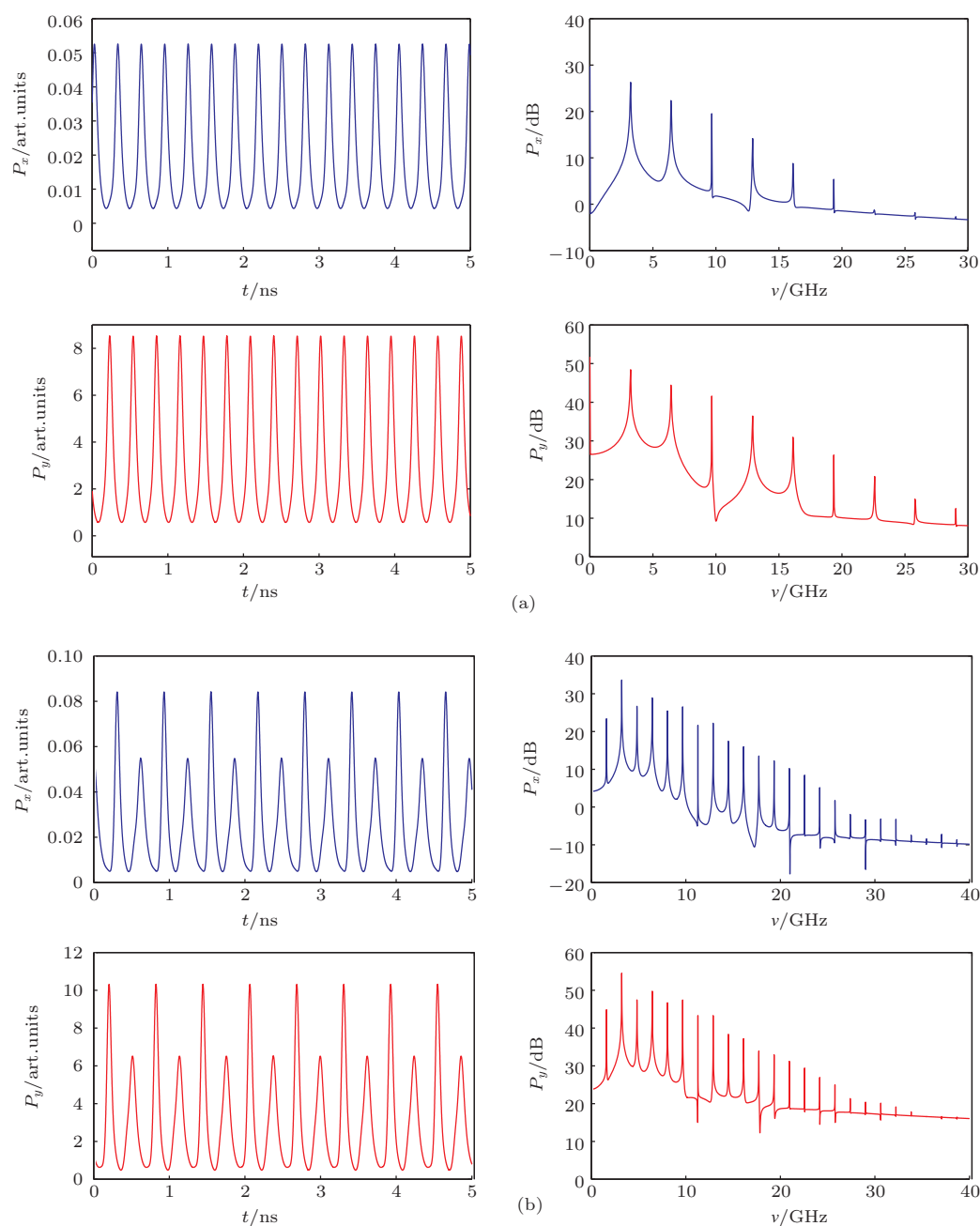
4.2 反馈延迟时间 τ 为分岔图变量的动力学特性

在 SCR 区, 外腔长度决定了反馈的延迟时间, 通过把 τ 作为分岔图的变量可以很好地了解外腔长度对激光器输出动力学特性的影响.

