

双信道偏振复用保密通信系统的完全混沌同步的操控性研究*

钟东洲^{1)†} 邓涛²⁾ 郑国梁³⁾

1) (五邑大学信息工程学院, 江门 529020)

2) (西南大学物理学院, 重庆 400715)

3) (深圳大学电子科学与技术学院, 深圳 518060)

(2013年11月8日收到; 2013年12月14日收到修改稿)

针对双信道偏振复用保密通信系统, 利用线性电光效应, 提出了一种新的完全混沌同步的控制方案. 在该方案中, 每一个线性偏振模的完全混沌同步质量随外加电场成准周期性变化. 其变化规律: 完全混沌同步 \leftrightarrow 剧烈振荡; 固定一定的外加电场, 电光调制促使其完全混沌同步质量对偏置电流和反馈强度的稳健性获得极大的加强. 在较大的偏置电流和反馈强度范围内, 每一个线性偏振模能够实现完全混沌同步, 并且调制到每一个线性偏振模的加密信号基本上能够恢复.

关键词: 外部光反馈垂直腔表面发射激光器, 电光调制, 双信道混沌保密通信系统, 完全混沌同步操控

PACS: 05.45.Vx, 42.25.Ja, 42.65.Sf, 78.20.Jq

DOI: 10.7498/aps.63.070504

1 引言

近年来, 随着激光通信技术迈向高度集成化, 基于半导体激光器的多信道混沌保密通信复用系统引起了人们的极大关注^[1-11]. 为了有利于集成, 这些系统中的光源多采用微型半导体激光器, 如垂直腔表面发射激光器 (VCSEL). 与边缘发射半导体激光器 (EESL) 相比, VCSEL 在许多方面表现更加优越^[12-14], 如低阈值电流、大的调制带宽、圆光束输出且易与光纤耦合, 易形成激光阵列. 另外, VCSEL 的激光腔结构为匀称的圆形, 其内部增益介质的各向异性很弱, 这导致了激光器会产生两个相互正交的线性偏振 (LP) 模, 即横电 (TE) 模和横磁 (TM) 模. 根据 1995 年 Miguel 等人提出 VCSEL 的自旋反向模型 (SFM)^[12], 当激光器受到外部光注

入或偏置电流注入时, 容易产生高维混沌态的 TE 模和 TM 模^[14,15]. 最近, 根据 SFM, Jiang 和 Pan 等人提出了双信道激光混沌偏振复用保密通信系统^[2]. 在该系统中, 单纵模 (单个中心波长) 激光脉冲的两个混沌 LP 模作为两个信道的载波. 该双信道通信系统结构简单, 成本较低. 因此, 偏振复用技术在光混沌密集波分复用通信系统中有潜在的应用. 目前, 双信道偏振复用保密通信系统最常用的是单向耦合注入 VCSEL 系统. 在该系统中, 发射激光器为外腔光反馈 VCSEL, 接收激光器为单个 VCSEL, 它受到来自发射 VCSEL 的光注入. 在单向耦合注入 VCSEL 系统中, 混沌载波同步有两种, 一种是广义同步, 另一种是完全同步. 实现完全同步的前提条件是发射系统和接收系统结构上完全对称, 发射激光器的参数与接收激光器的参数完全匹配. 然而, 相关研究结果表明, 由于系统存

* 广东省自然科学基金 (批准号: S2011010006105)、广东省江门市基础理论与科学研究类科技计划项目基金 (批准号: HX13070)、五邑大学博士启动基金 (批准号: 30713020) 和广东省高校优秀青年培育项目基金 (批准号: LYM11114) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: dream_yu2002@126.com

在两个LP模, 发射系统和接收系统的结构对称性被破坏^[15-17], 这导致了系统的完全混沌同步质量的下降. 另外, 激光器的偏振模对外部光反馈强度和在阈值附近偏置电流非常敏感. 这两个参量微小的变化可能导致两个LP模之间相互转换^[12-20], 这引起了系统的完全混沌同步产生剧烈的震荡, 变得极其不稳定. 结果, 解密信号质量严重恶化. 为了获得高质量的解密信号, 有效和稳定地控制每一个混沌偏振模的完全同步是极其重要的. 目前, 据我们所知, 相关的理论和实验工作很少关注混沌偏振模的完全同步的控制. 在本文中, 根据新的线性电光调制理论^[21], 我们提出了一种新的偏振模的完全混沌同步的控制方案.

众所周知, 电光调制的物理基础是线性电光效应. 长期以来, 人们通过折射率椭球理论来描述线性电光效应. 然而, 作为该理论关键步骤, 折射率椭球方程的标准化, 是相当不容易的任务. 对于混沌载波, 其波形是扭曲和变形的, 这导致了折射率椭球方程的标准化更加困难以致难以实现. 取代该理论的线性电光效应耦合波理论^[21]被余等人提出. 该理论可以应用到任意光脉冲沿着电光晶体的任意方向传播的情形. 该理论所描述的线性电光效率依赖于光场的两偏振分量之间的相位匹配.

目前, 根据光学超晶格晶体的相位匹配技术^[22-29], 相位匹配在工程上很容易实现. 周期性极化铌酸锂晶体(PPLN), 作为超晶格光学晶体经典代表之一, 具有良好的电光特性. 因此, 它常用来补偿线性电光效应的相位匹配^[22,26,27]. 基于上述考虑, 在双信道偏振复用保密系统中, 我们探索每一个LP模的完全混沌同步的控制方案. 基于线性电光效应耦合波理论, 该方案可以通过PPLN的电光调制来实现. 与Jiang和Pan等人提出的双信道偏振复用保密通信系统相比^[2], 本文提出的方案对两LP模的完全混沌同步质量有更好的操控性. 即通过合理选择外加电场, 可以极大提高每一个LP模分量的完全混沌同步质量对偏置电流和反馈强度的稳健性, 在很大的程度上能够消除偏置电流和反馈强度的微小变化导致的两LP模的完全混沌同步的不稳定性, 从而使每一个LP模分量都能获得高质量和稳定的完全混沌同步.

