

马赫-曾德尔干涉仪对抑制延时特征的作用机理研究

吴天安, 张晓旭, 张胜海*, 兰淑静

中国人民解放军信息工程大学理学院, 河南 郑州 450001

摘要 双光反馈和双光注入作为抑制光反馈混沌激光器延时特征峰这两种重要方案,本质上都是通过马赫-曾德尔干涉仪对延时特征峰进行抑制。总结了两种方案中干涉仪对延时特征峰的抑制规律,系统分析了干涉仪在抑制延时特性中的作用与机理。当干涉仪的两臂接近相等时,两路混沌激光的电场强度和相位具有较强的相关性,光的叠加以相干叠加为主,混沌激光的延时特征峰随 τ_d (由于干涉仪两臂存在光程差产生的时间延迟)呈周期性变化;当干涉仪的两臂臂长相差较大且不成比例时,两路混沌激光的电场强度和相位的相关性降低甚至消失,光的叠加为非相干叠加,但是对延时特征峰的抑制仍由干涉项决定,主延时特征峰不随 τ_d 变化,同时产生新的延时特征峰。

关键词 激光光学; 混沌; 半导体激光器; 马赫-曾德尔干涉仪; 延时特征峰

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0501003

Study on the Mechanism of Mach-Zehnder Interferometer for Suppressing the Delay Time Signature

Wu Tianan, Zhang Xiaoxu, Zhang Shenghai, Lan Shujing

College of Science, PLA Information Engineering University, Zhengzhou, Henan 450001, China

Abstract Double optical feedback and double light injection are two important schemes to suppress the delay time signature peak of optical feedback chaotic lasers. In essence, the delay time signature peak is suppressed by the Mach-Zehnder interferometer. We summarize the suppression law for the delay time signature peak in the two schemes, and systematically analyze the function and mechanism of the interferometer in the suppression of the delay time signature peak. When the arms of the interferometer are close to each other, the electric field intensity and phase of the two chaotic lasers are strongly correlated. The superposition of light is dominated by coherent superposition, and the delay time signature peak of chaotic laser changes periodically with τ_d (delay time corresponding to the optical path difference in the interferometer). When the arms of the interferometer are obviously unequal and out of proportion, the correlation between the electric field intensity and phase of the two chaotic lasers decreases or even disappears, the superposition of light is a non-coherent superposition, but the suppression of the delay time signature peak is mainly determined by the interference term, and the main delay time signature peak does not change with τ_d , while generating the new delay time signature peaks.

Key words laser optics; chaos; semiconductor lasers; Mach-Zehnder interferometer; delay time signature peak

OCIS codes 140.1540; 140.3490; 140.5960

1 引 言

混沌激光具有高带宽、大幅度、类噪声以及对初值条件敏感等特性,被广泛应用于混沌保密通信^[1-4]、高精度雷达测距、混沌光时域反射仪、光学相干层析、

高速随机数发生器等领域^[5-10]。作为 B 类激光器的半导体激光器,通过附加自由度(如:光反馈、外部光注入)才会具有丰富的非线性动力学特性,而外腔光反馈半导体激光器因其结构简单、动力学特性丰富、稳定性好,易于调节和控制,成为广泛使用的混沌光

收稿日期: 2017-10-23; 收到修改稿日期: 2017-12-04

基金项目: 河南省重点科技攻关项目(152102210012)

作者简介: 吴天安(1981—),男,硕士,讲师,主要从事非线性动力学和激光混沌方面的研究。

E-mail: tawu1981@163.com

* 通信联系人。E-mail: ccstshz@163.com

源。而这种光反馈半导体激光器具有明显的时延特性,即半导体激光器输出的混沌激光会呈现与反馈腔长或注入延时有关的弱周期性。弱周期性的存在会降低混沌通信系统的安全性,削弱产生的随机数的无序性。因此,混沌半导体激光器时延信息的隐藏或抑制已成为混沌应用中亟待解决的问题。