4.2.1 改变反馈强度 η 时, 延迟时间 τ 为变量的分岔动态特性

图 5 为固定 $\mu = 4$, 不同反馈强度下 τ 关于 P_{\max} 和 P_{\min} 的分岔图. τ 的变化范围为 (0.001—0.25 ns), 相应于外腔长度 (0.15—37.5 mm), 考察

的延迟时间范围满足 SCR 区的工作条件. 从图 5(a) 中可以看出, 弱光反馈 ($\eta = 5 \text{ ns}^{-1}$) 时, 在 τ 的变化范围内, XP 模和 YP 模都呈现稳态, 但是两偏振模之间以一定的频率发生跳变, 每次跳变的时间间隔约为 0.01 ns, 若以 1 ns 的时间作为参考时间, 则在参考时间内发生模式跳变的频率为 100 Hz. 其次, 随着反馈系数增加到 $\eta = 15 \text{ ns}^{-1}$, 如图 5(b) 所示, XP 模和 YP 模输出功率略有波动, 呈现准稳态, 但是模式跳变发生的频率值增加, 并且跳变呈现出多频趋势. 随着 η 值的进一步增加, 如图 5(c) 和 (d) 所示, XP 模和 YP 模呈现出各种动力学状态, 但是各种状态之间并没有形成完整的霍普