2 控制方案和理论模型

图1给出了双信道激光混沌偏振复用保密通信系统中的完全混沌同步控制方案. 图1上半部分

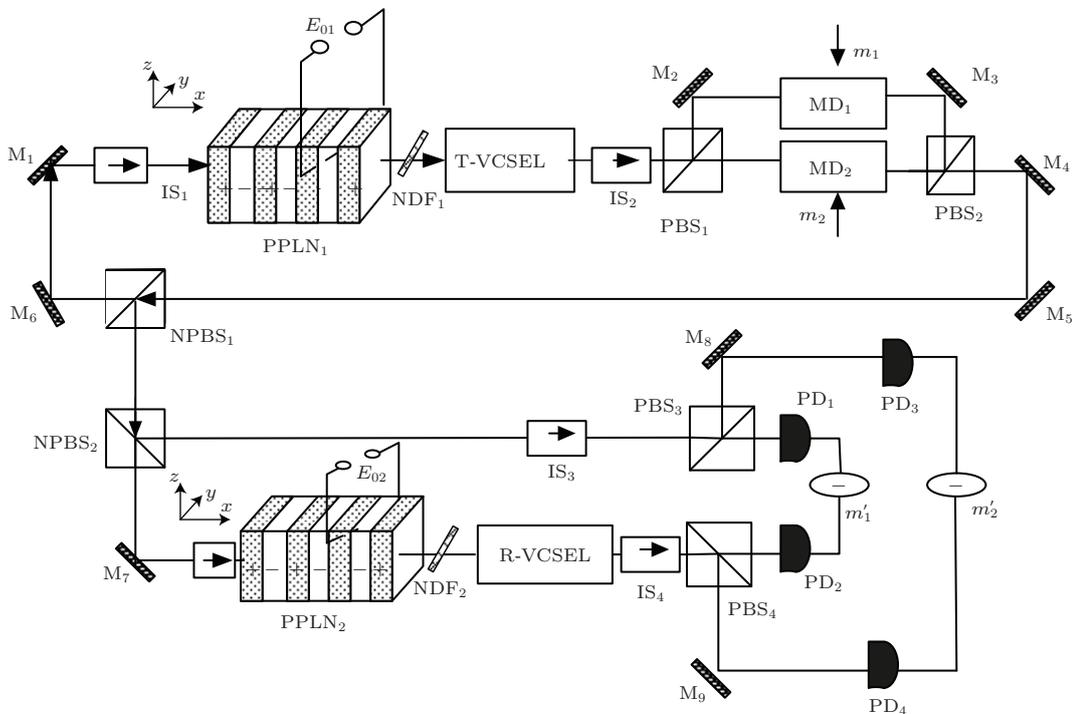


图1 双信道激光混沌偏振复用保密通信系统中的完全混沌同步的控制方案示意图. 图中, VCSEL为垂直腔表面发射激光器; T-VCSEL为发射VCSEL; R-VCSEL为接收VCSEL; IS为光隔离器; NDF为中密度衰减器; PBS为偏振分束器; NPBS为非偏振分束器; M为平面镜; PD为光电检测器; PPLN为周期性极化铌酸锂晶体; MD为外部调制器; E_{01} 和 E_{02} 为施加的外电场; m_1 和 m_2 为调制信号; m'_1 和 m'_2 为解调信号

为发射系统, 下半部分为接收系统. 在发射系统中, 外部环形腔由平面镜 M_1 — M_5 组成; 发射 VCSEL 简称为 T-VCSEL. 该激光器输出光在外腔中经历一次反馈后输入到 PPLN₁, 此时光受到电光调制后再注入到 T-VCSEL 本身. 它在一定的反馈光强和偏置电流情况下产生两个 LP 模, 即 TE 模和 TM 模. 由于这两个 LP 模的偏振方向分别沿着晶体的 x 和 y 轴方向, 因此它们分别命名为 x -和 y -LP_t 模 (下标 t 表示为 T-VCSEL). 在接收系统中, 接收 VCSEL 简称为 R-VCSEL. 该激光器受到在 PPLN₂ 电光调制后的光注入, 而 PPLN₂ 的输入光来自于 T-VCSEL 的输出. 同样, R-VCSEL 在一定的外部注入光强和偏置电流的条件下, 也产生两个 LP 模, 它们分别定义为 x -和 y -LP_r 模 (r 表示为 R-VCSEL). 控制方案的基本思想如下: T-VCSEL 在一定条件下产生混沌载波经偏振分束器 PBS₁ 分解为两个混沌 LP 模, 即 x -和 y -LP_t 模. 加密信号 m_1 和 m_2 分别通过调制器 MD₁ 和 MD₂ 调制到混沌 x -和 y -LP_t 模上. 这两个被加密信号调制的 LP 模载波通过 PBS₂ 复用到一个信道上. 复用的调制载波经 M_4 和 M_5 反馈至非极化分束器 NPBS₁, 然后被分成两束光载波. 其中一束光载波经 M_6 和 M_1 反馈后输入到 PPLN₁. 在外加电场 E_{01} 的作用下, 该载波受到电光调制. 电光调制后光波注入到 T-VCSEL. 另外一束复用的光载波通过 NPBS₂ 后再一次分成两束光载波. 其中一束光载波通过 PBS₃ 分解为 x -和 y -LP_t 模. 这两个 LP 模分别被光电二极管 PD₁ 和 PD₃ 接收. 来自于 NPBS₂ 的另外一束光载波在外加电场 E_{02} 的作用下, 在 PPLN₂ 晶体内部受到电光调制. 电光调制后光载波输入到 R-VCSEL. 而 R-VCSEL 发射的混沌光载波经 PBS₄ 后分解为 x -和 y -LP_r 模. 它们被 PD₂ 和 PD₄ 接收. 这样, 通过控制外加电场, x -和 y -LP_r 模分别与 x -和 y -LP_t 模可以达到完全混沌同步. 另外, m_1 通过 x -LP_r 模和 x -LP_t 模同步相减后解调成信号 m'_1 ; m_2 通过 y -LP_r 模和 y -LP_t 模同步相减后解调成信号 m'_2 .

当 T-VCSEL 和 R-VCSEL 受到电光调制的光注入时, 用来描述激光器的速率方程的 SFM 将不得不修正. 根据 Lang-Kobayashi 近似, 在晶体的坐标系中, 我们获得弱光反馈 (光在外腔中循环一次) T-VCSEL 的修正 SFM 如下 [13]:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} E_{tx}(t) \\ E_{ty}(t) \end{pmatrix} \\ &= k(1 + i\alpha) \{ [N_t(t) - 1] \} \begin{pmatrix} E_{tx}(t) \\ E_{ty}(t) \end{pmatrix} \\ & \pm k(1 + i\alpha) i n_t(t) \begin{pmatrix} E_{ty}(t) \\ E_{tx}(t) \end{pmatrix} \\ & \mp (\gamma_a + i\gamma_P) \begin{pmatrix} E_{tx}(t) \\ E_{ty}(t) \end{pmatrix} \\ & + k_f \begin{pmatrix} E_{tx}(t - \tau) \\ E_{ty}(t - \tau) \end{pmatrix} \\ & \times \exp(-i\omega_0\tau) \begin{bmatrix} 1 + m_1(t - \tau) \\ 1 + m_2(t - \tau) \end{bmatrix} \\ & + \begin{pmatrix} [\beta_{sp}(N_t(t) + n_t(t))/2]^{1/2} \\ -i[\beta_{sp}(N_t(t) + n_t(t))/2]^{1/2} \end{pmatrix} \xi_1 \\ & + \begin{pmatrix} [\beta_{sp}(N_t(t) - n_t(t))/2]^{1/2} \\ i[\beta_{sp}(N_t(t) - n_t(t))/2]^{1/2} \end{pmatrix} \xi_2, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_t(t)}{dt} &= -\gamma_e \{ N_t(t) - \mu + N_t(t) (|E_{tx}(t)|^2 \\ & + |E_{ty}(t)|^2) + i n_t(t) [E_{ty}(t) E_{tx}^*(t) \\ & - E_{tx}(t) E_{ty}^*(t)] \}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_t(t)}{dt} &= -\gamma_s n_t(t) - \gamma_e \{ n_t(t) (|E_{tx}(t)|^2 \\ & + |E_{ty}(t)|^2) + i N_t(t) [E_{ty}(t) E_{tx}^*(t) \\ & - E_{tx}(t) E_{ty}^*(t)] \}. \quad (3) \end{aligned}$$

对于 R-VCSEL, 其修正的 SFM 可以下面的方程式来描述:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} E_{rx}(t) \\ E_{ry}(t) \end{pmatrix} \\ &= k(1 + i\alpha) \{ [N_r(t) - 1] \} \begin{pmatrix} E_{rx}(t) \\ E_{ry}(t) \end{pmatrix} \\ & \pm k(1 + i\alpha) i n_r(t) \begin{pmatrix} E_{ry}(t) \\ E_{rx}(t) \end{pmatrix} \\ & \mp (\gamma_a + i\gamma_P) \begin{pmatrix} E_{rx}(t) \\ E_{ry}(t) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + k_{\text{inj}} \begin{pmatrix} E_{tx}(t - \tau_c) \\ E_{ty}(t - \tau_c) \end{pmatrix} \\
 & \times \exp(-i\omega_0\tau_c + i\Delta\omega t) \\
 & + \begin{pmatrix} [\beta_{\text{sp}}(N_r(t) + n_r(t))/2]^{1/2} \\ -i[\beta_{\text{sp}}(N_r(t) + n_r(t))/2]^{1/2} \end{pmatrix} \xi_1 \\
 & + \begin{pmatrix} [\beta_{\text{sp}}(N_r(t) - n_r(t))/2]^{1/2} \\ i[\beta_{\text{sp}}(N_r(t) - n_r(t))/2]^{1/2} \end{pmatrix} \xi_2, \quad (4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_r(t)}{dt} = & -\gamma_e \{N_r(t) - \mu + N_r(t)(|E_{rx}(t)|^2 \\
 & + |E_{ry}(t)|^2) + in_r(t)[E_{ry}(t)E_{rx}^*(t) \\
 & - E_{rx}(t)E_{ry}^*(t)]\}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_r(t)}{dt} = & -\gamma_s n_r(t) - \gamma_e \{n_r(t)(|E_{rx}(t)|^2 \\
 & + |E_{ry}(t)|^2) + iN(t)[E_{ry}(t)E_{rx}^*(t) \\
 & - E_{rx}(t)E_{ry}^*(t)]\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

