

# 激光器自发辐射噪声对混沌光通信系统的影响<sup>\*</sup>

李孝峰<sup>†</sup> 潘 炜 马 冬 罗 斌 张伟利 熊 悦

(西南交通大学信息科学与技术学院, 成都 610031)

(2005 年 10 月 26 日收到 2006 年 1 月 16 日收到修改稿)

构建了基于外光反馈的混沌光通信系统模型, 通过引入 Langevin 噪声源, 建立了包含自发辐射噪声特性的主从式速率方程. 利用所得数学模型, 研究了系统中可能存在的两类同步: 全混沌同步和普通注入锁模型混沌同步; 分析了两端激光器自发辐射噪声对此二类同步以及系统收发两端混沌信号的影响; 最后, 以 2.5Gb/s 伪随机数字调制下的混沌掩蔽方式为例, 介绍了系统的加/解密过程以及噪声对系统解码性能的影响.

关键词: 混沌光通信, 外光反馈, 光注入, 混沌同步, 自发辐射噪声

PACC: 0545, 4230Q, 4260

## 1. 引 言

自 Pecora 等人的混沌同步方案提出后<sup>[1]</sup>, 混沌在保密通信领域的应用受到了越来越多的关注, 各类混沌通信系统相继被提出并得到证实. 利用混沌信号的随机性以及对初值和系统参数的高度敏感性, 有用信号可极好的隐藏于混沌载波中. 与传统加密方式相比, 混沌保密通信将加密过程从算法层降低到了物理层, 进而大幅提高了信息的抗破译能力. 在光通信领域, 由于在半导体激光器中引入附加自由度很容易获得混沌光信号, 且半导体激光器具有高调制带宽和便于封装等诸多优点, 全光混沌保密通信成为了当前学术界关注的热点<sup>[2-6]</sup>. 通常可引入的附加自由度有: 电流调制<sup>[7]</sup>、光注入<sup>[8]</sup>、外光反馈<sup>[9]</sup>和外光电反馈<sup>[10]</sup>等. 目前, 常采用外光反馈技术来使激光器产生混沌信号, 并利用光注入技术实现收发两端激光器的同步, 从而解出隐藏于混沌载波中的信息.

对于光混沌保密通信系统的研究, 学者们主要从混沌信号产生、系统配置、同步特性、加/解密方式以及系统安全性和健壮性等方面展开. 由于互注入

方式不适宜光通信系统应用, 所以更多的研究是针对单向注入模型进行的. 单向注入模型又可细分为开环式和闭环式两种系统配置<sup>[11]</sup>. 对开环系统而言, 接收端激光器独立工作, 无附加外腔反射镜. 而在闭环系统中, 接收激光器工作在与发送端类似的附加反馈镜下. 关于开环和闭环系统的比较, 在文献 [11] 中有较为详细的讨论. 此外, 在不同工作条件下, 系统中可存在两类同步: 全同步 (complete synchronization) 和普通同步 (generalized synchronization)<sup>[3]</sup>. 此二类同步源于完全不同的物理机理, 且具有相异的实现条件. 对于全同步而言, 收发两端激光器参数 (包括器件参数和工作环境参量) 需完全一致, 在此条件下, 两端激光器可用等同的一组速率方程来描述, 并输出相同的混沌信号, 同步程度极高. 然而, 全同步对系统参数的苛刻要求使其实现起来非常困难. 对于普通同步而言, 物理上它主要源于强注入下的模式锁定和放大效应, 对系统的对称性要求低于全同步, 故相对容易实现. 目前, 实验中观察到的同步现象基本都属于第二类. 此外, 各同步方式间的共存与转换以及外光反馈对系统同步和解码性能的影响等问题也是学术界较为关注的课题<sup>[12, 13]</sup>. 在混沌信号编/解码

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金重大研究计划 (批准号 90201011), 国家自然科学基金 (批准号 :10174057), 教育部科学研究重点项目 (批准号 :2005-105148) 和西南交通大学博士创新基金资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: xfl\_79@yahoo.com.cn 或 XFL79@163.com

方面,研究得较多的主要有三种方式:混沌隐蔽(CMS)、混沌调制(CM)和混沌键控(CSK)。前两种方式中,有用信号不参与混沌载波的形成,只是直接通过加法或乘法运算隐藏在混沌载波中。而在CSK方式下,由于激光器工作电流的变化,有用信号直接参与混沌载波的生成。因而,不同加密方式对系统的同步程度和通信性能具有不同的影响<sup>[10]</sup>。之外,利用外光电反馈其他方式以及使用不同激光器实现混沌保密通信等问题的研究也是近期的热点课题<sup>[14-17]</sup>。然而,目前为止,有关激光器噪声对混沌光通信系统影响方面的研究还未见报道。虽然文献[11]曾简要指出:噪声会轻微地劣化系统性能,但该结论仅适用于普通同步,对于全同步却不能成立(由于全同步对系统对称性的严格要求,两端激光器的噪声差别势必会对系统同步性能产生很大影响)。此外,由于混沌信号对于初值和系统参数的高度敏感性,噪声的引入也会使激光器输出的混沌信号发生相应变化。该变化对系统同步和编解码性能有何影响?两端激光器噪声对系统的影响又有何异同?这些问题都尚待更进一步的研究。

本文针对开环单向耦合混沌同步系统,建立了相应的主从式速率方程模型,通过引入 Langevin 噪声项分析了半导体激光器自发辐射噪声对系统同步和解码性能的影响。首先,文章讨论了系统中可能存在的两类混沌同步(全同步和普通同步),分析了两端激光器噪声对此二类同步的影响。针对通常遇到的普通同步,我们做了进一步的研究,分别探讨了发送端和接收端激光器噪声对两端激光器输出的混沌信号的影响,并以混沌掩蔽方式为例,给出了系统的加/解密过程,并分析了不同噪声条件下系统的解码性能。

## 2. 系统模型及数学描述

图1为基于外光反馈的单向耦合全光混沌保密通信系统示意图。系统主要由两个单向耦合的单纵模半导体激光器组成。二者内部参数以及工作波长完全相同,在系统中分别作为发射激光器(主激光器)和接收激光器(从激光器)。发射激光器左侧设有外腔反馈镜,通过合理选择反馈条件(外腔镜面反射率和外腔长度),可使发射激光器工作在混沌振荡下<sup>[9]</sup>。从发射激光器右侧出来的混沌光信号经光隔离器后,以混沌掩蔽方式与有用信号相加。同

混沌载波相比,有用信号强度非常低,因而可极好的隐藏在载波中。编码后的混沌信号经信道后传送到接收端,并被光分束器分为两束。一束直接注入到从激光器谐振腔中,用以控制从激光器输出,实现两端激光器同步。另一束与从激光器输出信号相减,以获取有用信息。减法器之后为五阶 Butterworth 低通滤波器,用于将高频成分从有用信号中滤除,提高解码准确率。

