

高斯切趾型光纤布拉格光栅外腔半导体激光器的混沌输出特性

起俊丰 钟祝强 王广娜 夏光琼 吴正茂

Characteristics of chaotic output from a Gaussian apodized fiber Bragg grating external-cavity semiconductor laser

Qi Jun-Feng Zhong Zhu-Qiang Wang Guang-Na Xia Guang-Qiong Wu Zheng-Mao

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 244207 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.244207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I24>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用混沌激光多位量化实时产生 14 Gb/s 的物理随机数

14-Gb/s physical random numbers generated in real time by using multi-bit quantization of chaotic laser

物理学报.2017, 66(23): 234205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234205>

大幅度增加弛豫振荡频率来实现毫米级外腔半导体激光器的外腔机制转换

Conversion of external cavity mechanism of millimeter-level external cavity semiconductor laser by significantly increasing relaxation oscillation frequency

物理学报.2017, 66(23): 234204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234204>

线宽增强因子对光反馈半导体激光器混沌信号生成随机数性能的影响

Influence of the linewidth enhancement factor on the characteristics of the random number extracted from the optical feedback semiconductor laser

物理学报.2017, 66(12): 124203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.124203>

主副垂直腔面发射激光器动力学系统混沌输出的时延特征及带宽分析

Analyses of the time-delay signature and bandwidth of the chaotic output from a master-slave vertical-cavity surface-emitting laser dynamical system

物理学报.2015, 64(22): 224213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224213>

基于外光注入互耦合垂直腔面发射激光器的混沌随机特性研究

Chaotic randomness of mutually coupled vertical-cavity surface-emitting laser by optical injection

物理学报.2015, 64(2): 024209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024209>

# 高斯切趾型光纤布拉格光栅外腔半导体激光器的混沌输出特性\*

起俊丰 钟祝强 王广娜 夏光琼<sup>†</sup> 吴正茂<sup>‡</sup>

(西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

(2017年7月23日收到; 2017年8月20日收到修改稿)

基于光反馈半导体激光器 (SL) 速率方程模型, 理论仿真研究了高斯切趾型光纤布拉格光栅 (GAFBG) 反馈 SL (GAFBGF-SL) 混沌输出的延时特征 (TDS) 以及混沌带宽特性. 结果表明: 随着反馈强度的增加, GAFBGF-SL 表现出由准周期进入混沌的动力学演化路径; 通过合理选择 GAFBG 布拉格频率与 SL 中心频率之间的频率失谐及反馈强度, GAFBGF-SL 混沌输出的 TDS 能得到有效抑制 (低于 0.02); 通过进一步绘制混沌信号 TDS 及带宽在 GAFBG 布拉格频率与 SL 中心频率之间的频率失谐和反馈强度构成的参量空间中的分布图, 确定了获取弱 TDS、宽带宽光混沌信号的参数范围.

**关键词:** 光纤光栅外腔半导体激光器, 混沌, 延时特征, 带宽

**PACS:** 42.55.Px, 42.65.Sf, 05.45.Tp, 05.45.Pq

**DOI:** 10.7498/aps.66.244207

## 1 引言

半导体激光器 (SL) 因其体积小、制造成本低、可直接调制等优点被广泛应用于光通信、光存储、光互连等领域<sup>[1-3]</sup>. SL 作为一种非线性器件, 在受到光反馈、光注入和光电反馈等外部扰动时可以表现出丰富的非线性动力学行为<sup>[4-10]</sup>. 其中, 光反馈 SL 因其具有结构相对简单、易于调控且能够产生高维度光混沌信号等特点, 从而在高速光混沌保密通信、物理随机数获取、光混沌雷达等应用领域中受到极大关注<sup>[11-18]</sup>. 然而, 光在外腔中的往返过程势必会导致外腔反馈 SL 混沌输出中包含较明显的延时特征 (TDS), 而这种混沌 TDS 不利于混沌信号在相关领域的应用. 例如, 在高速光混沌保密通信中<sup>[11]</sup>, 窃密者可利用非线性时间序列分析技术识别并提取 SL 混沌输出的 TDS, 进而确定光反馈 SL 的关键系统参量——反馈时间, 借助反馈时间信息对混沌信号进行相空间重构<sup>[19]</sup>, 从而导致通信的安全性受到威胁; 在基于混沌熵源获取物

理随机数的应用中<sup>[15]</sup>, 如果光反馈 SL 输出的混沌信号具有明显 TDS, 这将导致所获得的物理随机数的统计性能劣化; 而在光混沌雷达应用中<sup>[18]</sup>, 混沌信号的 TDS 会导致相关曲线呈现明显的旁瓣, 这将有可能引起光混沌雷达对探测目标的误判. 因此, 对光反馈 SL 混沌输出的 TDS 进行抑制具有重要意义.

近年来, 已有一些对光反馈 SL 混沌输出 TDS 进行抑制的相关报道<sup>[20-34]</sup>. 例如, Lee 等<sup>[20]</sup>在光反馈 SL 混沌系统中增加另一个腔而形成双外腔反馈系统结构, 实验获得的光混沌信号的 TDS 被有效抑制. Rontani 等<sup>[21]</sup>理论研究了单外腔反馈 SL 系统输出的混沌 TDS, 结果表明, 当反馈强度较小且外腔反馈时间接近 SL 弛豫振荡周期时, 单外腔反馈 SL 混沌输出的 TDS 能够被较好抑制. 上海交通大学义理林教授课题组通过引入色散补偿单元<sup>[22]</sup>、太原理工大学张建忠等利用布里渊散射技术<sup>[23]</sup>均在外腔反馈 SL 混沌输出的 TDS 抑制方面取得了良好效果. 本课题组理论和实验研究了双外腔反馈 SL 系统混沌输出的 TDS, 给出了混沌信