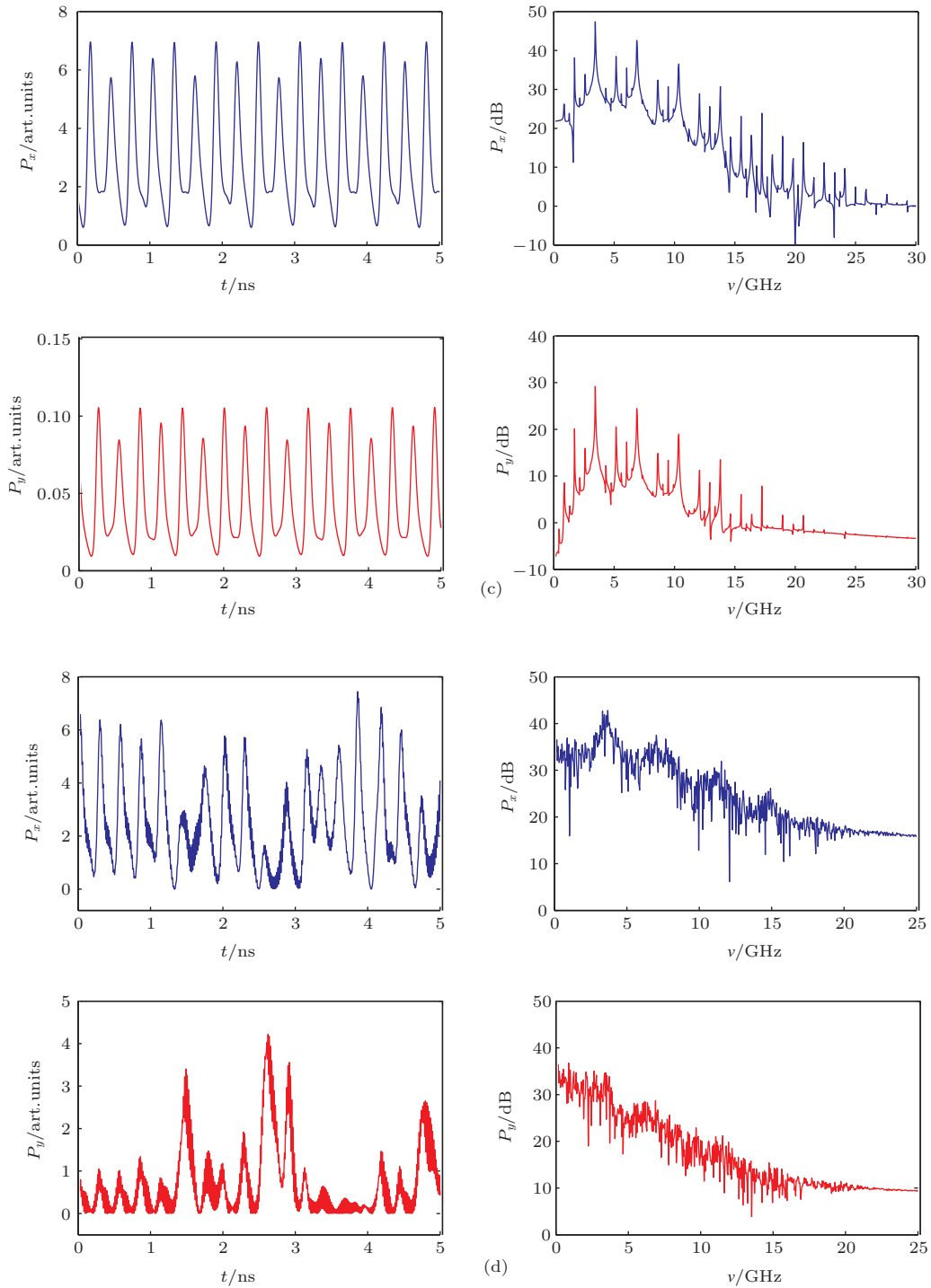


图4 固定 $\mu = 4$ 和 $\tau = 0.1$ ns 时, 不同动力学状态的时间序列和功率谱 (蓝色实线为 XP 模, 红色实线为 YP 模)
 (a) 单周期 ($\eta = 31 \text{ ns}^{-1}$); (b) 倍周期 ($\eta = 36 \text{ ns}^{-1}$); (c) 准周期 ($\eta = 45 \text{ ns}^{-1}$); (d) 混沌态 ($\eta = 57 \text{ ns}^{-1}$)

分岔结构, 彼此是以跳变的形式出现, 且始终伴随着模式跳变的出现.

4.2.2 改变延迟时间 τ 时, 各种动力学状态的时间序列和功率谱

在 SCR 区, 动力学状态非常丰富, 除了常见的单周期、倍周期、准周期、混沌及 PS 外. 通过改变 τ 值, 由于相位变化引起的外腔模式间的拍频效应,

导致了一些其他的动力学状态出现. 图 6 为中等反馈强度下 ($\eta = 35 \text{ ns}^{-1}$), 不同 τ 时各种动力学状态的时间序列和功率谱. 图 6(a) 中 XP 模和 YP 模都呈现拍频单周期态, 这种单周期不同于图 4(a) 中的单周期, 首先是功率谱中除了 3.38 GHz 基频信号外, 还含有 61.70 GHz 的拍频信号. 图 6(b) 中 XP 模和 YP 模都呈现拍频脉冲包络态, 但是 XP 模和