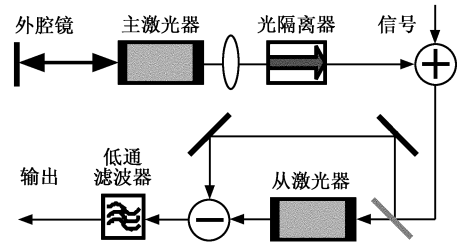


图1 基于混沌掩蔽机理的混沌光通信系统示意模型

半导体激光器是一个非常复杂的非线性系统,对该器件的精确描述需引入量子理论。但是,对于仅涉及激光器输出特性的相关问题时,全量子化描述显得过于繁杂。实际研究中,人们更多采用的是基于半经典理论的速率方程模型。对于自由运行的半导体激光器,其电场速率方程为<sup>[18]</sup>

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left( \Gamma_L \Gamma_Z G - \frac{1}{\tau_p} \right) (1 - i\beta_c) E(t), \quad (1)$$

这里  $\Gamma_L$  和  $\Gamma_Z$  分别为侧向和纵向光场限制因子,  $E$  是电场强度,  $G$  是光增益,  $\tau_p = (v_g \alpha)^{-1}$  是激光腔内光子寿命,  $v_g$  是群速度,  $\alpha$  是激光器损耗,  $\beta_c$  是线宽展宽因子。在本文模型中,由于两端激光器不再独立地工作,而是分别受到反馈光和注入光的影响,因而方程(1)需做相应修正。对于发射激光器,由于部分出射光被人为引入的外部镜面反馈回谐振腔,因而可通过在方程(1)右端引入相应反馈项来表示。于是,得到发射激光器电场速率方程<sup>[18,19]</sup>

$$\frac{dE_m(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left( \Gamma_L \Gamma_Z G_m - \frac{1}{\tau_p} \right) (1 - i\beta_c) E_m(t) + \frac{k_{ext}}{\tau_{in}} E_m(t - \tau_{ext}) \exp(i\omega_m \tau_{ext}), \quad (2)$$

式中,下标  $m$  代表发射激光器,  $k_{ext}$  是反馈参数,它表征反馈强度。简要推导可得反馈参数具体形式为:  $k_{ext} = (1 - R) \sqrt{R_{ext}/R}$ , 这里  $R_{ext}$  为外腔镜反射率,  $R$  为面向外腔的激光器反射镜面反射率。  $\tau_{in}$  和  $\tau_{ext}$  分别为激光在内腔和外腔中传输一周所需时间,

$\omega_m$  为主激光器工作角频率,  $\omega_m \tau_{\text{ext}}$  为激光经外腔所产生的相位变化量. 从上述方程可以看到, 外腔镜的引入虽仅使方程 (1) 增加了一个反馈项, 但由于外腔延时作用, 系统演变为非常复杂的无穷维系统, 呈现出分岔、混沌等复杂的非线性动力学行为<sup>[9, 20]</sup>.

同样, 对于外光注入型半导体激光器 (本文的接收激光器) 也可采用类似的方法进行处理. 在自由运行速率方程中引入外光注入项, 可得如下电场方程<sup>[8]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{dE_s(t)}{dt} = & \frac{1}{2} \left( \Gamma_L \Gamma_Z G_s - \frac{1}{\tau_p} \right) (1 - i\beta_c) E_s(t) \\ & + \frac{k_{\text{inj}}}{\tau_{\text{inj}}} E_m(t - \tau_{\text{inj}}) \exp(i\omega_m \tau_{\text{inj}}) \\ & \times \exp[i(\omega_m - \omega_s)t], \end{aligned} \quad (3)$$

其中, 下标  $s$  代表接收激光器,  $k_{\text{inj}}$  为注入参数,  $E_m(t - \tau_{\text{inj}})$  为来自发射激光器的注入光场,  $\tau_{\text{inj}}$  为注入延时,  $\omega_m \tau_{\text{inj}}$  为注入延时引起的相位变化量,  $\omega_m - \omega_s$  为两端激光器角频率差. 本文不考虑两激光器间的频率互调, 因而  $\omega_m - \omega_s = 0$ . 对比公式 (2) 和 (3) 可见, 反馈项和注入项存在明显差别: 反馈系统中, 反馈光来源于所讨论的激光器内部, 而注入系统中的注入光来源于另一个独立的激光器, 该激光器不受注入系统工作状态的影响. 正是由于扰动源的差别, 两类系统呈现出不同的动力学行为. 在外光注入系统中, 注入强度通常远强于从激光器内部光强, 因而在强注入条件下, 从激光器可被锁定在主激光器工作模式下. 也就是说, 当主激光器输出混沌信号时, 从激光器可按相同的规律输出类似的混沌信号, 这就是本文所讨论的注入锁模型混沌同步 (普通同步).

为更好地将速率方程与激光器输出功率相联系, 常把电场速率方程分解为光子密度 (或光子数) 和相位形式. 假定  $A$  和  $\Phi$  分别为电场  $E$  对应的缓变幅度和相位, 则电场可写为  $E_{m,s} = A_{m,s} \exp[-i\Phi_{m,s}]$ , 这里  $A_{m,s} = \sqrt{P_{m,s} V}$ ,  $V$  是激光器有源区体积. 将上式分别带入方程 (2) 和 (3), 分离实部和虚部并整理后分别可得两组速率方程. 考虑激光器自发辐射贡献以及由此引起的噪声后, 得到如下发射激光器速率方程:

$$\begin{aligned} \frac{dP_m(t)}{dt} = & \left( \Gamma_L \Gamma_Z G_m - \frac{1}{\tau_p} \right) P_m(t) + \beta_{\text{sp}} B N_m^2(t) \\ & + 2 \frac{k_{\text{ext}}}{\tau_{\text{in}}} \sqrt{P_m(t) P_m(t - \tau_{\text{ext}})} \cos[\theta_{\text{ext}}(t)] \end{aligned}$$

$$+ \mu_m F_{m\Phi}(t), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_m(t)}{dt} = & \frac{1}{2} \beta_c \left( \Gamma_L \Gamma_Z G_m - \frac{1}{\tau_p} \right) \\ & - \frac{k_{\text{ext}}}{\tau_{\text{in}}} \sqrt{\frac{P_m(t - \tau_{\text{ext}})}{P_m(t)}} \sin[\theta_{\text{ext}}(t)] \\ & + \mu_m F_{m\Phi}(t), \end{aligned} \quad (5)$$