这里下标 x 和 y 分别表示 x -LP 模和 y -LP 模; 下标 t 和 r 分别表示 T-VCSEL 和 R-VCSEL; E 为光场的复振幅; N 为总的反转载流子数; n 为上旋和下旋辐射载流子数差; $k = 1/(2\tau_p)$, τ_p 为载流子寿命; γ_e 为载流子数 N 的损耗速率; α 为线宽增强因子; γ_s 为光子自旋速率; γ_a 和 γ_p 分别表示各向异性光场振幅损耗速率和有源介质线性双折射效应; τ 为 T-VCSEL 输出光在外部循环腔中一次反馈的时间; τ_c 为光从 T-VCSEL 到 R-VCSEL 的传播时间; k_f 是光反馈系数; k_{inj} 为光注入系数; μ 为归一化偏置电流; ω_0 为 T-VCSEL 的中心频率; $\Delta\omega$ 为 T-VCSEL 和 R-VCSEL 的中心频率差; L 为 PPLN₁ 和 PPLN₂ 的长度; β_{sp} 为自发辐射速率; ξ_1 和 ξ_2 均为高斯白噪声, 其平均值为 0, 方差为 1. 根据文献 [30], 这些噪声对激光器的两 LP 模之间的转换的影响很小. 为便于讨论, 在下面的计算中将忽略. 加密信号 m_1 和 m_2 的脉冲形状都为超高斯脉冲, 即 $m_{1,2} = A_m \exp[-(t/t_0)^{2M}/2]$, 这里, t_0 为信号脉冲宽度, A_m 为调制幅度, M 参数控制脉冲边缘的锐度, 信号码元周期为 $T_B = 2(2 \ln 2)^{1/2M} t_0/r$, r 为占空因素. 加密信号 m_1 和 m_2 都为由超高斯脉冲组成随机非归零码. 此外, 方程 (1) 和 (4) 中的变量 $E_{tx}(t - \tau)$ 和 $E_{ty}(t - \tau)$ 为电光调制后的 x -LP_t 和 y -LP_t 模的复振幅, 其电光调制是通过 PPLN₁ 来实现的; 同样, $E_{tx}(t - \tau_c)$ 和 $E_{ty}(t - \tau_c)$ 分别是上述两 LP 模通过 PPLN₂ 的电光调制后的复振幅.

让 T-VCSEL 输出的时延 x -和 y -LP 模的偏振方向分别沿 PPLN₁ 或 PPLN₂ 的 x 和 y 轴方向, 即作为 o 和 e 光的初始输入. 晶体的两偏振光的初始输入复振幅 U 与时延 x -和 y -LP 模的复振幅 E 有如下关系 [26]:

$$U_{x,y}(0, t - \tau) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0 V}{ST_L C n_{1,2}}} E_{tx,ty}(t - \tau), \quad (7)$$

$$U_{x,y}(0, t - \tau_c) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0 V}{ST_L C n_{1,2}}} E_{tx,ty}(t - \tau_c), \quad (8)$$

式中, \hbar 为 Planck 常数; S 为光斑有效面积; V 激光器有源层体积; C 为真空中的光速; $T_L = 2n_g C/L_V$ 为光在激光腔内来回一周的时间, L_V 激光腔的长度, n_g 为激光器有源层的有效折射率; n_1 和 n_2 分别为 x -和 y -LP 模的未扰动折射率. 由于晶体长度较短, 故光束在晶体内的延迟时间被忽略. 又假设 PPLN₁ 晶体与 PPLN₂ 晶体完全一致, 施加到这两个晶体的外电场相等 ($E_{01} = E_{02} = E_0$), 我们获得两反馈的 LP 模在发射系统和接收系统的线性电光效应波方程的解析解如下 [21]:

$$\begin{aligned}
 & U_{x,y}(L, t - t_0) \\
 & = \rho_{x,y}(L, t - t_0) \exp(i\beta_0 L) \\
 & \times \exp[i\phi_{x,y}(L, t - t_0)], \quad (9)
 \end{aligned}$$

式中 $t_0 = \tau$ 或 τ_c ; 其他参量的表达式如下:

$$\begin{aligned}
 & \rho_{x,y}(L, t - t_0) \\
 & = \left\{ U_{x,y}^2(0, t - t_0) \cos^2(\nu L) \right. \\
 & \left. + \left[\frac{\gamma U_{x,y}(0, t - t_0) \mp d_{1,3} U_{y,x}(0, t - t_0)}{\nu} \right]^2 \right. \\
 & \left. \times \sin^2(\nu L) \right\}^{1/2}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \phi_{x,y}(L, t - t_0) \\
 & = \tan^{-1} \left[\frac{\pm \gamma U_{x,y}(0, t - t_0) - d_{1,3} U_{y,x}(0, t - t_0)}{\nu U_{x,y}(0, t - t_0)} \right. \\
 & \left. \times \tan(\nu L) \right], \quad (11)
 \end{aligned}$$

这里,

$$\beta_0 = \frac{\Delta k - d_2 - d_4}{2}, \quad (12a)$$

$$\nu = \frac{\sqrt{(\Delta k + d_2 - d_4)^2 + 4d_1 d_3}}{2}, \quad (12b)$$

$$\gamma = \frac{d_4 - d_2 - \Delta k}{2}, \quad (12c)$$

$$d_1 = \frac{k_0}{2\sqrt{n_1 n_2}} r_{\text{eff1}} E_0 f_1,$$

$$d_3 = \frac{k_0}{2\sqrt{n_1 n_2}} r_{\text{eff1}} E_0 f_{-1}, \quad (12d)$$

$$d_2 = \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff2}} E_0 f_0,$$

$$d_4 = \frac{k_0}{2n_2} r_{\text{eff3}} E_0 f_0. \quad (12e)$$

方程式 (12d), (12e) 中, 有效电光系数

$$r_{\text{eff1}} = \sum_{j,k,l} (\varepsilon_{jj} \varepsilon_{kk}) a_j r_{jkl} b_k c_l,$$

$$r_{\text{eff2}} = \sum_{j,k,l} (\varepsilon_{jj} \varepsilon_{kk}) a_j r_{jkl} a_k c_l,$$

并且

$$r_{\text{eff3}} = \sum_{jkl} (\varepsilon_{jj} \varepsilon_{kk}) b_j r_{jkl} b_k c_l$$

($j, k, l = 1, 2, 3$, 以下相同).

$\varepsilon_{jj} = n_{jj}^2$ 和 $\varepsilon_{kk} = n_{kk}^2$ 为晶体的对角化电介质张量元; r_{ijk} 为晶体电光张量元; \mathbf{a} 和 \mathbf{b} 是 o 光和 e 光的单位矢量; \mathbf{c} 是外加电场 E_0 的单位矢量. PPLN, 作为单轴晶体, 有 $\mathbf{a} = (\sin \varphi, -\cos \varphi, 0)$ 和 $\mathbf{b} = (-\cos \theta \cos \varphi, -\cos \theta \sin \varphi, \sin \theta)$. 这里,

θ 和 φ 分别是极化角和方位角. 当施加外电场沿晶体的 y 轴方向时, $\mathbf{c} = (0, 1, 0)$. 此外, $f_0 = 2D - 1$ 为晶体的结构函数被 Fourier 级数展开后的零阶系数; 正、负一阶 Fourier 系数 $f_{\pm 1} = [1 - \cos(\pm 2\pi D) + i \sin(\pm 2\pi D)]/(\pm i\pi)$; 占空比 $D = l^+/(l^+ + l^-)$, l^+ 和 l^- 分别表示晶体的正和负畴长度; $\Delta k = k_x - k_y + K_1$, $K_1 = 2\pi/\Lambda$ (Λ 为晶体的极化周期) 是第一阶倒格矢, $k_x = 2\pi n_1 C/\omega_0$ 和 $k_y = 2\pi n_2 C/\omega_0$ 分别为两 LP 模在中心频率 ω_0 的波矢; k_0 为激光器发射的光在真空中的波矢.