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61475127, 61575163, 61775184) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: gqxia@swu.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: zmwu@swu.edu.cn

号TDS被抑制的所需参数范围<sup>[24]</sup>. 此外, 针对光反馈作用下的垂直腔面发射激光器(VCSEL), 也相继报道了一些抑制混沌信号TDS的方案<sup>[25-27]</sup>. 除了TDS, 混沌带宽是评价混沌信号质量的又一个关键指标. 一些获取弱TDS、宽带宽混沌信号的方案也相继被提出<sup>[28-30]</sup>. 如, Hong等<sup>[28]</sup>提出将一个VCSEL产生的混沌信号注入到另外一个VCSEL, 或采用两个VCSELs互耦方案, 实验获得了弱TDS、宽带宽的混沌信号. Cheng等<sup>[29]</sup>提出并理论证明了通过引入电外差技术可使外腔反馈SL产生的混沌信号的TDS得到有效抑制, 同时混沌带宽得到明显增强. Jiang等<sup>[30]</sup>提出并理论论证了在外腔反馈SL系统中, 通过引入一个相位调制器和两个色散单元可获得对TDS抑制较好、带宽明显增强的混沌信号. 在上述相关报道中, 大多采用平面镜作为SL的外腔, 其提供的反馈对波长不具有选择性, 即信号中不同频率成分以相同的传输时间反馈回SL中. 而对于一些具有滤波特性的反射器件, 如法布里-珀罗干涉仪或光纤布拉格光栅(FBG), 其提供波长选择性的光反馈使不同频率光经过不同的群延时被反馈回SL, 这将更利于混沌信号TDS的抑制<sup>[31-34]</sup>. Li等<sup>[31,32]</sup>利用均匀FBG替代普通平面镜构成FBG反馈SL(FBGF-SL), 理论与实验证实了在特定的参数范围内可获得比采用平面镜作为反射腔时对TDS抑制更好、混沌带宽更宽的混沌信号. Wang等<sup>[34]</sup>采用啁啾FBG作为外腔反射镜, 理论及实验证实了色散反馈能取得较好的TDS抑制效果. 已有的研究证明: 在相同反射带宽条件下, 高斯切趾型光纤布拉格光栅(GAFBG)提供的群延时高于均匀FBG<sup>[35]</sup>. 基于此, 本文在基于GAFBG反馈SL系统以获取TDS得到更有效抑制的混沌信号方面开展了相关研究. 通过分析反馈强度、GAFBG的布拉格频率与SL中心频率之间的频率失谐以及GAFBG特征参量对混沌信号TDS的影响, 给出了获取低TDS混沌信号参数范围; 同时, 对系统输出的混沌信号带宽随系统参量的变化也进行了分析.

## 2 理论模型

图1为GAFBG反馈SL (GAFBGF-SL) 混沌系统结构示意图. SL发出的光经中性密度滤波器(NDF)入射到长度为 $L$ 的GAFBG, 经GAFBG反射后再通过NDF反馈回SL. NDF用于控制反馈回路的反馈强度.

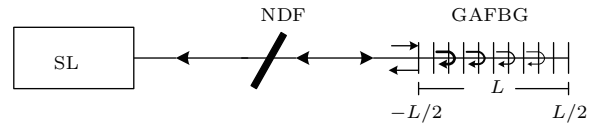


图1 GAFBGF-SL混沌系统结构示意图 (SL, 半导体激光器; NDF, 中性密度滤波器; GAFBG, 高斯切趾型光纤布拉格光栅)  
Fig. 1. Schematic diagram of GAFBGF-SL chaotic system. SL, semiconductor laser; NDF, neutral density filter; GAFBG, Gaussian apodized fiber Bragg grating.

对于长度为 $L$ 的GAFBG(如图1所示), 在 $z$ 方向上的折射率分布为<sup>[35]</sup>

$$n(z) = n_0 + \delta n_0 \exp \left[ -4 \ln 2 \cdot \left( \frac{z}{L_{FWHM}} \right)^2 \right] \times \left[ 1 + \nu \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \right], \quad (1)$$

式中,  $\delta n_0 \cdot \exp[-4 \ln 2 \cdot (z/L_{FWHM})^2]$  表示在 $z$ 方向上的“直流”折射率改变 $\delta n(z)$ ,  $n_0$ 为纤芯原折射率,  $\nu$ 是折射率改变的条纹可见度, 光栅周期 $\Lambda = \lambda_B / (2n_0)$ ,  $\lambda_B$ 为光栅的布拉格波长,  $\delta n_0$ 是“直流”折射率改变的最大值,  $L_{FWHM}$ 为光栅折射率剖面的半极大值全宽度;  $z \in (-L/2, L/2)$ ,  $z = -L/2$ 对应光栅的入射端面,  $z = 0$ 对应光栅的中心.