其中, (4) 式为光子密度方程, (5) 式为光相位方程,  $\theta_{\text{ext}}(t) = \omega_m \tau_{\text{ext}} + \Phi_m(t) - \Phi_m(t - \tau_{\text{ext}})$ ,  $P$  为光子密度,  $\beta_{\text{sp}}$  为自发辐射因子,  $B$  为辐射复合因子. 下标  $m\Phi$  和  $m\Phi$  分别代表主激光器的光子密度噪声项和相位噪声项. 经类似处理之后, 接收激光器电场方程被分解为如下两个方程:

$$\begin{aligned} \frac{dP_s(t)}{dt} = & \left( \Gamma_L \Gamma_Z G_s - \frac{1}{\tau_p} \right) P_s(t) + \beta_{\text{sp}} B N_s^2(t) \\ & + 2 \frac{k_{\text{inj}}}{\tau_{\text{in}}} \sqrt{P_s(t) P_m(t - \tau_{\text{inj}})} \cos[\theta_{\text{inj}}(t)] \\ & + \mu_s F_{s\Phi}(t), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_s(t)}{dt} = & \frac{1}{2} \beta_c \left( \Gamma_L \Gamma_Z G_s - \frac{1}{\tau_p} \right) \\ & - \frac{k_{\text{inj}}}{\tau_{\text{in}}} \sqrt{\frac{P_m(t - \tau_{\text{inj}})}{P_s(t)}} \sin[\theta_{\text{inj}}(t)] \\ & + \mu_s F_{s\Phi}(t), \end{aligned} \quad (7)$$

其中,  $\theta_{\text{inj}}(t) = \omega_s \tau_{\text{inj}} + \Phi_s(t) - \Phi_m(t - \tau_{\text{inj}}) + t(\omega_m - \omega_s)$ . 方程 (4) 和 (6) 中, 下标  $sP$  和  $s\Phi$  分别代表从激光器的光子密度噪声项和相位噪声项.  $N_m$  和  $N_s$  分别为两端激光器有源区中的载流子密度. 二者可分别通过求解如下载流子密度方程获得

$$\frac{dN_m(t)}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N_m(t)}{\tau_c} - G_m P_m(t) + \mu_m F_{mN}(t), \quad (8)$$

$$\frac{dN_s(t)}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N_s(t)}{\tau_c} - G_s P_s(t) + \mu_s F_{sN}(t) \quad (9)$$

其中,  $I$  为激光器工作电流,  $q$  为电子电荷,  $\tau_c$  为载流子寿命, 它与载流子密度、非辐射复合速率、辐射复合速率以及 Auger 复合系数有关<sup>[12]</sup>. 下标  $mN$  和  $sN$  分别代表主激光器和从激光器的载流子密度噪声项. 本文选取光增益  $G$  为广义对数形式  $G_{m,s} = v_g \alpha_N \ln[N_{m,s}(t)/N_0][1 + \epsilon_{NL} P_{m,s}(t)]$ , 其中,  $\alpha_N$  为光增益系数,  $N_0$  为透明载流子密度,  $\epsilon_{NL}$  为体现增益饱和特性的增益压缩因子.

至此, 我们分别得到了用以描述发射激光器和接收激光器的两组速率方程. 通过联立求解, 可得两端激光器的输出特性, 从而可进一步分析系统同

步性能和编/解码等问题. 由于本文主要讨论激光器噪声对混沌通信系统的影响, 所以方程(4)–(9)中引入了自发辐射噪声项<sup>[18]</sup>, 其中  $F_P$ ,  $F_N$  和  $F_\Phi$  分别为光子密度、载流子密度和相位对应的 Langevin 噪声源. 对于发射激光器, 其噪声项定义如下<sup>[21]</sup>:

$$F_{mP}(t) = \sqrt{2P_m(t_i)\beta_{sp}N_m(t)\Gamma_Z(\tau_e\Delta t)}x_{mP}, \quad (10)$$

$$F_{mN}(t) = -\sqrt{2P_m(t_i)\beta_{sp}N_m(t)\Gamma_Z(\tau_e\Delta t)}x_{mN} + \sqrt{2N_m(t_i)(\tau_e\Delta tV)}x_{mN}, \quad (11)$$

$$F_{m\Phi}(t) = 1/P_m(t)\sqrt{P_m(t_i)\beta_{sp}N_m(t)\Gamma_Z(2\tau_e\Delta t)}x_{m\Phi}. \quad (12)$$

这里  $P(t_i)$  和  $N(t_i)$  分别为时间间隔  $\Delta t$  之前的光子密度和载流子密度.  $x_P$ ,  $x_N$  和  $x_\Phi$  是服从高斯分布且均值为零、方差为 1 的随机数. 对于接收激光器而言, 其自发辐射噪声定义与此类似, 只需将光子密度和载流子密度等参量的下标改为 s 即可. 此外, 为便于控制噪声强度, 还引入了控制参量  $\mu$ . 仿真过程中可通过设定  $\mu$  参量来改变噪声强度, 便于多种情形的分析.

前面已指出, 在本文所讨论的系统中可存在两类同步: 全同步与普通同步. 全同步来源于系统的完全对称, 而普通同步则是强光注入锁模的结果. 由于该两类同步来源不同, 故二者具有不同的实现条件. 对于全同步而言, 为使收发两端激光器速率

方程完全等同, 需满足如下条件:

$$P_s(t) = P_m(t - \Delta t), \quad (13)$$

$$\Phi_s(t) = \Phi_m(t - \Delta t) - \omega_0\Delta t \pmod{2\pi}, \quad (14)$$

$$N_s(t) = N_m(t - \Delta t), \quad (15)$$

$$k_{ext} = k_{inj}, \quad (16)$$

$$\omega_m = \omega_s \quad (17)$$

其中  $\Delta t = \tau_{inj} - \tau_{ext}$ . 在此条件下, 两端激光器可用等同的一组速率方程描述. 因而激光器输出完全相同, 系统同步程度很高. 此外, 从两激光器输出延时可以看到, 接收端激光器实际上在注入信号到达之前便输出预先输出了发送端的混沌信号, 所以, 全同步又常被称为预期同步 (anticipating synchronization). 普通同步的实现条件则不如全同步苛刻, 它仅需从激光器输出与主激光器输出成比例即可, 具体条件为

$$P_s(t) \propto P_m(t - \Delta t). \quad (18)$$

这里 两组激光器时延为  $\Delta t = \tau_{inj}$ . 可见, 该延时来源于注入信号的传输延时. 实际上, 接收激光器在收到混沌注入信号的同时便即刻响应, 输出与之成比例的混沌信号. 所以, 从同步程度来看, 普通同步低于全同步. 二者可从两端激光器输出延时和同步程度上加以区分. 为量化系统同步程度, 我们定义了如下相关系数:

$$\alpha(\Delta t) = \frac{\{P_m(t - \Delta t) - \overline{P_m(t - \Delta t)}\}\{P_s(t) - \overline{P_s(t)}\}}{\sqrt{\{P_m(t - \Delta t) - \overline{P_m(t - \Delta t)}\}^2 \{P_s(t) - \overline{P_s(t)}\}^2}}. \quad (19)$$

式中,  $\overline{\phantom{x}}$  表示求平均值. 由于全同步与普通同步时延项  $\Delta t$  不同, 在求解上述参数时需作相应调整. 全同步条件下, 两端激光器输出几乎完全相同, 所以上述相关系数可接近 100%; 而对于普通同步而言, 由于注入放大作用, 系统相关程度相对偏低, 但欲使混沌通信系统正常工作, 相关系数仍需 90% 以上.