由于两 LP 模在 PPLN₁ 或 PPLN₂ 中受到电光调制后光注入到 T-VCSEL 或 R-VCSEL 中, 因此我们有

$$E_{tx,ty}(t - \tau) = \sqrt{\frac{ST_L C n_{1,2}}{\hbar \omega_0 V}} U_{x,y}(L, t - \tau), \quad (13)$$

$$E_{tx,ty}(t - \tau_c) = \sqrt{\frac{ST_L C n_{1,2}}{\hbar \omega_0 V}} U_{x,y}(L, t - \tau_c) \quad (14)$$

3 结果与讨论

为了描述每一个 LP 模的完全混沌同步质量, 其相关系数定义如下:

$$\rho_{x,y} = \frac{\langle [I_{tx,ty}(t - \Delta t_1) - \langle I_{tx,ty}(t - \Delta t_1) \rangle] [I_{rx,ry}(t) - \langle I_{rx,ry}(t) \rangle] \rangle}{\{ \langle [I_{tx,ty}(t - \Delta t_1) - \langle I_{tx,ty}(t - \Delta t_1) \rangle]^2 \rangle \langle [I_{rx,ry}(t) - \langle I_{rx,ry}(t) \rangle]^2 \rangle \}^{1/2}}, \quad (15)$$

表 1 系统参数

参数	值	参数	值
线性增强因子 α	3	极化角 θ/π	1/2
载流子寿命 τ_p/ps	3.3	方位角 $\phi/(\circ)$	0
光子自旋速率 γ_s/ns^{-1}	50	晶体的温度 F/K	293
载流子数 N 的损耗速率 γ_e/ns^{-1}	1	晶体的极化周期 Λ/m^{-1}	5.8×10^5
光场振幅损耗速率 γ_a/ns^{-1}	-0.1	晶体的正畴长度 $l^+/\mu\text{m}$	5.41
有源介质双折射效应 γ_b/ns^{-1}	2	晶体的负畴长度 $l^-/\mu\text{m}$	5.41
有源层限制因子 Γ/ns	0.05	占空比 D	0.5
延时 τ/ns	5	晶体长度 L/mm	15
延时 τ_c/ns	7	o 光折射率 n_1	2.24
有效光斑面积 $S/\mu\text{m}^2$	38.485	e 光折射率 n_2	2.17
激光腔长 $L_V/\mu\text{m}$	10	电光张量元 $r_{61}/(\text{m}/\text{V})$	-3.4×10^{-12}
激光器层有效折射率 n_g	3.6	电光张量元 $r_{13}/(\text{m}/\text{V})$	8.6×10^{-12}
激光器有源层体积 $V/\mu\text{m}^3$	384.85	电光张量元 $r_{33}/(\text{m}/\text{V})$	30.8×10^{-12}
中心波长 λ_0/nm	850	电光张量元 $r_{51}/(\text{m}/\text{V})$	28×10^{-12}

这里, 符号 $\langle \rangle$ 表示为平均; $I_{tx,ty}(t) = |E_{tx,ty}(t)|^2$ 和 $I_{rx,y} = |E_{rx,y}(t)|^2$; $\Delta t_1 = \tau_c - \tau$. 相关系数 ρ 取值在 0—1 之间, ρ 越大, 每一个 LP 模的完全同步质量越高. 我们首先利用过四阶 Runge-Kutta 方法激光器速率方程 (1)—(6) 进行数值计算, 在计算中所用到系统的参数值见表 1, 其中 n_1 和 n_2 来源于晶体的 Sellmerier 折射率公式 [31].

固定 $k_f = k_{inj} = 2 \text{ ns}^{-1}$ 和 $\mu = 1.3$, 我们计算了两 LP 模的相关系数 ρ_x 和 ρ_y 与外加电场 E_0 的关系曲线图, 如图 2 所示. 从图 2 中发现, 当 $E_0 = 0 \text{ kV/mm}$ 时, 两 LP 模的相关系数为 0.11; 当 $0.05 \text{ kV/mm} \leq E_0 \leq 0.09 \text{ kV/mm}$ 时, 两 LP 模相关系数达到 1. 当 $E_0 > 0.09 \text{ kV/mm}$ 时, 两 LP 模的相关系数随外加电场 E_0 成准周期性变化. 其变化规律: 振荡 \leftrightarrow 恒为 1. 例如, E_0 介于 0.09—0.22 kV/mm 时, 两 LP 模的相关系数首先发生剧烈振荡; 当 E_0 介于 0.21—0.38 kV/mm 时, 相关系数达到 1; 当 $0.38 \text{ kV/mm} \leq E_0 \leq 0.51 \text{ kV/mm}$ 时, 两 LP 模的相关系数又发生剧烈振荡; 当 E_0 从 0.51 kV/mm 增至 0.68 kV/mm, 两 LP 模的相关系数又达到 1. 上述讨论结果表明, 当两 LP 模没有经历电光调制时 ($E_0 = 0 \text{ kV/mm}$), 由于两 LP 模的同时存在, 发射激光器和接收激光器的速率方程的对称性被破坏 [15], 两 LP 模的完全同步质量被恶化. 而通过合理选择外加电场 E_0 , 可以使 LP 模实现完全混沌同步, 这可能归因于通过对两 LP 模的电光调制, 两 LP 模之间的能量发生了交换, 从而弥补了发射激光器和接收激光器的速率方程的对称性的失衡. 固定 $E_{01} = E_{02} = E_0 = 0.36 \text{ kV/mm}$, 我们也计算了两 LP 模的相关系数与晶体长度的依赖关系,

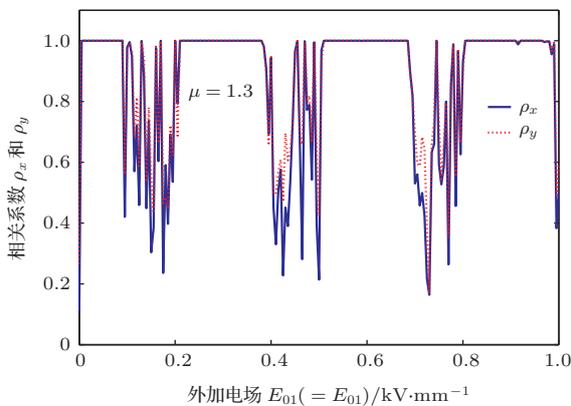


图 2 x -LP 和 y -LP 模的对应的相关系数 ρ_x 和 ρ_y 与外加电场 E_0 (E_{01} 或 E_{02}) 的依赖关系 ($k_f = k_{inj} = 2 \text{ ns}^{-1}$; $\mu = 1.3$)

如图 3 所示. 从图 3 中我们可以看见, 两 LP 模的相关系数随晶体长度也成准周期性变化. 其变化规律与它随外加电场 E_0 变化规律相似. 这些结果也表明了, 在一定外加电场作用下, 通过控制晶体长度, 也可以使两 LP 模实现完全混沌同步.