Rontani 等^[11]首先对单光反馈系统的混沌延迟时间特征问题进行了理论分析,在低反馈强度下,调节注入偏置电流使激光器的弛豫振荡周期接近于外腔反馈延迟时间时,激光器弛豫振荡频率将掩盖反馈时延特征而被隐藏,但是此时混沌信号的维度和带宽很难得到提高。针对上述问题,提出了多种方法来优化光反馈半导体激光器,从而达到抑制或隐藏其时延特性的效果。例如:采用布拉格光纤光栅的分布反馈^[12]或啁啾光纤光栅的色散反馈抑制时延信息^[13],滤波光反馈隐藏半导体激光器的时延信息^[14],利用双激光器互耦合^[15]或三个激光器组成的系统(两个单光反馈的激光器产生的混沌激光注入到第三个激光器^[16]或级联模式^[17])来抑制时延信息。但是,研究较多的是双光反馈或双光注入的模式,2009年西南大学 Wu 等^[18]研究双光反馈半导体激光器对时延特征的抑制,2013年 Wang 等^[19]采用延迟自相干来抑制延时特征。2013年 Xiang 等^[20]提出单光反馈激光器产生的混沌激光双光注入到一个从激光器中来抑制时延特征信息,次年提

出相位调制双路反馈抑制时延信息^[21],2016年本课题组研究双光反馈激光器产生的混沌激光注入到一个从激光器来抑制时延信息^[22-23]。然而,以上研究都只是说明通过调节相关参数可以实现延时特征峰的抑制,而对这些抑制方法的内在机理并没有深入分析。因此在前期工作的基础上经过深入分析发现,双光反馈或双光注入抑制延时特征峰方案本质上都存在马赫-曾德尔干涉仪(MZI)的结构,本文通过两种方案的对比,总结了 MZI 在抑制时延特性中的普遍规律,分析了 MZI 在抑制时延特性中的作用与机理,以期揭示这些方案抑制延时特性的内在机制。

2 理论模型

为了分析 MZI 抑制延迟特性的作用机理,对比两种抑制延时特征峰的常见方案。方案一:如图 1(a)所示,由一个主激光器和从激光器构成,主激光器是一个单光反馈激光器,产生的混沌激光经分束器②分为两路光 I、II(I、II 延时不同),光束 I、II 再经耦合器③耦合后注入到从激光器,从而实现双光注入,相当于通过由分束器②、两路光纤和耦合器③构成的 MZI 把光注入到从激光器中,激光从端口 1 输出。方案二:如图 1(b)所示,为双光反馈方案,激光器输出的光经分束器②分为两路光 I、II(I、II 延时不同),光束 I、II 再经耦合器③耦合后反馈到激光器,相当于通过 MZI 把光反馈到激光器中。

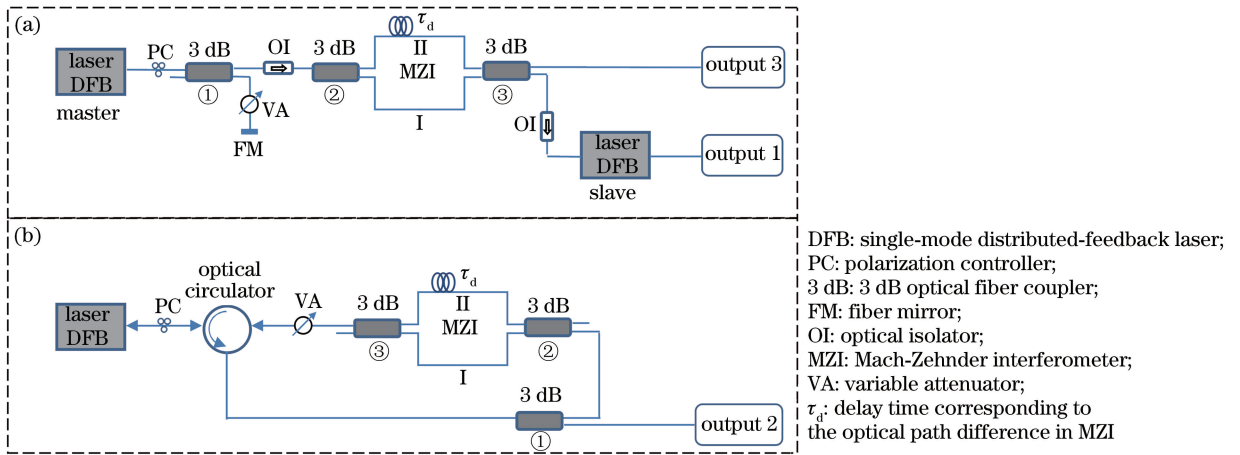


图 1 模拟原理图。(a)双光注入方案;(b)双光反馈方案

Fig. 1 Schematic of simulation. (a) Double light injection scheme; (b) dual optical feedback scheme