下面, 我们将结合表 1 所示典型器件参数, 利用 4 阶 Runge-Kutta 法求解上述数学模型, 对自发辐射噪声影响下图 1 所示混沌通信系统的同步特性等问题做详细的讨论.

### 3. 仿真结果及讨论

首先, 简要介绍本文系统中可能存在的全同步

表 1 本文仿真所选用的典型器件参数<sup>[7, 9, 21]</sup>

| 符号              | 符号定义      | 取值   |
|-----------------|-----------|--|
| $\Gamma_Z$      | 纵向光限制因子   | 0.07   |
| $\Gamma_L$      | 侧向光限制因子   | 1  |
| $\beta_{sp}$    | 自发辐射因子    | $1 \times 10^{-4}$                                   |
| $B$             | 辐射复合系数    | $1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $v_g$           | 群速度       | $8.1 \times 10^9 \text{ cm/s}$                       |
| $V$             | 有源区体积     | $2.12 \times 10^{-12} \text{ cm}^3$                  |
| $\beta_C$       | 线宽展宽因子    | 4.8  |
| $N_0$           | 透明载流子密度   | $1.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$                 |
| $\tau_e$        | 载流子寿命     | 2.7ns  |
| $\tau_p$        | 光子寿命      | 2.2ps  |
| $\alpha_N$      | 增益系数      | $1.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$                    |
| $\tau_{in}$     | 光在内腔的往返时间 | 0.15ps   |
| $\epsilon_{NL}$ | 增益压缩因子    | $1.8 \times 10^{-18} \text{ cm}^3$                   |
| $I$             | 注入电流      | 1mA  |

和普通注入锁模同步. 图 2 为不考虑噪声影响 ( $\mu_m = \mu_s = 0$ ) 时该两类同步对应的时序图和相关曲线, 其中图 2(a)–(c) 对应全同步, (d)–(f) 对应普通同步. 对于全同步, 为满足 (13)–(17) 式所示同步条件, 系统工作条件选取为:  $L_{inj} = 6\text{cm}$ ,  $k_{inj} = 1 \times 10^{-3}$ ,  $L_{ext} = 6\text{cm}$ ,  $k_{ext} = 1 \times 10^{-3}$ , 两端激光器工作波长均为  $0.85\mu\text{m}$ . 由图 2(a) 和 (b) 可见, 由于未考虑激光器噪声, 两端激光器输出完全相同的混沌信号. 在所选的外腔长和注入距离下, 两组混沌信号间不存在时延, 这既方便了相关曲线的计算, 又便于从输出序列直观地判断系统同步程度. 其实, 对于时延不为 0 情形, 仿真结果并无本质差别, 只是在求解相关曲线时需在时域上对其中一组混沌序列做相应移动, 以消除二者的延时. 图 2(c) 中, 全同步相关曲线十分规则, 为一条从 0 点出发、斜率为 1 的射线, 所以同步程度极高 (相关系数接近 100%). 然而, 如图 2(d)–(f) 所示, 普通同步时情况有较大变化. 普通同步实现条件相对宽松 [ 见 (18) 式 ],

只需满足为强注入即可. 所以, 我们选择注入强度为  $k_{inj} = 5 \times 10^{-2}$ . 该强度足以将从激光器锁定在主激光器工作模式下. 同时, 为消除两端激光器的输出延时, 便于判断同步程度, 设定注入延时为 0 (即  $L_{inj} = 0\text{cm}$ ). 从图 2(d) 和 (e) 可以看到, 强注入条件下, 两组混沌序列不再相同, 二者幅度上有明显差别: 由于注入放大作用, 从激光器输出明显强于主激光器. 虽然输出强度不同, 但仍可看到, 两组混沌序列输出规律十分类似. 物理上讲, 这是由于强注入条件下, 注入信号在从激光器中占据主导作用, 从而使从激光器在注入信号控制下按照完全相同的变化规律输出. 而注入放大作用的物理原因在于: 从激光器中外加的偏置电流引起载流子反转, 进而使注入信号在受激辐射过程中得以放大. 图 2(f) 为普通同步对应的相关曲线. 可见, 该曲线不如图 2(c) 所示曲线规则. 也就是说, 普通同步下系统的同步程度低于全同步情形. 即便如此, 但在实际应用中, 仍可在接收端很好的解调出有用信号<sup>[6]</sup>.

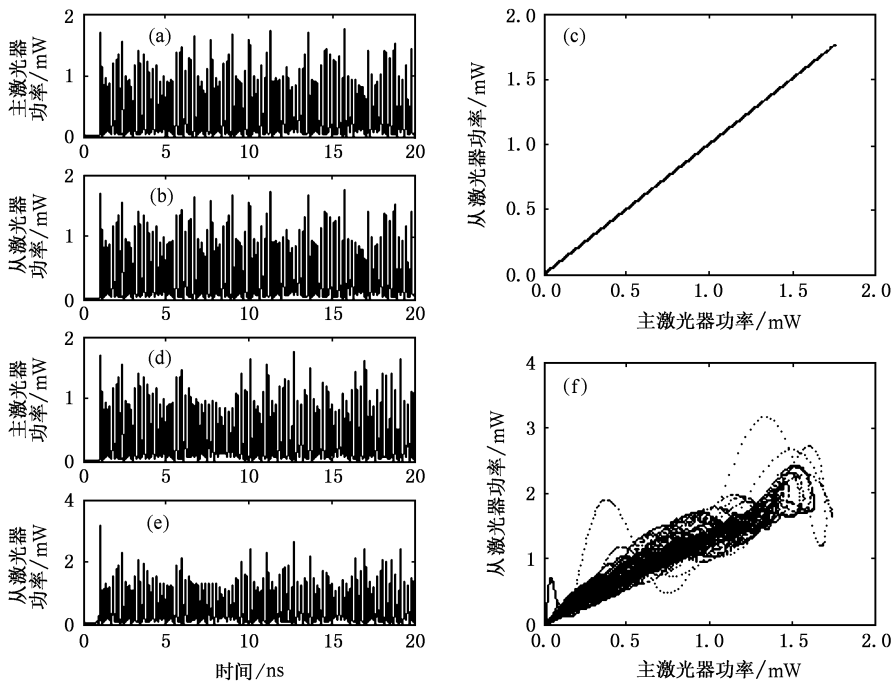


图 2 全同步和普通同步对应的输出功率时序图和相关曲线 (a),(b),(c):全同步;(d)(e)(f):普通同步

图 3 为考虑激光器自发辐射噪声时收发两端激光器的输出相关曲线, 其中 (a)–(c) 对应全同步、(d)–(f) 对应普通同步. 此外, 图 3(a) 和 (d) 对应仅考虑发射激光器噪声情况 (b) 和 (e) 对应仅考虑接收激光器噪声情况 (c) 和 (f) 对应同时考虑两端噪声情况. 全同步和普通同步时, 系统参数的选择与