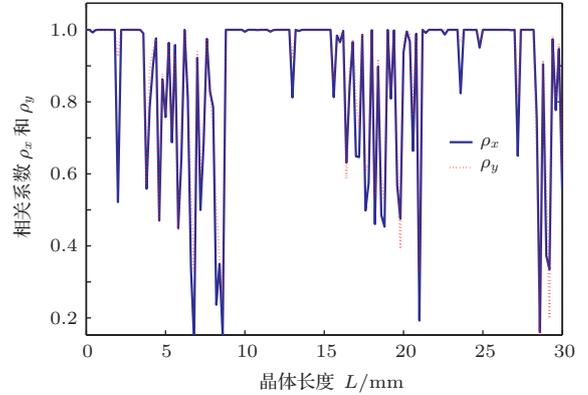


图 3 相关系数 ρ_x 和 ρ_y 与晶体长度 L 的依赖关系 ($k_f = k_{inj} = 2 \text{ ns}^{-1}$; $\mu = 1.3$; $E_{01} = E_{02} = 0.36 \text{ kV/mm}$)

针对不同的外加电场 E_0 , 图 4 进一步给出了 x -LP 模和 y -LP 模对应的相关系数 ρ_x 和 ρ_y 与偏置电流 μ 的依赖关系. 从图 4(a) 中, 我们可以发现, 当固定 $E_{01} = E_{02} = E_0 = 0 \text{ kV/mm}$ 时, 在偏置电流 μ 的接近阈值范围内 (介于 1 到 1.745 之间), 两 LP 模的相关系数基本上成剧烈振荡. 这表明, 两 LP 模的混沌同步质量低, 极不稳定且对偏置电流非常敏感. 其原因是: 偏置电流的微小变化使激光器输出的两 LP 模之间相互竞争, 且发射激光器输出的两 LP 模之间的竞争程度与接收激光器的两 LP 模之间的竞争程度不一致, 从而使两激光器的速率方程组在对称性上极不稳定. 然而, 在 E_0 为 0.2 kV/mm 时, 两 LP 模的相关系数随着 μ 改变的振荡频率和幅度减弱, 且其振荡变发生更小 μ 值范围 (介于 1 到 1.42 之间). 而当 $\mu > 1.42$ 时, 两 LP 模的相关系数接近 1 (见图 4(b)); 当 E_0 达到 0.36 kV/mm 时, 两 LP 模的相关系数的振荡频率和幅度进一步降低. 在 μ 介于 1 到 1.22 范围内, 其相关系数在 0.4—1 之间波动. 而当 $\mu > 1.22$ 时, ρ_x 和 ρ_y 恒为 1 (见图 4(c)). 为了进一步观察在电光调制作用下, 两 LP 模的完全混沌同步质量对反馈系数的稳健性, 我们计算了不同外加电场情况下的两 LP 的相关系数与反馈系数的依赖关系, 计算结果如图 5 所示. 图 5 中, 晶体长度 $L = 15 \text{ mm}$, 偏置

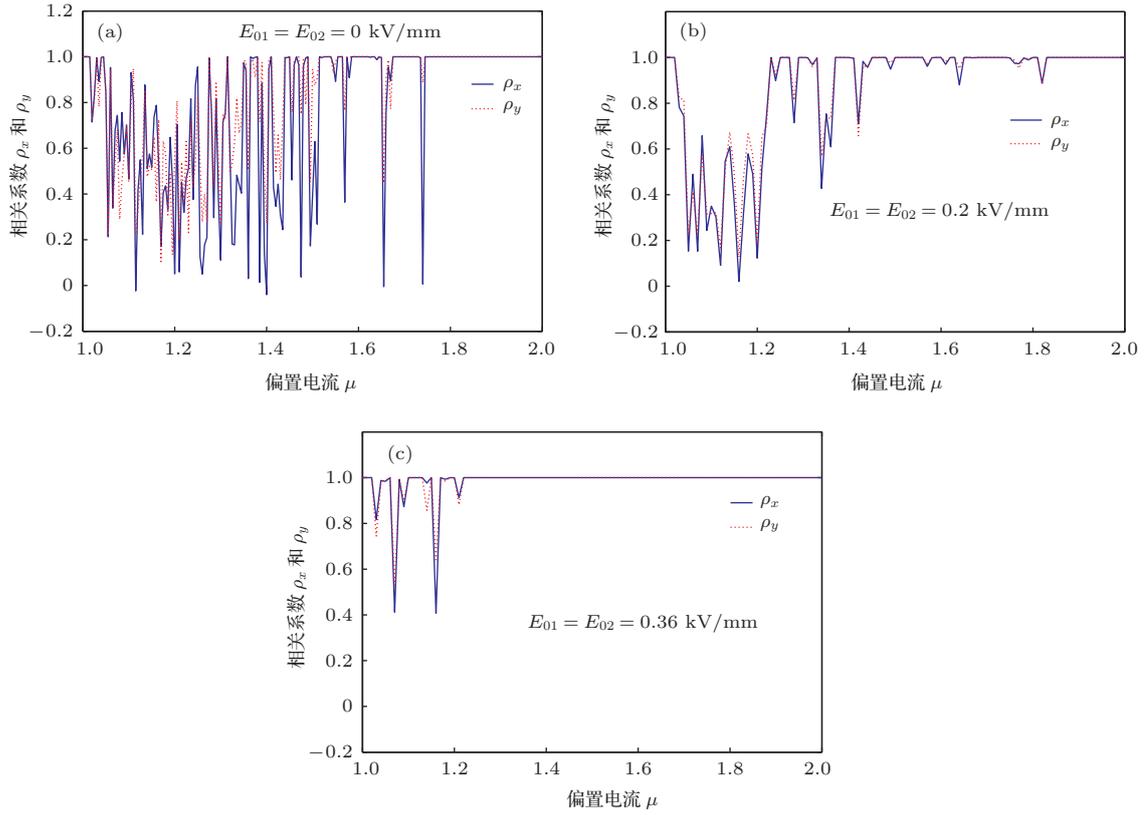


图4 针对不同的外加电场 E_{01} (或 E_{02}), 相关系数 ρ_x 和 ρ_y 与偏置电流 μ 的依赖关系 ($L = 15 \text{ mm}$, $k_f = k_{inj} = 2 \text{ ns}^{-1}$)

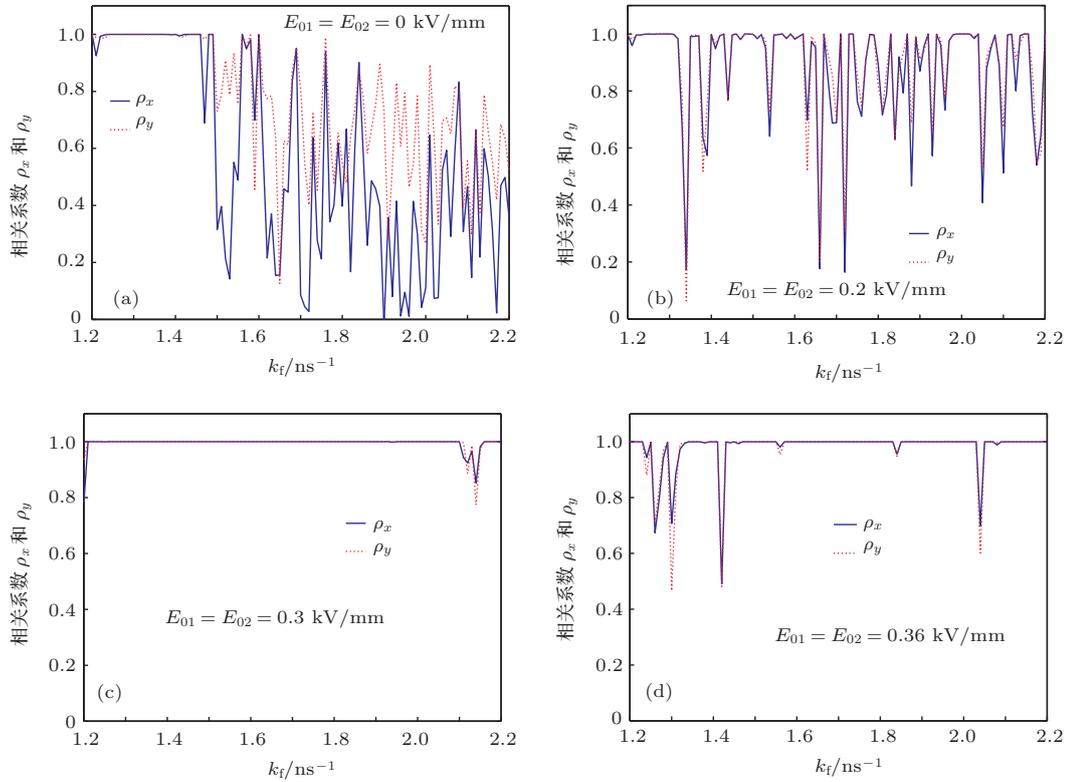


图5 针对不同的外加电场 E_{01} (或 E_{02}), 相关系数 ρ_x 和 ρ_y 与反馈系数 k_f 的依赖关系 ($L = 15 \text{ mm}$, $k_{inj} = k_f$ 和 $\mu = 1.3$)