YP 模的输出波形呈现反相特性. 功率谱中除了低频脉冲包络 (140 MHz) 信号外, 还含有频率为 3.45

GHz 的信号 (接近 ν_{RO}) 和 60.18 GHz 的拍频信号. 图 6 (c) 中 XP 模和 YP 模呈现拍频准周期态, 两偏

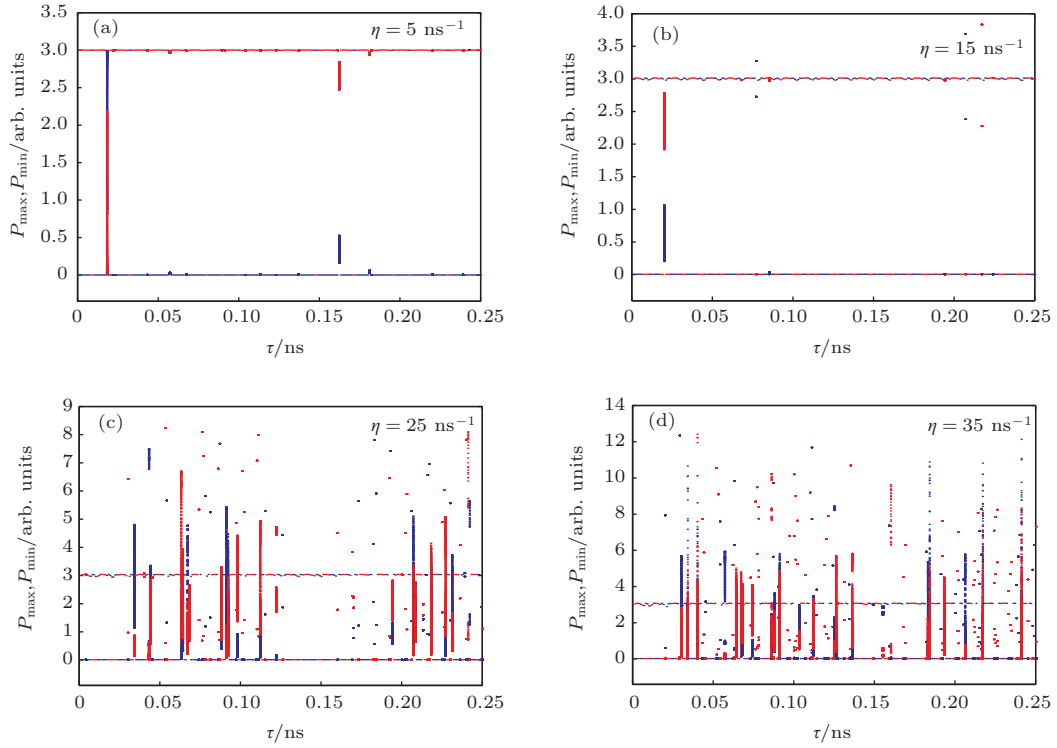
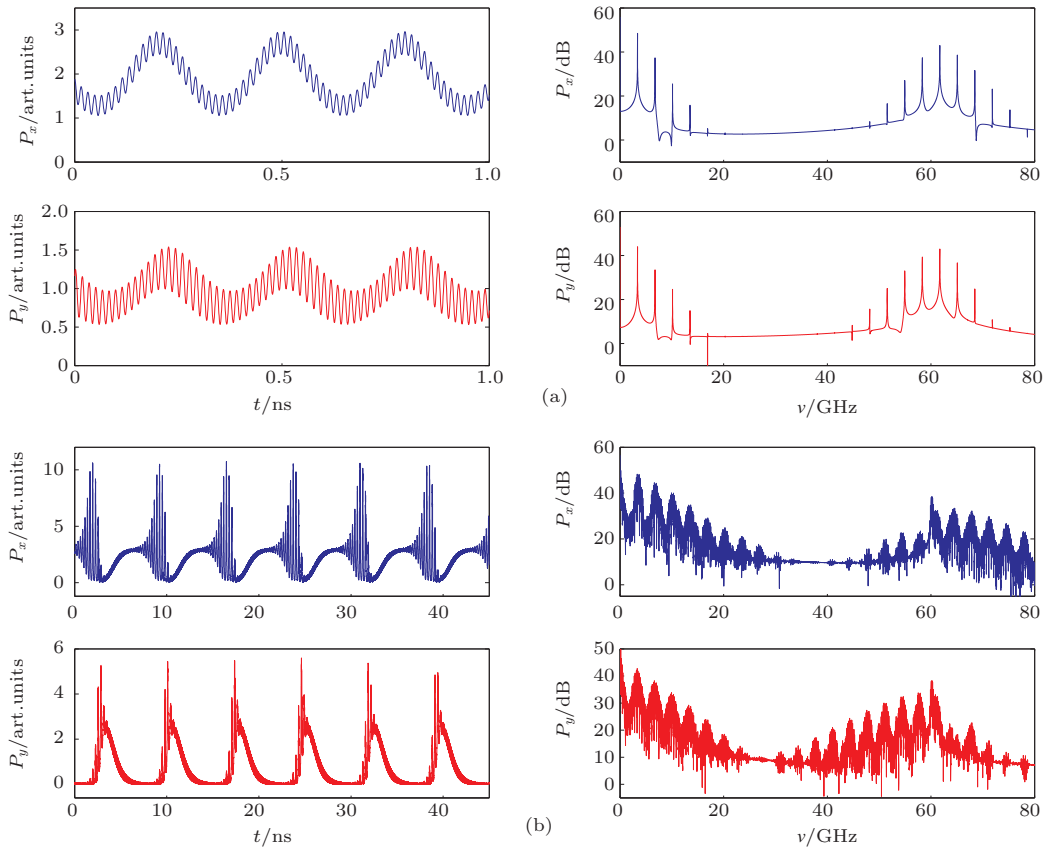