图 2 相同. 从图 3 可以看到, 三种噪声条件下, 噪声对全同步影响极大, 系统初始的同步几乎完全被破坏; 而普通同步受噪声影响很小, 相关曲线几乎没有变化. 两类同步对噪声敏感程度的差异在于二者物理本源的不同. 全同步源于两端系统的完全对称, 而噪声的引入破坏了系统的对称性. 由于全同

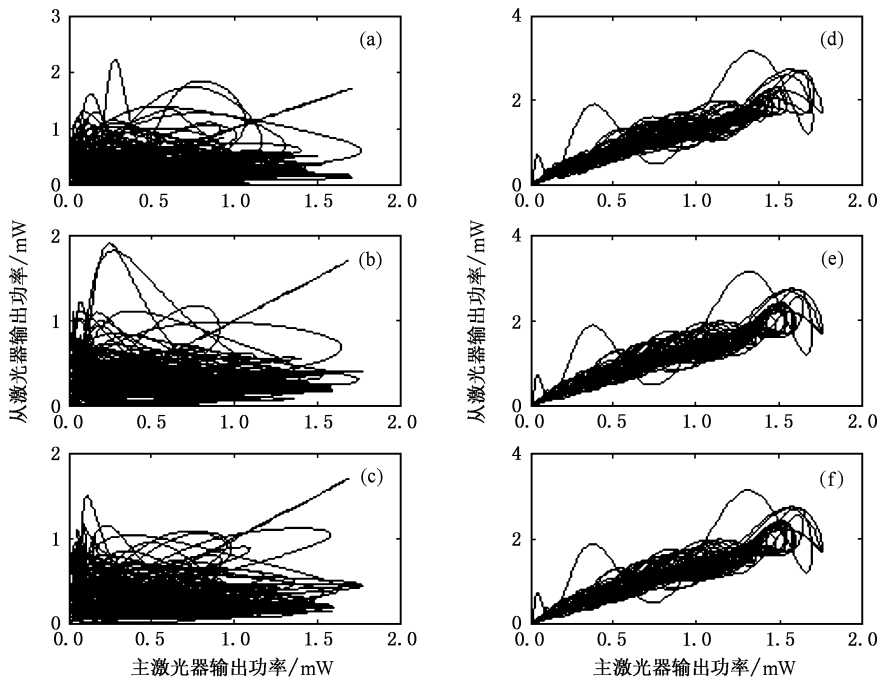


图3 噪声对全同步和普通同步相关曲线的影响 (a),(d): $\mu_m = 1, \eta\mu_s = 0$ ; (b),(e): $\mu_m = 0, \eta\mu_s = 1$ ; (c),(f): $\mu_m = 1, \eta\mu_s = 1$

步对对称性要求极高，所以即便非常弱的噪声也导致了系统同步性能的急剧恶化。普通同步则不然，即便两端激光器存在噪声，系统输出仍为混沌信

号，而强注入下的从激光器仍可按注入混沌信号的变化规律输出。从后面的分析中我们还可以看到，普通同步下，虽然系统同步程度受噪声影响较小，

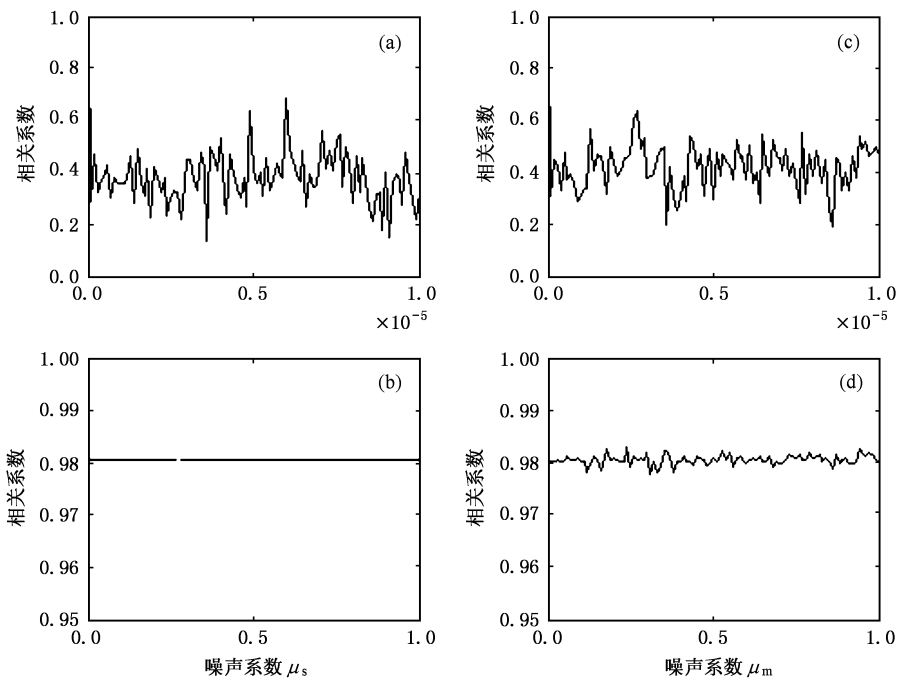


图4 两类混沌同步下相关系数随噪声系数  $\mu_m$  和  $\mu_s$  的变化曲线 (a),(c)对应全同步;(b),(d)对应普通同步

但激光器输出的混沌信号却可能发生很大改变。

根据(19)式的定义,我们还分析了自发辐射噪声对两类同步下系统相关程度的影响. 仿真结果如图4所示,其中图(a)和(c)对应全同步、图(b)和(d)对应普通同步. 此外,(a)和(b)分别对应从激光

器有噪声情形(c)和(d)对应主激光器有噪声情形. 由于噪声对全同步影响极大,仿真中噪声系数变化范围取为 $[0, 1 \times 10^{-5}]$ ;而对于受噪声影响较小的普通同步,该范围为 $[0, 1]$ . 可以看到,对于全同步,不管噪声源于哪个激光器,微小的噪声便可使系