GAFBG的反射频率响应可采用分段法进行计算. 将GAFBG分成 $M$ 段, 其中每段可视为一均匀FBG. 基于传输矩阵法可得在入射界面处前向传播(+ $z$ 方向)和后向传播(- $z$ 方向)波的振幅 $R_M$ 和 $S_M$ 为

$$\begin{bmatrix} R_M \\ S_M \end{bmatrix} = \mathbf{F} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \mathbf{F}_M \cdot \mathbf{F}_{M-1} \cdots \mathbf{F}_j \cdots \mathbf{F}_1, \quad (2)$$

式中矩阵 $\mathbf{F}_j$ 为

$$\mathbf{F}_j = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B \Delta z) - i \frac{\xi}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & -i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \\ i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + i \frac{\xi}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中,  $\Delta z$  表示第  $j$  段的长度;  $\gamma_B$  定义为

$$\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \xi^2}, \quad (4)$$

$\kappa = \pi\nu\delta n(z)/\lambda$  为第  $j$  段的“交流”耦合系数,  $\xi = \delta + \sigma$  为第  $j$  段的“直流”自耦合系数, 模式间的失谐  $\delta = n(z)(\Omega - \Omega_B)/c$  ( $\Omega_B = 2\pi c/\lambda_B$  为光栅的布拉格角频率,  $c$  是真空中光速), “直流”耦合系数  $\sigma = \Omega\delta n(z)/c$ . 假设边界条件  $R_0 = R(L/2) = 1$ ,  $S_0 = S(L/2) = 0$ , 可由  $S_M/R_M$  求得 GAFBG 的反射频率响应  $r(\Omega)$ , 强度反射率  $\rho = |r(\Omega)|^2$ .

基于光反馈 SL 的 Lang-Kobayashi 模型, 并考虑 GAFBG 的特性, 描述 GAFBGF-SL 的速率方程组为 [31,32]

$$\frac{da}{dt} = \frac{1}{2}(1 - ib) \left[ \frac{\gamma_c \gamma_n}{\gamma_s \tilde{J}} \tilde{n} - \gamma_p(|a|^2 - 1) \right] a + \gamma_c \xi_f e^{i\theta} [r(t) e^{-i\Delta\Omega t}] * a(t - \tau), \quad (5)$$

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = -(\gamma_s + \gamma_n |a|^2) \tilde{n} - \gamma_s \tilde{J} \left( 1 - \frac{\gamma_p}{\gamma_c} |a|^2 \right) \times (|a|^2 - 1), \quad (6)$$

上述方程组中,  $a(t)$  是归一化光场复振幅,  $\tilde{n}(t)$  是归一化载流子密度,  $b$  是线宽增强因子,  $\gamma_c$  是腔衰减率,  $\gamma_s$  是自发载流子弛豫速率,  $\gamma_n$  是微分载流子弛豫速率,  $\gamma_p$  是非线性载流子弛豫速率,  $\tilde{J}$  是归一化偏置电流,  $\xi_f$  是归一化反馈强度,  $\tau$  是反馈延时,  $\theta$  是反馈光相位; 角频率失谐  $\Delta\Omega = 2\pi\Delta f$ , ( $\Delta f = f_B - f_0$ , 其中  $f_B = \Omega_B/(2\pi)$  为 GAFBG 布拉格频率,  $f_0$  是 SL 中心频率),  $*$  表示卷积;  $r(t)$  是 GAFBG 的脉冲响应, 为 GAFBG 反射频率响应  $r(\Omega)$  的逆傅里叶变换.

采用自相关 (SF) [21]、互信息 [21]、排列熵 [36] 等多种方法可以对时滞系统的 TDS 进行评估. 本文采用 SF 来评估系统的 TDS. SF 定义为 [21]

$$C(\Delta t) = \frac{\langle (S(t + \Delta t) - \langle S(t) \rangle)(S(t) - \langle S(t) \rangle) \rangle}{\langle (S(t) - \langle S(t) \rangle)^2 (S(t + \Delta t) - \langle S(t) \rangle)^2 \rangle^{1/2}}, \quad (7)$$

式中,  $S(t)$  表征输出强度时间序列,  $\langle \cdot \rangle$  表示时间平均值,  $\Delta t$  表示时移. SF 的峰值以及峰值所在位置呈现了输出信号的 TDS.

### 3 结果与讨论

利用四阶 Runge-Kutta 方法对 (5) 和 (6) 式进行数值求解, 数值求解中所用参数如下 [32]:  $b =$

$3.2$ ,  $\gamma_c = 5.36 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_s = 5.96 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_n = 7.53 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_p = 1.91 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ,  $\tilde{J} = 1.222$ . 对于 GAFBG 反馈,  $L = 6 \text{ cm}$ ,  $n_0 = 1.45$ ,  $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$ ,  $\nu = 1$ ,  $M = 100$ ,  $\tau = 5 \text{ ns}$ ,  $\theta = 0 \text{ rad}$ ,  $L_{\text{FWHM}} = L/3$ .

#### 3.1 GAFBGF-SL 非线性动力学特性

首先分析  $\xi_f$  取不同值时 GAFBGF-SL 的动力学特性. 图 2 给出了  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta f = 8 \text{ GHz}$ ,  $\xi_f$  取不同值时 GAFBGF-SL 输出的部分典型状态的时间序列、功率谱和相图. 当  $\xi_f = 0.003$  时 (如图 2 (a)), GAFBG 提供的反馈较弱, SL 输出处于稳 (S) 态, 功率谱峰值出现在  $10.25 \text{ GHz}$ , 对应激光器的弛豫振荡频率; 当  $\xi_f = 0.017$  时 (如图 2 (b)), 在时间序列中观察到强度峰值形成的慢变包络, 功率谱中出现了除弛豫振荡频率外许多其他频率成分, 相图中可以观察到多个环, 表明此时系统处于准周期 (QP) 态; 当  $\xi_f = 0.030$  时 (如图 2 (c)), 时间序列呈现无规则振荡, 功率谱主峰依然出现在激光器的弛豫振荡频率附近, 但谱明显展宽且变得光滑, 相图表现为奇怪吸引子, 表明此时系统处于混沌 (CO) 态.