在上述两种方案中,直接分析 MZI 对延时特性的抑制机理比较复杂,为此分析了单光反馈主激光器产生的混沌激光只经 MZI 作用的方案,相当于方案一去掉了从激光器,激光直接从端口③输出,如图 1(a)所示。假设从主激光器输出光的电场强度

表示为 $E(t) = 2A(t) \exp[i(\omega t + \phi)]$,经 MZI 的作用输出的光强表示为

$$I(t) = A^2(t) + A^2(t - \tau_d) + 2A(t)A(t - \tau_d) \times \cos[\omega\tau_d + \phi(t) - \phi(t - \tau_d)], \quad (1)$$

式中 τ_d 为在 MZI 中由于两臂 I、II 存在光程差产

生的时间延迟。为了便于表述,把此分析方案称为方案三。

2.1 速率方程模型

对于带有光反馈的半导体激光器,采用著名的Lang-Kobayashi速率方程模拟动力学特性^[24]。本文中,为使模拟的激光器输出与真实的激光器输出相类似,在模拟时需考虑增益饱和和效应的影响^[25]。

$$\frac{dE_i(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[\frac{G_N[N_i(t) - N_0]}{1 + \epsilon E_i^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right] E_i(t) + k_{f1} E_i(t - \tau_1) \cos[\theta_1(t)] + k_{f2} E_i(t - \tau_2) \cos[\theta_2(t)], \quad (2)$$

$$\frac{d\phi_i(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left[\frac{G_N[N_i(t) - N_0]}{1 + \epsilon E_i^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right] - k_{f1} \frac{E_i(t - \tau_1)}{E_i(t)} \sin[\theta_1(t)] - k_{f2} \frac{E_i(t - \tau_2)}{E_i(t)} \sin[\theta_2(t)], \quad (3)$$

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = J_i - \frac{N_i(t)}{\tau_n} - \frac{G_N[N_i(t) - N_0]}{1 + \epsilon E_i^2(t)} E_i^2(t), \quad (4)$$

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left[\frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) + k_{in1} E_i \cos[\omega_i \tau_{in1} + \beta_1(t) - \Delta\omega t] + k_{in2} E_i \cos[\omega_i \tau_{in2} + \beta_2(t) - \Delta\omega t], \quad (5)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left[\frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} - \frac{1}{\tau_p} \right] - k_{in1} E_i \sin[\omega_i \tau_{in1} + \beta_1(t) - \Delta\omega t] - k_{in2} E_i \sin[\omega_i \tau_{in2} + \beta_2(t) - \Delta\omega t], \quad (6)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N(t)}{\tau_n} - \frac{G_N[N(t) - N_0]}{1 + \epsilon E^2(t)} E^2(t), \quad (7)$$

其中

$$\theta_1(t) = \omega_i \tau_1 + \phi_i(t) - \phi_i(t - \tau_1), \quad (8)$$

$$\theta_2(t) = \omega_i \tau_2 + \phi_i(t) - \phi_i(t - \tau_2), \quad (9)$$

$$\beta_1(t) = \phi(t) - \phi_i(t - \tau_{in1}), \quad (10)$$

$$\beta_2(t) = \phi(t) - \phi_i(t - \tau_{in2}), \quad (11)$$

式中 G_N 为微分增益, τ_p 为光子寿命, τ_n 为载流子寿命, ϵ 为增益饱和系数, E 和 E_i 为电场强度, ϕ_i 和 ϕ 为电场相位, N_i 和 N 为载流子浓度。(2)~(4)式为双光反馈的激光器,(2)式和(3)式的后两项代表反馈项, k_{f1} 和 k_{f2} 为反馈强度, τ_1 和 τ_2 为反馈延迟时间。(5)~(7)式为双光注入的从激光器, k_{in1} 和 k_{in2} 为注入强度, τ_{in1} 和 τ_{in2} 为注入延迟时间, $\Delta f = \Delta\omega/2\pi = (\omega_i - \omega)/2\pi$ 为失谐频率。利用(2)~(7)式对方案一进行模拟,利用(2)~(4)式对方案二和