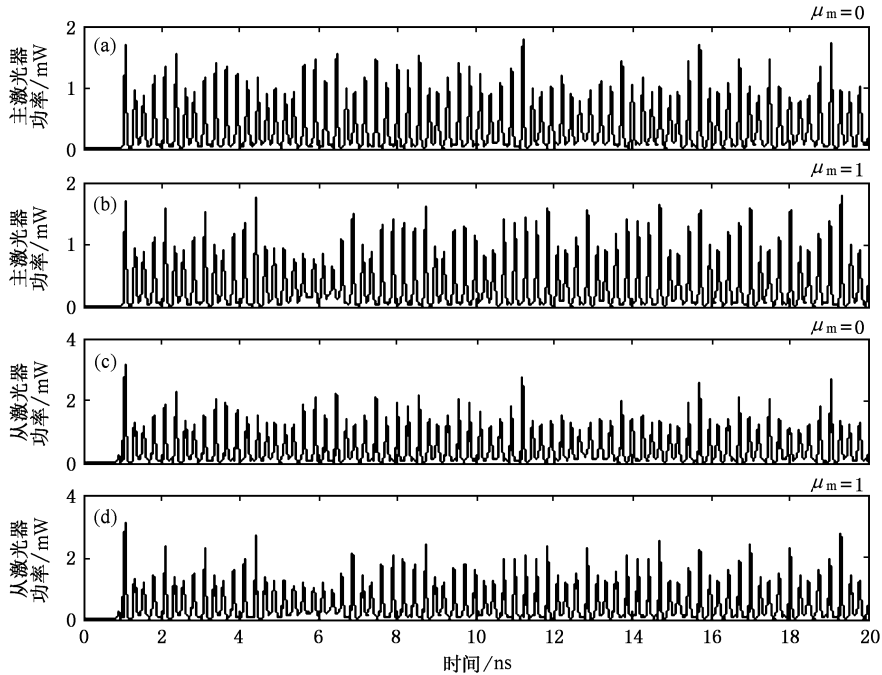


图5 不考虑接收端噪声时,发送端噪声对系统收发两端激光器输出混沌信号的影响

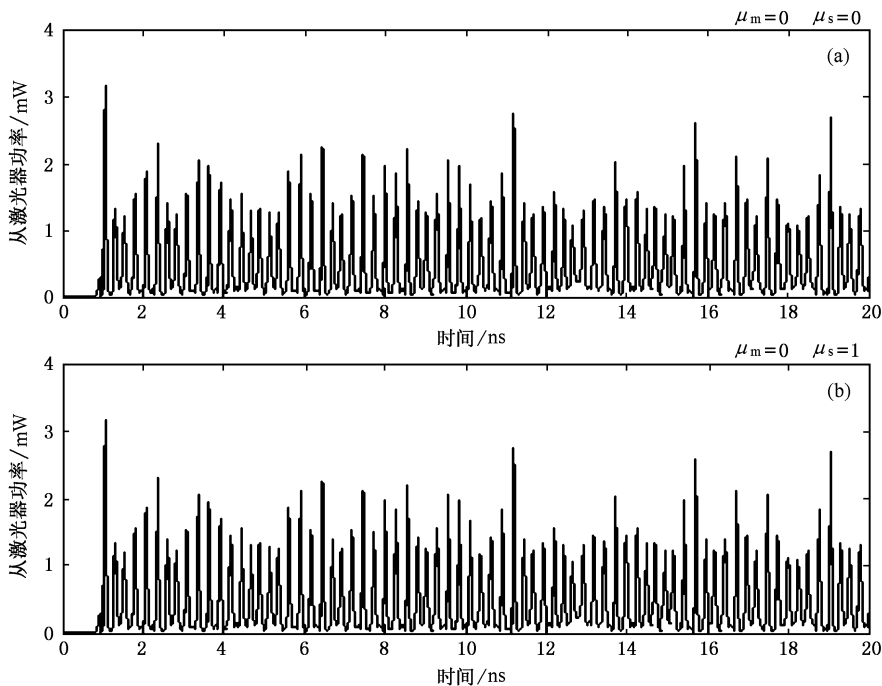


图6 不考虑发送端噪声时,接收端噪声对接收端激光器输出混沌信号的影响



统相关系数从接近 1 迅速下降至 0.4 以下,且随着噪声系数的增加,该系数在 0.4 附近波动.该波动源于不同噪声下输出混沌信号的不同.实际上,在该相关程度下,系统已完全不同步.对于普通同步,则可以发现从激光器噪声其实对系统相关程度没有任何影响[见图 4(b)].这是由于从激光器的工作状态受注入信号控制,相比之下,其内部自发辐射噪声非常弱,因而对其输出特性的影响几乎可以忽略.但是,当主激光器存在噪声时,如图 4(d)所示,虽然系统相关程度仍保持在 0.98 左右,但相关系数存在波动.这是由于主激光器噪声改变了器件的输出特性的缘故(混沌信号对初始条件和系统参数极为敏感).如前所述,在不同混沌信号下,系统相关程度(同步程度)存在细微差别.

为进一步说明两端激光器噪声对普通同步下器

件混沌输出的影响,本文给出了不同噪声条件下收发两端激光器的输出时序图.图 5 主要讨论发射激光器对混沌输出的影响,其中图 5(a)和(c)对应无噪声情况,图 5(b)和(d)对应有噪声情况.可见,在考虑发送端噪声时,发射激光器输出明显与无噪声情况不同,由于发射激光器输出的变化,接收激光器输出同样发生了相应的变化.图 6 讨论的是从激光器噪声对其输出特性的影响,其中图 6(a)对应无噪声情况,6(b)图对应有噪声情况.由于本文讨论的是单向耦合系统,所以从激光器的噪声不会影响主激光器的输出.从图 6 可以看出,在考虑接收激光器噪声时,该激光器输出并未发生变化,仍与无噪声情形完全相同.其原因在图 4 的分析中已讲到,主要在于该噪声与注入信号相比可以忽略.