为了更清晰地呈现 GAFBGF-SL 随  $\xi_f$  改变时的动力学演化路径, 图 3 给出了  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta f = 8 \text{ GHz}$  时 GAFBGF-SL 输出的时间序列极值随  $\xi_f$  改变的分岔图, 其中图 3 (a), (b), (c) 三个工作点分别对应图 2 (a), (b), (c) 的情形. 如图 3 所示, 当  $\xi_f$  较小 ( $\xi_f < 0.015$ ) 时, GAFBGF-SL 输出时间序列的极值是一个稳定值, 此时 GAFBGF-SL 处于 S 态; 当  $\xi_f$  位于工作点 (b) 附近时, 出现了多个强度极值, 此时 GAFBGF-SL 处于 QP 态; 进一步增大  $\xi_f$ , GAFBGF-SL 输出时间序列的极值点个数明显增加, GAFBGF-SL 进入 CO 态. 下面重点研究当 GAFBGF-SL 处于 CO 态时, 系统输出混沌信号的特性.

#### 3.2 反馈强度与频率失谐对 GAFBGF-SL 输出混沌信号 TDS 和带宽的影响

由于 GAFBG 的反射具有波长选择性, 因此可以预计 GAFBG 的布拉格频率与 SL 中心频率之间的频率失谐  $\Delta f$  对 GAFBGF-SL 混沌输出的 TDS 影响较大. 图 4 给出了 GAFBG 的反射谱 (蓝色) 和群延时 (红色) (第一列), GAFBGF-SL 混沌输出的

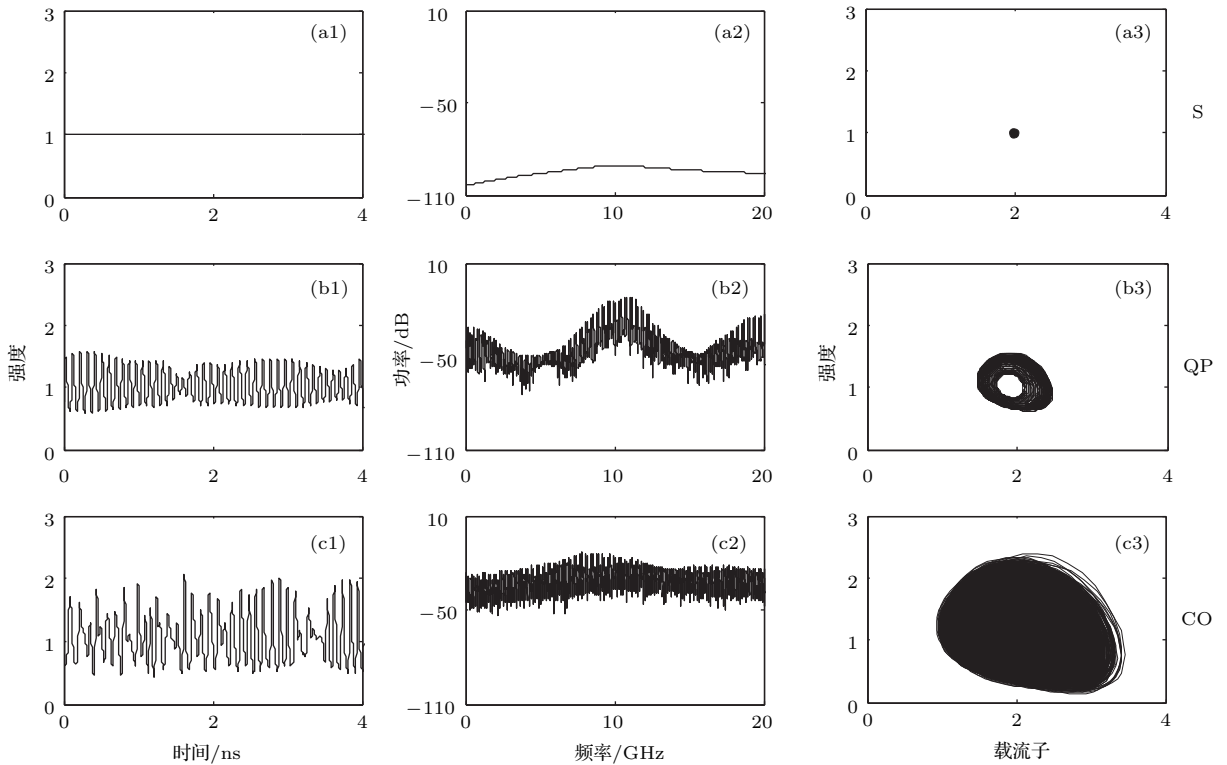


图2  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta f = 8$  GHz 时, GAFBGF-SL 输出的时间序列 (第一列)、功率谱 (第二列) 以及相图 (第三列), 其中反馈强度  $\xi_f$  分别为 (a) 0.003, (b) 0.017, (c) 0.030

Fig. 2. Time-series (the first column), power spectra (the second column) and phase portraits (the third column) of the output from GAFBGF-SL with different feedback strengths  $\xi_f =$  (a) 0.003, (b) 0.017, (c) 0.030 under  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$  and  $\Delta f = 8$  GHz.

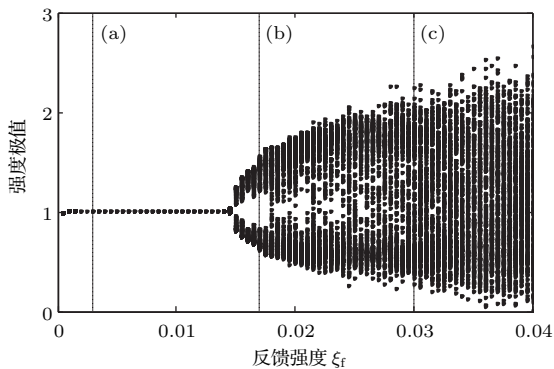


图3 当  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta f = 8$  GHz 时, GAFBGF-SL 输出时间序列极值随  $\xi_f$  变化的分岔图

Fig. 3. Bifurcation diagram of the output intensity extremes from the GAFBGF-SL with the vary of  $\xi_f$  under  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$  and  $\Delta f = 8$  GHz.