图 5 固定 $\mu = 4$, 不同反馈强度下 τ 关于 P_{\max} 和 P_{\min} 的分岔图 (图中蓝色实心圆点为 XP 模, 红色实心圆点为 YP 模)



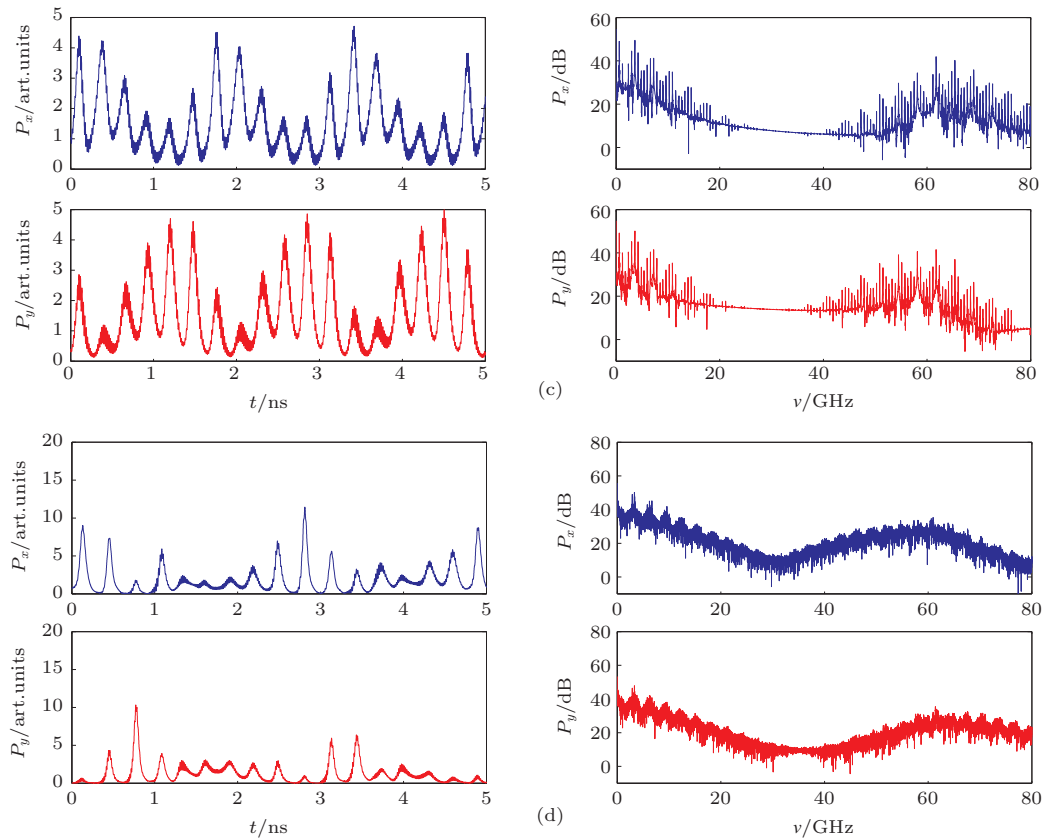


图6 中等反馈强度下 ($\eta = 35 \text{ ns}^{-1}$), 不同 τ 时各种动力学状态的时间序列和功率谱 (图中蓝色实线为 XP 模, 红色实线为 YP 模) (a) 拍频单周期 ($\tau = 0.103 \text{ ns}$); (b) 拍频脉冲包络 ($\tau = 0.034 \text{ ns}$); (c) 拍频准周期 ($\tau = 0.064 \text{ ns}$); (d) 拍频混沌 ($\tau = 0.241 \text{ ns}$)

振模出现失相现象, 但两模依然处在共存状态. 从功率谱上可以看出, 除 3.63 GHz 的基频和相关谐波信号外, 还有 61.78 GHz 的拍频信号. 图 6(d) 为拍频混沌态, 功率谱中除了较低频率的混沌信号外, 还包含了以 60 GHz 为中心频率的高频混沌信号.