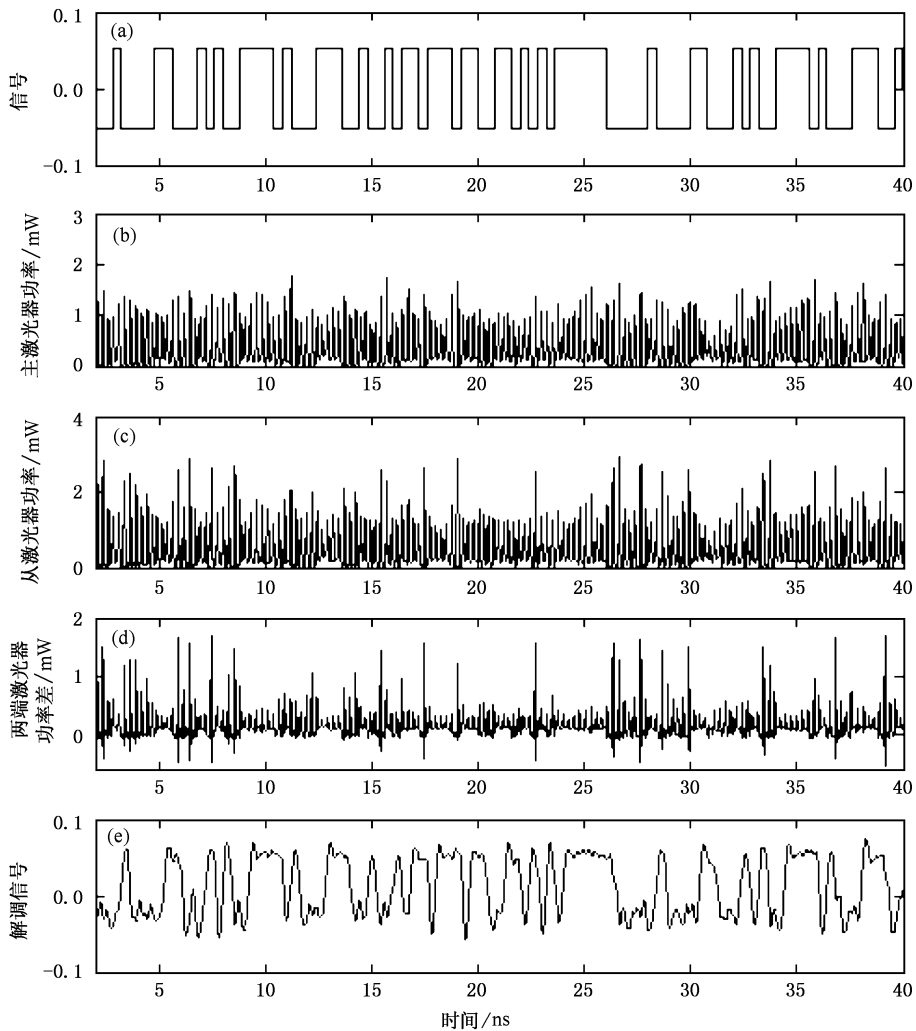


图 7 (a):原始信号;(b):发送端输出的混沌波形;(c):接收端输出的混沌波形;(d):两端激光器输出功率差;(e)经低通滤波器滤波后恢复的信号



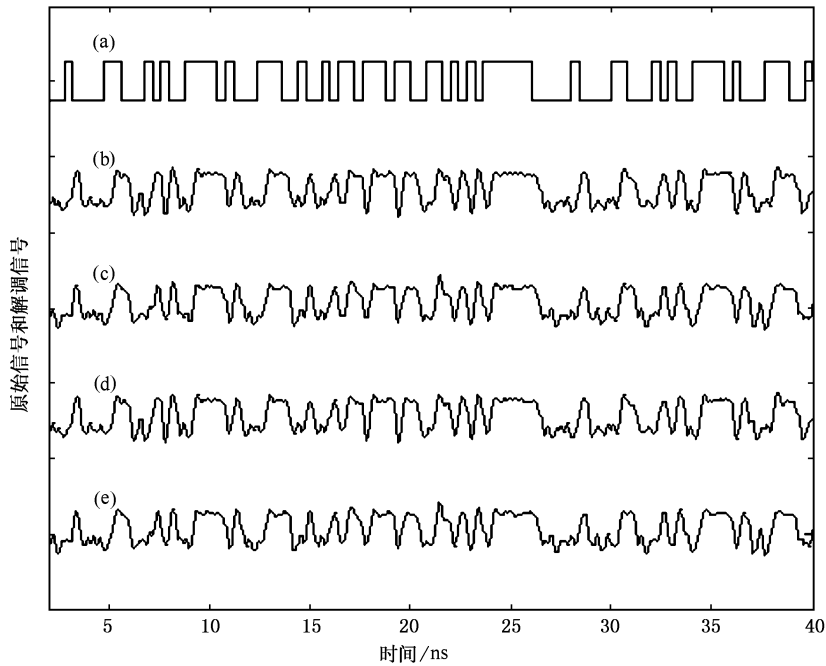


图 8 有用信号以及不同噪声条件下解调出来的信号 (a)有用信号(b)–(e)解码信号,(b)

$\mu_m=0, \mu_s=0$ , (c)  $\mu_m=1, \mu_s=0$ , (d)  $\mu_m=0, \mu_s=1$ , (e)  $\mu_m=1, \mu_s=1$

下面进一步分析激光器自发辐射噪声对系统编/解码性能的影响。这里以普通同步下混沌掩蔽加密方式为例进行分析。图 7 为通常的混沌编/解

码过程,其中系统参数与图 2 中普通同步情况相同。图 7(a)为本文选择的一组伪随机序列。序列比特率按照光通信系统 OC-48 标准选择为 2.5Gb/s。

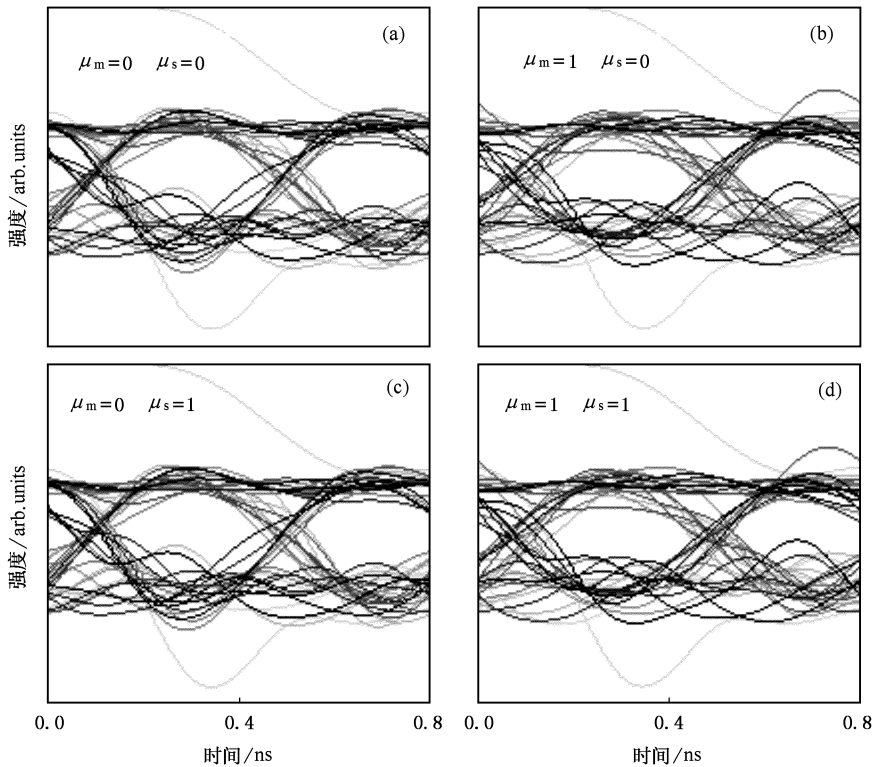


图 9 不同噪声条件下解调信号对应的眼图 图(a)–(d)分别对应图 8 中曲线(b)–(e)。

图 7(b) 为经编码后发送端输出的混沌信号。易见, 有用信号很好的隐藏在了混沌序列中。图 7(c) 为混沌同步下接收激光器输出的混沌信号。由于混沌滤波效应, 该信号只与发送端混沌载波信号(不包含有用信号)同步, 因而可将两端激光器的输出相减来解出有用信号。图 7(d) 为两端激光器混沌输出的差值序列, 可以看到, 由于两组混沌序列并非完全相同, 差值序列包含其它高频成分, 所以仍不能分辨出有用信号。但是, 通过添加合适带宽的低通滤波器后, 可有效的将信号以外的高频成分滤除。如图 7(e) 所示, 通过低通滤波器后发送端传送的信息很好得在接收端再现。