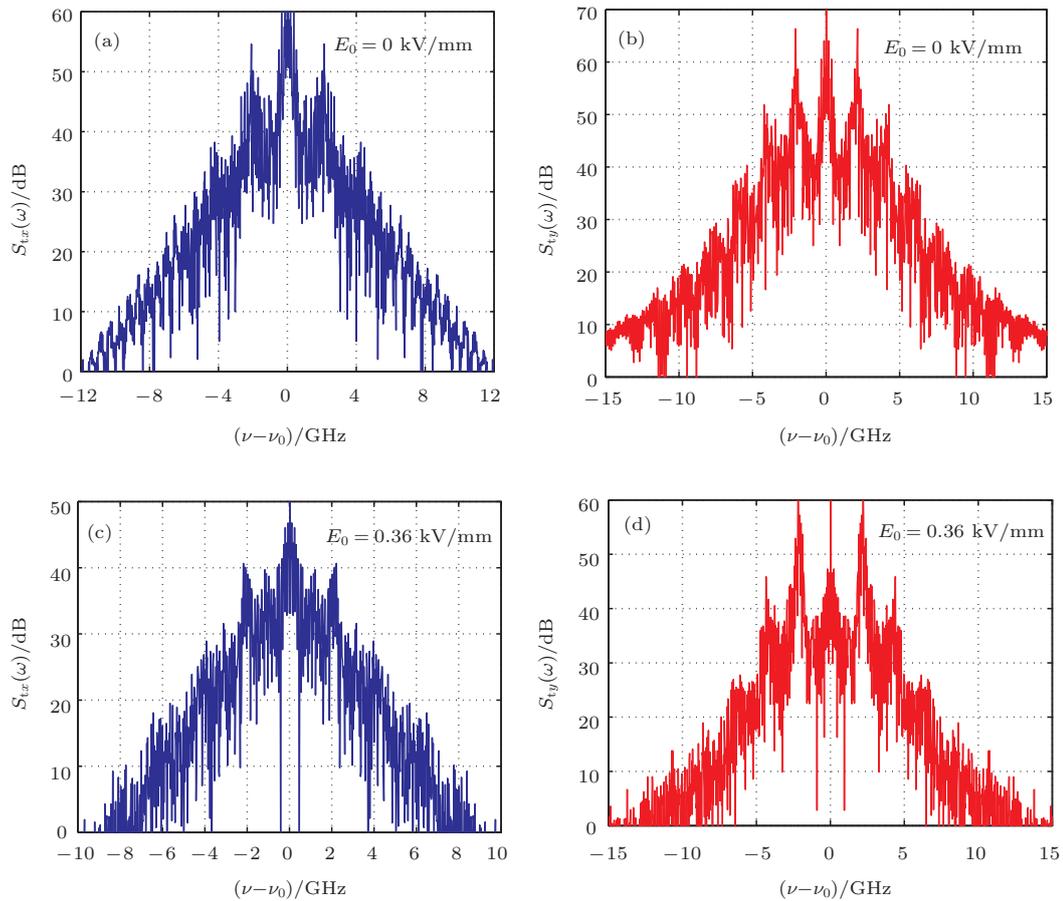


图6 在 $E_0 = 0$ kV/mm 和 $E_0 = 0.36$ kV/mm 两种条件下, 来自 T-VCSEL 的 x -LP 和 y -LP 模混沌载波的频谱分布图 ($S_{tx}(\omega) = |E_{tx}(\omega)|^2$, $S_{ty}(\omega) = |E_{ty}(\omega)|^2$)

电流 $\mu = 1.3$. 从图 5(a) 中, 我们发现, 当 $E_{01} = E_{02} = E_0 = 0$ kV/mm 时, 在反馈系数 k_f 介于 1.42 ns $^{-1}$ 和 2.2 ns $^{-1}$ 范围内, 相关系数 ρ_x 和 ρ_y 在 0 和 1 之间剧烈振荡. 这表明, 此时两 LP 模完全同步质量很差, 极其不稳定且对反馈系数非常敏感. 当 E_0 达到 0.2 kV/mm 时, 两 LP 模的相关系数随 k_f 的振荡频率减小和振荡幅度降低. 固定 E_0 为 0.3 kV/mm 时, 除在 k_f 介于 2.1 ns $^{-1}$ 和 2.15 ns $^{-1}$ 范围内, 其相关系数发生轻微的振荡外, 两 LP 模的相关系数基本上达到稳定, 且恒为 1. 当 E_0 增至 0.36 kV/mm 时, 两 LP 模的相关系数随 k_f 的变化而产生振荡频率和幅度略微增大. 上述数值结果进一步表明, 通过对来自于 T-VCSEL 的两 LP 模进行电光调制, 两 LP 模的完全混沌同步对偏置电流和反馈强度的稳健性获得加强, 即对偏置电流和反馈系数的敏感度降低. 在较大的偏置电流和反馈强度范围内, 两 LP 模能够实现稳定的, 高质量的完全混沌同步.

最后, 我们比较讨论在 $E_0 = 0$ kV/mm 和 $E_0 = 0.36$ kV/mm 的两种情形下, 系统的动态演变和混沌保密通信的性能. 在该系统中, 加密信

号的速率取决于来自 T-VCSEL 的 x -LP $_t$ 和 y -LP $_t$ 模混沌载波的有效带宽. 从图 6 所给出的 x -LP $_t$ 和 y -LP $_t$ 模的频谱分布图可以看出, 这两个 LP 模载波的有效带宽均约为 8 GHz. 加密信号取大的码率应该不高于 8 GHz. 在本文中, 取加密信号的码率为 1 GHz. 图 7 给出了当 $E_0 = 0$ kV/mm 时, 系统的动态演变. 这里, 加密信号 $m_1(t - \Delta t)$ (见图 7(a $_1$)) 和 $m_2(t - \Delta t)$ (见图 7(a $_2$)) 都是由超高斯脉冲组成随机非归零码比特序列, 并且用于计算加密信号的数据是: $M = 10$; $A_m = 0.001$; $r = 1$; $T_B = 0.1$ ns (信号的码率为 1 GHz). 从图 7 中我们可以看出, 加密信号 m_1 和 m_2 分别调制到来自 T-VCSEL 的 x -和 y -LP $_t$ 模后, 完全隐藏在这两个混沌偏振模中 (见图 7(c $_1$) 和 (c $_2$)). 然而, 与初始加密信号 m_1 和 m_2 的脉冲序列 (见图 7(a $_1$) 和 (a $_2$)) 以及相应的眼图 (见图 7(b $_1$) 和 (b $_2$)) 相比, 通过同步解调的信号 m'_1 和 m'_2 的脉冲序列 (见图 7(d $_1$) 和 (d $_2$)) 已完全扭曲和变形, 其眼图 (见图 7(e $_1$) 和 (e $_2$)) 的线条变得模糊, 张开度小. 这些结果表明解密信号 m'_1 和 m'_2 失真相当严重. 其原因是发射激光

器的两混沌LP模载波在未经历电光调制情况下,与接收激光器的两混沌LP模的同步恶化.若对发射激光器的两混沌LP模载波进行电光调制(外加电场 $E_0 = 0.36 \text{ kV/mm}$),其解密信号 m'_1 和

m'_2 的脉冲序列(见图8(d₁)和(d₂))与初始加密信号 m_1 和 m_2 的脉冲序列基本一致.其对应的眼图(见图8(e₁)和(e₂))的基本上完全张开,开启度接近100%.