光谱 (第二列)、功率谱 (第三列) 以及 SF 曲线 (第四列), 其中频率失谐  $\Delta f$  分别为 (a)  $-10$  GHz, (b)  $14$  GHz, (c)  $36$  GHz, 图中频率偏移是相对于自由运行激光器的中心频率而言. 当  $\Delta f = -10$  GHz 时, 如图 4(a1) 所示, GAFBG 在自由运行 SL 的中心波长处提供的反射率很小, 因此 SL 的中心波

长的红移现象并不明显, 而在 GAFBG 的反射带宽内, 由于 GAFBG 所提供的反馈导致 GAFBGF-SL 输出的光谱在这个范围内得到明显增强, 从而出现如图 4(a2) 的光谱分布. 此时功率谱连续 (图 4(a3)), 说明 GAFBGF-SL 处于 CO 态. 通过仔细观察 GAFBGF-SL 输出的功率谱, 可发现一些等间隔峰, 其间隔频率约为 GAFBGF-SL 外腔反馈时间的倒数, 而输出时间序列的 SF 曲线 (图 4(a4)) 在  $\Delta t \approx \tau$  附近有一个较明显的特征峰, 其峰值为  $0.126$ . 当  $\Delta f = 14$  GHz 时, 如图 4(b1) 所示, 此时 SL 自由运行的中心频率处于 GAFBG 反射谱主瓣内, GAFBG 提供强的反射率导致 SL 的输出峰值波长发生较强的红移, 频率偏移量为  $-18.0$  GHz (如图 4(b2) 所示). 功率谱中等间隔峰的结构更加明显, 时间序列的 SF 曲线在  $\Delta t \approx \tau$  附近的峰值增大到  $0.226$ . 当  $\Delta f = 36$  GHz 时, SL 自由运行的中心频率处于 GAFBG 反射谱主瓣低频边缘 (图 4(c1)), GAFBG 提供的反馈较小, SL 中心波长红移不明显, 且此时光谱中的主要能量集中于 GAFBG 反射谱主瓣边缘、群延时达到极值的附

近, 从而导致 GAFBGF-SL 输出的功率谱几乎观测不到等间隔峰结构, 输出时间序列的 SF 曲线在  $\Delta t \approx \tau$  附近也没有明显的特征峰, 最大值仅为

0.019. 从上述结果可以看出, GAFBGF-SL 输出混沌信号的 TDS 取决于 GAFBG 对不同频率处提供的反馈强度的大小以及群延时.