5 结 论

基于扩展的 SFM 模型, 本文对短外腔偏振旋转光反馈下 1550 nm 垂直腔面发射激光器的动力学特性进行了理论研究. 研究表明: 在短外腔区, 增加反馈强度会导致多个 PS 现象出现, 中等反馈强度下的动力学特性最为丰富, 呈现单周期、倍周期、准周期及混沌态, 增加注入电流会导致该区中 Y 方向偏振模的工作区域被压缩; 随着反馈延迟时间的增加, 在弱光反馈时, 两偏振模之间会以一定的频率发生跳变, 在中等反馈强度下会导致模式跳变的频率值增加, 并出现各种新的动力学特征, 包括拍频单周期、拍频脉冲包络、拍频准周期和拍

频混沌. 新动力学行为的出现是由于在短外腔区激光器的动力学特性对相位变化非常敏感, 从而使外腔模式间的拍频效应起了重要作用. 此外还发现改变延迟时间会使各种动力学状态之间发生相互跳变. 与已往的报道相比, 本文中的偏振模跳变和多个 PS 现象还是首次在 1550 nm VCSELs 中被提出, 与拍频相关的动力学特性也还未见报道. 但是由于实验室微机运行速度的限制, 本文中未能对更小延迟时间 (小于 0.001 ns) 下的动力学特性进行模拟仿真, 下一步的工作将着手提高延迟时间的计算精度, 从而揭示文中动力学状态之间发生跳变的具体演化规律.

参考文献

- [1] Mørk J, Mark J, Tromborg B 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1999
- [2] Dente G C, Durkin P S, Wilson K A, Moeller C E 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 2441
- [3] Lenstra D, Bverbeek B H, Den Boff A J 1985 *IEEE J. Quantum Electron.* **21** 674
- [4] Wang C L, Wu J, Lin J T 2002 *Chin. Phys.* **11** 1033

- [5] Wang C L, Wu J, Lin J T 2003 *Chin. Phys.* **12** 1120
- [6] Liu S F, Xia G Q, Wu J G, Li L F, Wu Z M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1502 (in Chinese)[刘胜芳, 夏光琼, 吴加贵, 李林福, 吴正茂 2008 物理学报 **57** 1502]
- [7] Zhang X J, Wang B J, Yang L J, Wang A B, Guo D M, Wang Y C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3203 (in Chinese)[张秀娟, 王冰洁, 杨玲珍, 王安帮, 郭东明, 王云才 2009 物理学报 **58** 3203]
- [8] Tang S, Liu J M 2003 *IEEE J. Quantum Electron.* **39** 708
- [9] David W S, Karen L B, Allison R S, Katherine J B, Jake V B, Athanasios G 2004 *Opt. Lett.* **29** 2393
- [10] Joanne Y L, Govind P A 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 562
- [11] Wang X F, Xia G Q, Wu Z M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4669 (in Chinese)[王小发, 夏光琼, 吴正茂 2009 物理学报 **58** 4669]
- [12] Yan S L 2010 *Opt. Commun.* **283** 3305
- [13] Wang A B, Wang Y C, He F C 2008 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **20** 1633
- [14] Zhang W L, Pan W, Luo B, Zou X H, Wang M Y, Zhou Z 2008 *Opt. Lett.* **33** 237
- [15] Zhang M J, Liu T G, Li P, Wang A B, Zhang J Z, Wang Y C 2011 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **23** 1872
- [16] Hirano K, Yamazaki T, Morikatsu S, Okumura H, Aida H, Uchida A, Yoshimori S, Yoshimura K, Harayama T, Davis P 2010 *Opt. Express* **18** 5512
- [17] Wang A B, Wang Y C, Wang J F 2009 *Opt. Lett.* **34** 1144
- [18] Wu J G, Wu Z M, Tang X, Fan L, Deng W, Xia G Q 2013 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **25** 587
- [19] Heil T, Fischer I, Elsässer W, Krauskopf B, Green K, Gavrielides A 2003 *Phys. Rev. E* **67** 066214
- [20] Heil T, Fischer I, Elsässer W, Gavrielides A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 243901
- [21] Peil M, Fischer I, Elsässer W 2004 *C. R. Physique* **5** 633
- [22] Ahlers V, Parlitz U, Lauterborn W 1998 *Phys. Rev. E* **58** 7208
- [23] Miguel M S, Feng Q, Moloney J V 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1728
- [24] Regalado J M, Prati F, Miguel M S, Abraham N B 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 765
- [25] Sondermann M, Ackemann T, Balle S, Mulet J, Panajotov K 2004 *Opt. Commun.* **235** 421
- [26] Koyama F 2006 *J. Light. Technol.* **24** 4502
- [27] Virte M, Panajotov K, Thienpont H, Sciamanna M 2013 *Nature. Photon.* **7** 60
- [28] Muller M, Hofmann W, Grundl T, Horn M, Wolf P, Nagel R D, Ronneberg E, Bohm G, Bimberg D, Amann M C 2011 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17** 1158
- [29] Quirce A, Cuesta J R, Valle A, Hurtado A, Pesquera P, Adams M J 2012 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **18** 772
- [30] Sciamanna M, Panajotov K, Thienpont H, Veretennicoff I, Mégret P, Blondel M 2003 *Opt. Lett.* **28** 1543
- [31] Deng T, Wu Z M, Xie Y Y, Wu J G, Tang X, Fan L, Panajotov K, Xia G Q 2013 *Appl. Opt.* **52** 3833
- [32] Zheng A J, Wu Z M, Deng T, Li X J, Xia G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 234203 (in Chinese)[郑安杰, 吴正茂, 邓涛, 李小坚, 夏光琼 2012 物理学报 **61** 234203]
- [33] Liu J, Wu Z M, Xia G Q 2009 *Opt. Express* **17** 12620
- [34] Cheng X H, Lin X D, Wu Z M, Fan L, Cao T, Xia G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094209 (in Chinese)[陈兴华, 林晓东, 吴正茂, 樊利, 曹体, 夏光琼 2012 物理学报 **61** 094209]
- [35] Quirce A, Pérez P, Valle A, Pesquera L 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 2765
- [36] Al-Seyab R, Schires K, Khan N A, Hurtado A, Henning I D, Adams M J 2011 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **17** 1242