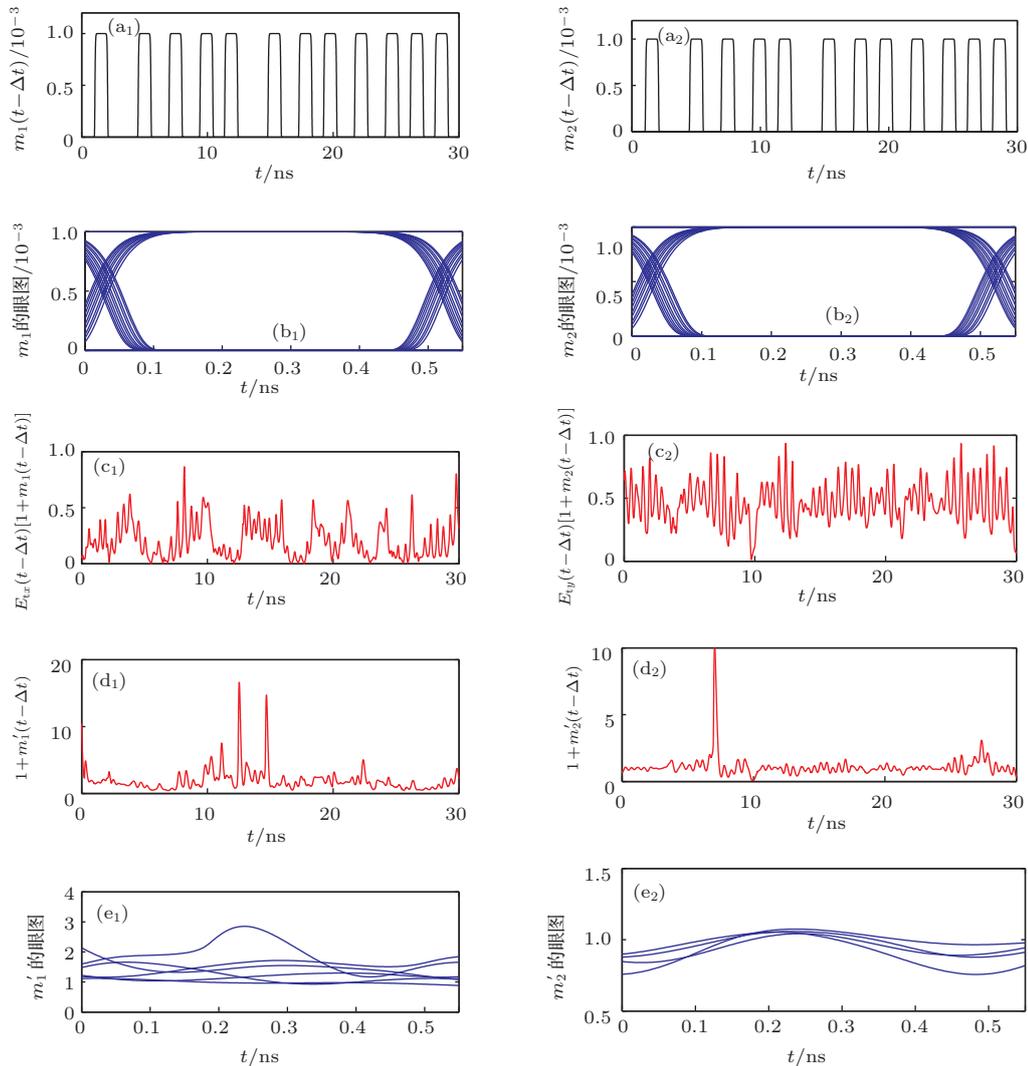


图7 当 $E_{01} = E_{02} = E_0 = 0 \text{ kV/mm}$ 时,双信道激光混沌保密通信系统动态演变 ($L = 15 \text{ mm}$; $\mu = 1.3$; $k_f = k_{inj} = 2 \text{ ns}^{-1}$) (a₁)和(a₂)分别为调制到 x -和 y -LP_t 的初始加密信号 $m_1(t - \Delta t)$ 和 $m_2(t - \Delta t)$; (b₁)和(b₂)分别为 m_1 和 m_2 对应的眼图; (c₁)和(c₂)分别为受信号 m_1 和 m_2 调制后的 x -和 y -LP_t 的时间混沌轨迹; (d₁)和(d₂)分别为解密信号 $m'_1(t - \Delta t)$ 和 $m'_2(t - \Delta t)$; (e₁)和(e₂)分别为 m'_1 和 m'_2 对应的眼图

4 结 论

在基于光反馈 VCSEL 的双信道激光偏振复用保密通信系统中,每一个线偏振模的完全混沌同步质量对激光器的外部参数(如偏置电流,光反馈强度)变化是非常敏感的,其稳健性是相当弱的.结果,两线性偏振模的完全同步变得极不稳定.为此,针对该系统,基于线性电光效应耦合波理论,一种新的完全混沌同步操控方案被提出.研究结果发

现,两个线性偏振模的完全混沌同步质量随外加电场成准周期性变化.其变规律如下:完全混沌同步 \leftrightarrow 剧烈振荡.在一定外加电场作用下,电光调制极大提高了偏振模的完全混沌同步对偏置电流和反馈系数的稳健性.每一个线性偏振模在较大偏置电流和反馈系数范围内可以实现完全混沌同步,调制到每一个混沌线偏振模的加密信号基本上能够完全恢复.这些结果在其他光学混沌保密通信系统中的完全混沌同步质量不稳定性控制方面有潜在的应用价值.