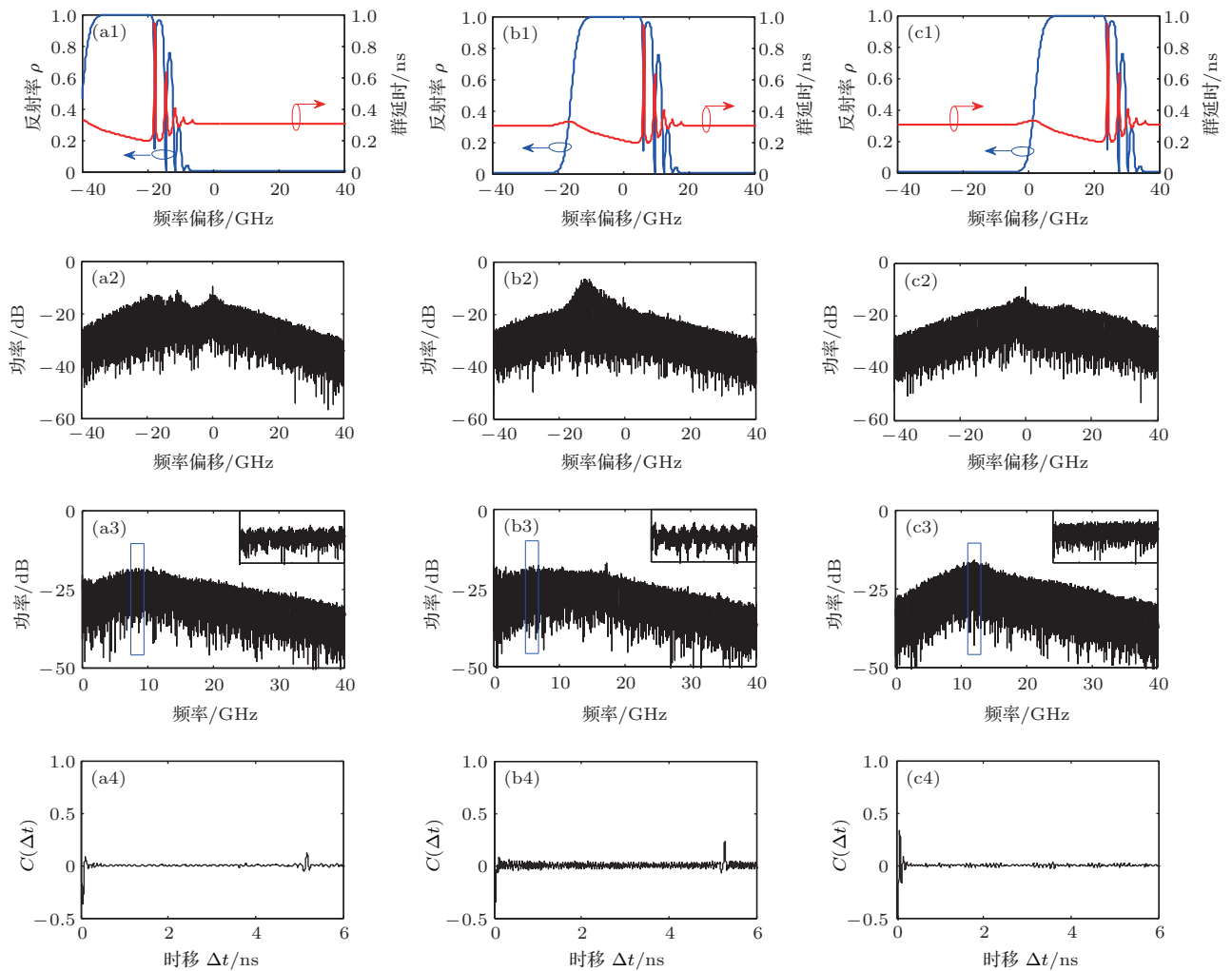


图 4 (网刊彩色)  $\xi_f = 0.11$ ,  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$  时, GAFBG 的反射谱 (蓝色) 和群延时 (红色) (第一排)、GAFBGF-SL 混沌输出的光谱 (第二排)、功率谱 (第三排) 以及 SF 曲线 (第四排); 频率失谐  $\Delta f$  分别为 (a)  $-10$  GHz, (b)  $14$  GHz, (c)  $36$  GHz; 频率偏移是相对于自由运行 SL 中心频率的偏移

Fig. 4. (color online) Reflectivity spectra (blue) and group delay (red) of GAFBG (the first row), optical spectra (the second row), power spectra (the third row), and SF curves (the fourth row) of the GAFBGF-SL chaotic output, where  $\xi_f = 0.11$ ,  $\delta n_0 = 1.5 \times 10^{-4}$  and  $\Delta f =$  (a)  $-10$  GHz, (b)  $14$  GHz, and (c)  $36$  GHz, and frequency offset is to the free-running SL.

对于混沌信号在相关领域的应用而言, 通常不仅要求混沌信号的 TDS 比较弱, 同时其混沌带宽应该比较宽. 因此, 有必要结合混沌信号的 TDS 以及混沌带宽随系统参数的演化情况, 确定获取满足要求的混沌信号所需的系统参数范围. 混沌输出的 TDS 强弱可用 SF 曲线在时移  $\Delta t \in [4 \text{ ns}, 6 \text{ ns}]$  内的最大值  $\sigma_t$  表征,  $\sigma_t$  越大说明 GAFBGF-SL 输出混沌信号的 TDS 越明显; 而 GAFBGF-SL 输出信号的带宽可利用文献 [37] 中的有效带宽 (EWB) 来

定量描述. 图 5 给出了  $\delta n_0$  取不同值时, GAFBGF-SL 输出的混沌信号的  $\sigma_t$  (第一列) 和 EWB (第二列) 在  $\xi_f$  和  $\Delta f$  构成的参量空间的演化、以及相应的 GAFBG 的反射谱 (蓝线) 和群延时 (红线) (第三列). 如前所述,  $\delta n_0$  表示 GAFBG “直流” 折射率改变的最大值, 它决定 GAFBG 的反射带宽. 如第三列所示, 当  $\delta n_0 = 1.0 \times 10^{-4}$ ,  $1.5 \times 10^{-4}$  和  $3.0 \times 10^{-4}$  时, GAFBG 的带宽分别为  $13.3$ ,  $20.3$ ,  $40.4$  GHz. 在 TDS 特征峰值  $\sigma_t$  的演化图 (第一列)

中, 红色区域表示 $\sigma_t$ 值相对较大, 而蓝色区域表示 $\sigma_t$ 值相对较小. 通过仔细考察TDS得到较好抑制的区域( $\sigma_t < 0.1$ ), 发现在这些区域GAFBGF-SL的输出光谱位于GAFBG反射谱主瓣低频边缘、群延时出现极大值的附近; 随着GAFBG的带宽增大, GAFBGF-SL输出的混沌信号的TDS得到较好抑制的参数区域相应增大. 在EBW的演化图

(第二列)中, 深蓝色区域表示GAFBGF-SL输出的EBW值较小( $< 10$  GHz), 根据文献[37]可知此时GAFBGF-SL输出处于S态或周期振荡态. EBW的演化规律与TDS的演化规律相似, 结合 $\sigma_t$ 及EBW在 $\xi_f$ 和 $\Delta f$ 构成的参数空间下的演化图, 能够确定产生弱TDS、宽带混沌信号的所需的参数范围.