Dynamic characteristics of 1550 nm vertical-cavity surface-emitting laser subject to polarization-rotated optical feedback: the short cavity regime*

Wang Xiao-Fa^{1)†} Li Jun²⁾

1) (School of Optoelectronics Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

2) (Basic Ministry, Chongqing Medical and Pharmaceutical college, Chongqing 401331, China)

(Received 2 August 2013; revised manuscript received 29 August 2013)

Abstract

Based on the extended spin-flip model (SFM), we investigate theoretically the dynamic characteristics of 1550nm vertical-cavity surface-emitting laser subject to polarization-rotated optical feedback: the short cavity regime. Results show that increasing the feedback strength will result in multiple polarization switching (PS) phenomena, and there will appear rich dynamics under the condition of medium feedback intensity, such as single period, period-doubling, quasi-periodic and chaotic states. At the same time, the increase of injection current will result in the reduction of working area of Y direction polarization mode. As the feedback delay time increases, under the condition of weak optical feedback polarization mode, the hopping phenomenon will take place at a particular frequency; the frequency of mode hopping will increase with the increase of moderate feedback strength, and the laser shows a variety of new dynamic characteristics, such as single period, pulse envelope, quasi-periodic and chaotic states, by taking a beat frequency signal. These dynamic characteristics are very sensitive to the phase change so the beat frequency effect between external cavity modes plays a key role. In addition, the hopping phenomenon between various dynamic states can also be found along with the mode hopping.

Keywords: 1550 nm vertical cavity surface emitting lasers, the short external cavity, polarization-rotated optical feedback, dynamic characteristics

PACS: 42.55.Px, 42.81.Gs, 42.65.Sf

DOI: [10.7498/aps.63.014203](https://doi.org/10.7498/aps.63.014203)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11304409), the Natural Science Foundation of Chongqing City, China (Grant No. CSTC2013icyjA40004), and the Natural Science Foundation of Chongqing University of Posts and Telecommunications, China (Grant No. A2012-24).

† Corresponding author. E-mail: wangxf@cqupt.edu.cn