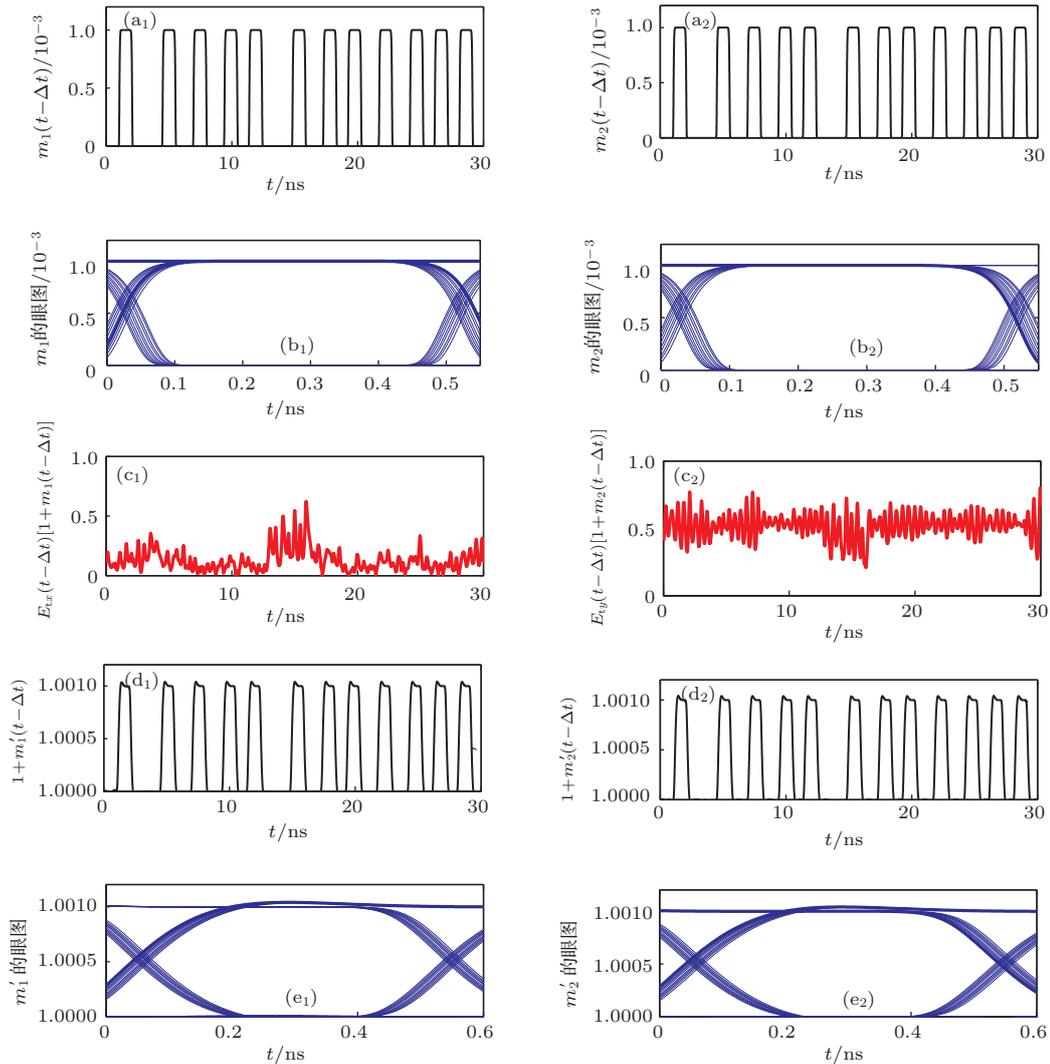


图8 当 $E_0 = 0.36 \text{ kV/mm}$ 时, 双信道激光混沌保密通信系统动态演变(其他参数与图5所给出的参数一致) (a₁) 和 (a₂) 分别为调制到 x -和 y -LP_t 的初始加密信号 $m_1(t - \Delta t)$ 和 $m_2(t - \Delta t)$; (b₁) 和 (b₂) 分别为 m_1 和 m_2 对应的眼图; (c₁) 和 (c₂) 分别为受信号 m_1 和 m_2 调制后的 x -和 y -LP_t 的时间混沌轨迹; (d₁) 和 (d₂) 分别为解密信号 $m'_1(t - \Delta t)$ 和 $m'_2(t - \Delta t)$; (e₁) 和 (e₂) 分别为 m'_1 和 m'_2 对应的眼图

作者衷心感谢审稿人提出的合理建议, 使本文的工作相对完善.

参考文献

[1] Liu J, Wu Z M, Xia G Q 2009 *Opt. Express* **17** 12619
 [2] Jiang N, Pan W, Luo B, Xiang S Y, Yang L 2012 *IEEE Photo. Technol. Lett.* **24** 1094
 [3] Pau J, Sivaprakasam S, Shore K A 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 514
 [4] Li W L, Li S F, Li Gang 2012 *Chin. Phys. B* **21** 064217
 [5] Deng T, Xia G Q, Cao L P, Chen J G, Lin X D Lin, Wu Z M 2009 *Opt. Commun.* **282** 2243
 [6] Wu J G, Wu Z M, Tang X, Fan L, Deng W., Xia G Q 2013 *IEEE Photo. Technol. Lett.* **25** 461
 [7] Yan S L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 230504 (in Chinese) [颜森林 2013 物理学报 **62** 230504]

[8] Yan S L 2007 *Chin. Phys.* **16** 3271
 [9] Shen K, Zhang S H 2004 *Chin. Phys.* **13** 329
 [10] Wu L, Zhu S Q 2003 *Chin. Phys.* **12** 300
 [11] Zhu S Q, Zhou Y, Wu L 2005 *Chin. Phys.* **14** 2196
 [12] Miguel M S, Feng Q, Moloney J V 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1728
 [13] Sciamanna M, Masoller C, Abraham N B, Rogister F, Megret P, Blondel M 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 37
 [14] Zhong D Z, Cao W H, Wu Z M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1548 (in Chinese)[钟东洲, 曹文华, 吴正茂 2008 物理学报 **57** 1548]
 [15] Zhong D Z, Xia G Q, Wang F, Wu Z M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3279 (in Chinese) [钟东洲, 夏光琼, 王飞, 吴正茂 2007 物理学报 **56** 3279]
 [16] Zhong D Z, Xia G Q, Wu Z M, Jia X H 2008 *Opt. Commun.* **281** 1689
 [17] Zhong D Z, Wu Z M 2009 *Opt. Commun.* **282** 1631

- [18] Andreas M, Martin B, Wolfgang E 2011 *Opt. Lett.* **36** 3777
- [19] Manohar D V, Hun L S, Wook K D, Hon K K, Hee L M 2011 *Opt. Express* **19** 16943
- [20] Huang X B, Xia G Q, Wu Z M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3066 (in Chinese)[黄雪兵, 夏光琼, 吴正茂 2010 物理学报 **59** 3066]
- [21] She W L, Lee W K 2001 *Opt. Commun.* **195** 303
- [22] Zheng G L, Wang H C, She W L 2006 *Opt. Express* **14** 5535
- [23] Arbore M A, Galvanauskas A, Harter D, Chou M H, Fejer M M 1997 *Opt. Lett.* **22** 1341
- [24] Bahabad A, Murnane M M, Kapteyn H C 2010 *Nature Photon* **6** 570
- [25] Chang J H, Sun Q, Ge Y X, Wang T T, Tao Z H, Zhang, C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 124204
- [26] Zhong D Z, Wu Z M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 034203 (in Chinese)[钟东洲, 吴正茂 2012 物理学报 **61** 034203]
- [27] Chiang A C, Lin Y Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 094201
- [28] Wang T, Li Y X, Yao J Q, Guo L 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 064203
- [29] Zhong D Z, She W L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064214 (in Chinese)[钟东洲, 余卫龙 2012 物理学报 **61** 064214]
- [30] Vicente R, Mulet J, Mirasso C R 2006 *Semiconductor Lasers and Lasers Dynamics II, in: Proceedings of the SPIE* **6184** 6184131
- [31] Hobden M V, Warner J 1966 *phys. Lett.* **22** 243

Manipulation of the complete chaos synchronization in dual-channel encryption system based on polarization-division-multiplexing*

Zhong Dong-Zhou^{1)†} Deng Tao²⁾ Zheng Guo-Liang³⁾

1) (School of Information Engineering, Wuyi University, Jiangmen 529020, China)

2) (School of Physics, Southwest University, Chongqing 400715, China)

3) (College of Electronic Science and Technology, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

(Received 8 November 2013; revised manuscript received 14 December 2013)

Abstract

For the dual-channel encryption system, based on polarization-division-multiplexing, we put forward a new control scheme for complete chaos synchronization by means of linear electro-optic (EO) effect. In the scheme, the chaotic synchronization quality of each linear polarization (LP) mode component varies periodically with the applied electric field. The variation regulation is as follows: Complete chaos synchronization \leftrightarrow acute oscillation. With the applied electric field fixed at a certain value, the robustness of the complete chaotic synchronization quality due to the bias current and the feedback strength is improved greatly by EO modulation. Each LP mode can obtain the complete chaos synchronization in a large range of the bias current and the feedback strength. And the encoding message modulated to each LP mode can be almost re-established.

Keywords: vertical cavity surface emitting laser with external optical feedback, electro-optic modulation, dual-channel chaos secure communication system, manipulation of complete chaotic synchronization

PACS: 05.45.Vx, 42.25.Ja, 42.65.Sf, 78.20.Jq

DOI: 10.7498/aps.63.070504

* Project supported by the Natural Science Foundation of Guangdong province, China (Grant No. S2011010006105), the foundation of the Science and Technology for Basic Theory and Science of Jiangmen City, China (Grant No. HX13070), the Doctoral Initial Foundation for Scientific Research of Wuyi University (Grant No. 30713020), and the Foundation for Distinguished Young Talents in Higher Education of Guangdong, China (Grant No. LYM11114).

† Corresponding author. E-mail: dream_yu2002@126.com