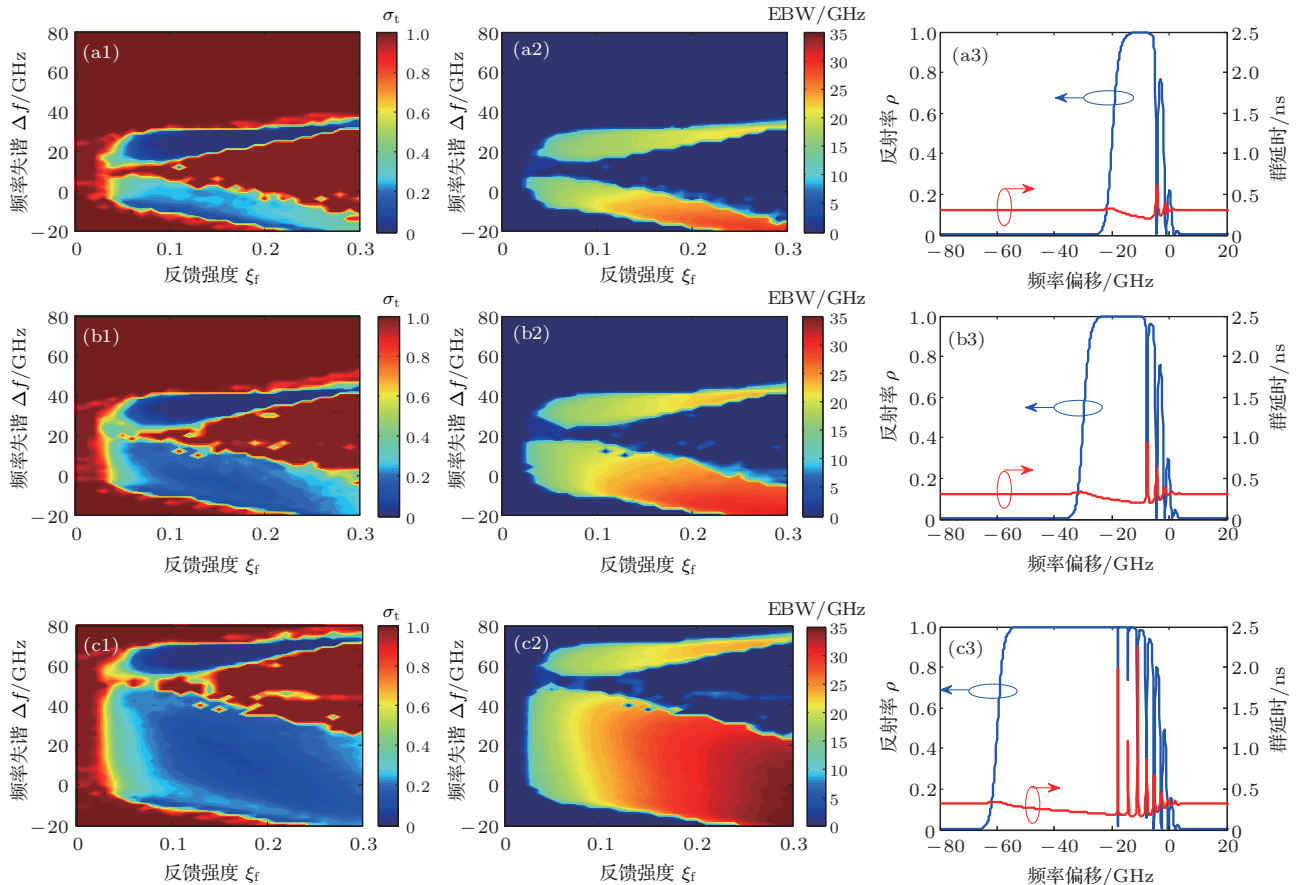


图5 (网刊彩色) (a)  $\delta n_0 = 1.0 \times 10^{-4}$ , (b)  $1.5 \times 10^{-4}$ , (c)  $3.0 \times 10^{-4}$ 时GAFBGF-SL输出的TDS特征峰值 $\sigma_t$  (第一列)、有效带宽 (第二列) 在 $\xi_f$ 和 $\Delta f$ 构成的参数空间的演化图以及GAFBG的反射谱 (蓝线) 和群延时 (红线) (第三列); 此处频率偏移是相对于GAFBG的布拉格频率的偏移

Fig. 5. (color online) Maps of the characteristic peak value of TDS (the first column) and effective bandwidth EBW (the second column) of the GAFBGF-SL output in the parameter space of  $\xi_f$  and  $\Delta f$ , and the reflectivity spectra (blue lines) and group delays (red lines) of the GAFBG (the third column) with frequency offset to the Bragg frequency of FBG under  $\delta n_0 =$  (a)  $1.0 \times 10^{-4}$ , (b)  $1.5 \times 10^{-4}$ , and (c)  $3.0 \times 10^{-4}$ .

## 4 结 论

本文基于光反馈SL的速率方程模型, 数值仿真了GAFBGF-SL动力学行为, 并对GAFBGF-SL输出信号的TDS以及EBW进行了分析. 仿真结果表明: 随反馈强度的增加, GAFBGF-SL可表现出由S态、QP态进入CO态的动力学演化路径; 反馈强度 $\xi_f$ 和频率失谐 $\Delta f$ 显著影响系统混沌输出的

TDS以及EBW; 通过绘制GAFBGF-SL系统输出的TDS和EBW在 $\xi_f$ 和 $\Delta f$ 构成的参量空间下的分布图, 可确定获取弱TDS、宽带混沌信号的参数范围.

## 参考文献

[1] Lin C F, Su Y S, Wu B R 2002 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14** 3