最后, 分析不同噪声条件下系统的解码性能。图 8 给出了发送端传送的伪随机信号以及不同噪声条件下接收端得到的解码信号。曲线 (a) 为信息序列, (b)–(e) 分别为无噪声、仅考虑发射激光器噪声、仅考虑接收激光器噪声以及同时考虑两端噪声时的解调信号。总的来说, 在自发辐射噪声环境下, 系统均能正确的解调出所传信息。但仔细观察仍可发现, 发送端和接收端的噪声对解调信号的影响与前面讨论的二者对系统同步性能的影响类似。发射激光器噪声对激光器输出混沌信号的影响, 使解码后的信号发生了细微的变化(见图 8 中曲线 (b)、(c) 和 (e))。而接收激光器噪声对输出混沌信号以及同步的影响可以忽略, 所以解码信号与无噪声情况完全相同(见图 8 曲线 (b) 和 (d))。同样的规律从解码信号眼图也可以看到。图 9 为图 8 曲线 (b)–(e) 对应眼图。从这些眼图我们也可以看到, 即便两端激光器存在自发辐射噪声, 系统仍可保持较好的解码性能, 信号 0 和信号 1 之间区别明显。

此外, 与图 8 类似, 考虑接收端噪声时得到的解码信号眼图与无噪声情形相同, 而发射激光器的噪声仅使所得眼图发生了细微的变化。

## 4. 结束语

本文构建了包含半导体激光器自发辐射噪声的单向耦合全光混沌通信系统, 通过建立相应速率方程模型, 研究了激光器自发辐射噪声对系统混沌同步等典型特性的影响。首先分析了激光器自发辐射噪声对全同步和普通注入锁模同步的影响。结果表明, 自发辐射噪声对全同步影响很大, 微量的噪声便可使系统完全失步; 然而, 注入锁模同步受噪声影响较小, 在噪声环境下两端激光器输出的相关系数可保持在 98% 左右。进一步的研究表明, 发射激光器和接收激光器噪声对全同步影响较为相似, 均使系统同步程度急剧下降; 而普通同步受两端激光器噪声的影响则存在不同: 发射激光器噪声改变了混沌载波信号, 从而使系统同步程度发生波动; 而接收端激光器的噪声对系统同步几乎没有影响。最后, 以 2.5Gb/s 伪随机调制下的混沌掩蔽加密方式为例, 给出了通常的编/解码过程, 并研究了噪声对系统解码性能的影响。结果表明, 发送端传送的信号可很好的隐藏于混沌载波中, 而在接收端亦可较好的得到恢复; 激光器自发辐射噪声对系统加/解密过程影响较小, 主激光器噪声对解码信号有轻微劣化, 而从激光器噪声对该信号的影响则可以忽略。本文工作是在前期工作 [8, 9, 21, 22] 的基础上将上述平均场模型拓展到考虑空间分布情形, 对多横模半导体激光器混沌通信问题做更全面的探讨。

[1] Pecora L M, Carroll T L 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 821  
 [2] Yan S L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1098 (in Chinese) [颜森林 2005 物理学报 **54** 1098]  
 [3] Kusumoto K, Ohtsubo J 2003 *IEEE J. Quantum Electron.* **39** 1531  
 [4] Wu J G, Wu Z M, Lin X D, Zhang Y, Zhong D Z, Xia G Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4169 (in Chinese) [吴家贵、吴正茂、林晓东、张毅、钟东州、夏光琼 2005 物理学报 **54** 4169]  
 [5] Liu Y, Chen H F, Liu J M, Davis P, Aida T 2001 *IEEE Trans. Circuits Syst.* **1** **48** 1484  
 [6] Ohtsubo J 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 1141  
 [7] Yu S F 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 332  
 [8] Li X F, Pan W, Luo B, Ma D, Wang Y, Li N H 2006 *Chaos, Solitons & Fractals* **27** 1387

[9] Li X F, Pan W, Luo B, Deng G, Zhao Z 2004 *Chin. J. Lasers* **31** 1450 (in Chinese) [李孝峰、潘炜、罗斌、邓果、赵峥 2004 中国激光 **31** 1450]  
 [10] Tang S, Liu J M 2003 *IEEE J. Quantum Electron.* **39** 1468  
 [11] Vicente R, Pérez T, Mirasso C R 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 1197  
 [12] Wu L, Zhu S Q 2003 *Phys. Lett. A* **315** 101  
 [13] Li X F, Pan W, Luo B, Ma D 2006 *Appl. Opt.* **45** 2510  
 [14] Wu L, Zhu S Q 2004 *Commun. Theor. Phys.* **41** 225  
 [15] Wu L, Zhu S Q 2003 *Phys. Lett. A* **308** 157  
 [16] Wu L, Zhu S Q 2003 *Chin. Phys. Lett.* **12** 300  
 [17] Wu L, Zhu S Q 2005 *Chin. Phys. Lett.* **14** 2196

- [ 18 ] Agrawal G P , Dutta N K 1993 *Semiconductor lasers* ( New York : Van Nostrand Reinhold )
- [ 19 ] Lang R , Kobayashi K 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **16** 347
- [ 20 ] Mørk J , Tromborg B , Mark J 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 93
- [ 21 ] Li X F , Pan W , Luo B , Ma D , Li N H , Wang Y 2005 *Opt. and Laser Technol.* **37** 438
- [ 22 ] Li X F , Pan W , Luo B , Ma D , Deng G 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** 505

## Effects of spontaneous emission noise in semiconductor lasers on chaotic optical communication systems<sup>\*</sup>

Li Xiao-Feng<sup>†</sup> Pan Wei Ma Dong Luo Bin Zhang Wei-Li Xiong Yue

( *School of Information Science & Technology , Southwest Jiaotong University , Chengdu 610031 , China* )

( Received 26 October 2005 ; revised manuscript received 16 January 2006 )

### Abstract

A chaotic optical communication system based on external optical feedback is constructed. By introducing the Langevin noise sources , the master-slave rate equations including spontaneous emission noise characteristics are deduced. Utilizing the obtained mathematical model , two kinds of possible chaos synchronization in the system , *i. e.* complete chaos synchronization and generalized mode-locking chaos synchronization , are studied. The effects of the spontaneous emission noises of the two lasers on the two types of synchronization as well as the chaotic outputs of the transmitter and receiver are discussed. Finally , for a sequence of pseudorandom digital bits at 2.5Gb/s bit rate , the encoding/decoding process basing on chaotic masking method is presented , and the effects of noise on decoding performance are examined.

**Keywords :** chaotic optical communication , external optical feedback , optical injection , chaos synchronization , spontaneous emission noise

**PACC :** 0545 , 4230Q , 4260

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10174057 and 90201011 ) , the Key Project of Chinese Ministry of Education ( Grant No. 2005-105148 ) , and the Doctor Innovation Fund of Southwest Jiaotong University.

<sup>†</sup> E-mail : xfl\_79@yahoo.com.cn 或 XFL79@163.com