- [2] Sakaguchi J, Katayama T, Kawaguchi H 2010 *Opt. Express* **18** 12362
- [3] Augustin L M, Smalbrugge E, Choquette K D, Karouta F, Strijbos R C, Verschaffelt G, Geluk E J, van de Roer T G, Thienpont H 2004 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** 708
- [4] Mork J, Tromborg B, Mark J 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 93
- [5] Yan J, Pan W, Li N Q, Zhang L Y, Liu Q X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204203 (in Chinese) [阎娟, 潘炜, 李念强, 张力月, 刘庆喜 2016 物理学报 **65** 204203]
- [6] Hwang S K, Liu J M 2000 *Opt. Commun.* **183** 195
- [7] Zhang L Y, Pan W, Yan L S, Luo B, Zou X H, Xiang S Y, Li N Q 2012 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **24** 1693
- [8] Yan S L 2016 *Chin. Phys. B* **25** 090504
- [9] Lin F Y, Liu J M 2003 *Opt. Commun.* **221** 173
- [10] Zhong D Z, Luo W, Xu G L 2016 *Chin. Phys. B* **25** 094202
- [11] Argyris A, Syvridis D, Larger L, Annovazzi-Lodi V, Colet P, Fischer I, García-Ojalvo J, Mirasso C R, Pesquera L, Shore K A 2005 *Nature* **438** 343
- [12] Zhong D Z, Deng T, Zheng G L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 070504 (in Chinese) [钟东洲, 邓涛, 郑国梁 2014 物理学报 **63** 070504]
- [13] Li N Q, Pan W, Luo B, Yan L S, Zou X H, Jiang N, Xiang S Y 2012 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **24** 1072
- [14] Liu J, Wu Z M, Xia G Q 2009 *Opt. Express* **17** 12619
- [15] Uchida A, Amano K, Inoue M, Hirano K, Naito S, Someya H, Oowada I, Kurashige T, Shiki M, Yoshimori S, Yoshimura K, Davis P 2008 *Nat. Photon.* **2** 728
- [16] Kanter I, Aviad Y, Reidler I, Cohen E, Rosenbluh M 2010 *Nat. Photon.* **4** 58
- [17] Li X Z, Li S S, Zhuang J P, Chan S C 2015 *Opt. Lett.* **40** 3970
- [18] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10** 991
- [19] Prokhorov M D, Ponomarenko V I, Karavaev A S, Bezruchko B P 2005 *Physica D* **203** 209
- [20] Lee M W, Rees P, Shore K A, Ortin S, Pesquera L, Valle A 2005 *IEE Proc. Optoelectron.* **152** 97
- [21] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, Citrin D S 2007 *Opt. Lett.* **32** 2960
- [22] Ke J X, Yi L L, Hou T T, Hu Y, Xia G Q, Hu W S 2017 *IEEE Photon. J.* **9** 7200808
- [23] Zhang J Z, Feng C K, Zhang M J, Liu Y, Zhang Y N 2017 *IEEE Photon. J.* **9** 1502408
- [24] Wu J G, Xia G Q, Wu Z M 2009 *Opt. Express* **17** 20124
- [25] Xiang S Y, Pan W, Luo B, Yan L S, Zou X H, Jiang N, Yang L, Zhu H N 2011 *Opt. Commun.* **284** 5758
- [26] Lin H, Hong Y H, Shore K A 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 1829
- [27] Xiao P, Wu Z M, Wu J G, Jiang L, Deng T, Tang X, Fan L, Xia G Q 2013 *Opt. Commun.* **286** 339
- [28] Hong Y H, Spencer P S, Shore K A 2014 *IEEE J. Quantum Electron.* **50** 236
- [29] Cheng C H, Chen Y C, Lin F Y 2015 *Opt. Express* **23** 2308
- [30] Jiang N, Wang C, Xue C P, Li G L, Lin S Q, Qiu K 2017 *Opt. Express* **25** 14359
- [31] Li S S, Liu Q, Chan S C 2012 *IEEE Photon. J.* **4** 1930
- [32] Li S S, Chan S C 2015 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** 541
- [33] Zhong Z Q, Li S S, Chan S C, Xia G Q, Wu Z M 2015 *Opt. Express* **23** 15459
- [34] Wang D M, Wang L S, Zhao T, Gao H, Wang Y C, Chen X F, Wang A B 2017 *Opt. Express* **25** 10911
- [35] Erdogan T 1997 *IEEE J. Lightwave Technol.* **15** 1277
- [36] Bandt C, Pompe B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 174102
- [37] Lin F Y, Chao Y K, Wu T C 2012 *IEEE J. Quantum Electron.* **48** 1010



# Characteristics of chaotic output from a Gaussian apodized fiber Bragg grating external-cavity semiconductor laser\*

Qi Jun-Feng Zhong Zhu-Qiang Wang Guang-Na Xia Guang-Qiong<sup>†</sup> Wu Zheng-Mao<sup>‡</sup>

(School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715 China)

( Received 23 July 2017; revised manuscript received 20 August 2017 )

## Abstract

Optical chaos based on semiconductor laser (SL) has some vital applications such as optical chaos secure communication, high-speed physical random number generation, chaos lidar, etc. Among various schemes to drive an SL into chaos, the introduction of external cavity feedback is one of the most popular techniques, which can generate chaos signals with high dimension and complexity. For the chaos output from an external cavity feedback SL, a time-delay signature (TDS) and bandwidth are two key indexes to assess the chaos signal quality. In this work, according to the rate-equation model of an optical feedback SL, we theoretically investigate the characteristics of TDS and effective bandwidth (EWB) of chaotic output from a Gaussian apodized fiber Bragg grating (GAFBG) feedback SL (GAFBGF-SL). The results show that with the increase of feedback strength, the GAFBGF-SL experiences a quasi-periodic route to chaos. Through selecting the suitable feedback strength and the frequency detuning between the Bragg frequency of the GAFBG and the peak frequency of the free-running SL, the TDS of chaotic output from the GAFBGF-SL can be efficiently suppressed to a level below 0.02. Furthermore, by mapping the TDS and EWB in the parameter space of the feedback strength and the frequency detuning between the Bragg frequency of the GAFBG and the peak frequency of the free-running SL, the optimized parameter region, which is suitable for achieving chaotic signal with weak TDS and wide bandwidth, can be determined. We believe that this work will be helpful in acquiring the high quality chaotic signals and relevant applications.

**Keywords:** fiber Bragg grating external-cavity semiconductor laser, chaos, time delay signature, bandwidth

**PACS:** 42.55.Px, 42.65.Sf, 05.45.Tp, 05.45.Pq

**DOI:** 10.7498/aps.66.244207

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61475127, 61575163, 61775184).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [gqxia@swu.edu.cn](mailto:gqxia@swu.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [zmwu@swu.edu.cn](mailto:zmwu@swu.edu.cn)