方案三进行模拟。

2.2 时延信息的提取

通常采用自相关函数、互信息、填充因子分析以及局部线性模型等方法来分析光反馈混沌系统的延迟时间特征。采用自相关函数进行分析,通过混沌时间序列的自相关函数获得外腔反馈延迟时间的信息:

$$C(\tau) = \frac{1}{N} \sum [I(t)I(t + \tau)], \quad (12)$$

式中 $I(t) = E^2(t)$ 为混沌激光光强, τ 为延迟时间。

为了量化对时延特征的隐藏,引入 ρ 表征自相关函数在区间 $W(\tau)$ 上的峰值, ρ 值越小,对时延特征的抑制越好。由于实际的延迟时间与理论的延迟时间有一定的偏差,设定 $W(\tau) = [\tau - 1 \text{ ns}, \tau + 1 \text{ ns}]$, $\tau = 10 \text{ ns}$ 。

3 结果与讨论

利用4阶龙格-库塔算法对(2)~(7)式进行数值求解,模拟中采用的参数为^[26]:阈值电流 $J_{th} = [N_0 + 1/G_N \tau_p]/\tau_n$,微分增益 $G_N = 8.4 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$,透明载流子浓度 $N_0 = 1.4 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$,载流子寿命 $\tau_n = 2.04 \times 10^{-9} \text{ s}$,光子寿命 $\tau_p = 1.927 \times 10^{-12} \text{ s}$,增益饱和系数 $\epsilon = 2.5 \times 10^{-23}$,线性展宽因子 $\alpha = 5.0$ 。本文中不考虑失谐的影响,令 $\Delta f = 0$ 。

3.1 MZI 抑制延时特性的规律

在方案一中,主激光器为单光反馈激光器,模拟时令 $k_{f2} = 0$,设定 $\tau_1 = 10 \text{ ns}$ 。为达到对延时特征峰的最佳抑制,主激光器输出的混沌信号应具有最小的延时特征峰,此时反馈强度 $k_{f1} = 11.4 \text{ ns}^{-1}$,如图2所示。注入强度 $k_{in1} = k_{in2} = 16 \text{ ns}^{-1}$,注入延迟时间 $\tau_{in1} = 20 \text{ ns}$, $\tau_{in2} = \tau_{in1} + \tau_d$,通过调节 MZI 中光路的

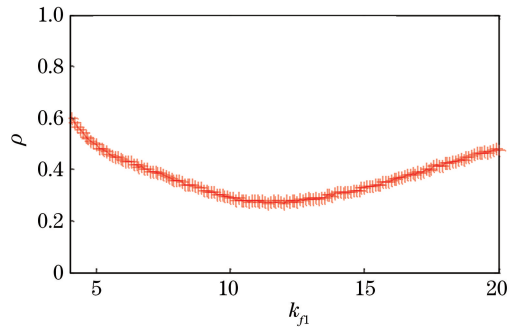


图2 单光反馈激光器输出混沌信号的延时特征峰 ρ 随反馈强度 k_{f1} 的变化

Fig. 2 Peak value ρ of the delay signature for chaos laser with single path optical feedback as function of feedback strength k_{f1}

臂长来调节 τ_d 的变化。在方案二中, 设定 $\tau_1 = 10 \text{ ns}$, $\tau_2 = \tau_1 + \tau_d$, 两路反馈光的反馈强度取相等^[18], 反馈强度^[22] $k_{f1} = k_{f2} = 6.9 \text{ ns}^{-1}$, 此时能很好地抑制延时特征峰。在方案三中, 参数的选择与方案一相同, 输出的光强利用(1)式模拟计算获得。利

用自相关函数对三种方案输出的光强进行模拟分析, 延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化如图 3 所示。图 3(a)~(c)所示为延迟特征峰随 τ_d 变化的整体情况, 图 3(d)~(f)所示为 τ_d 较小(两臂差别很小)时的情况。

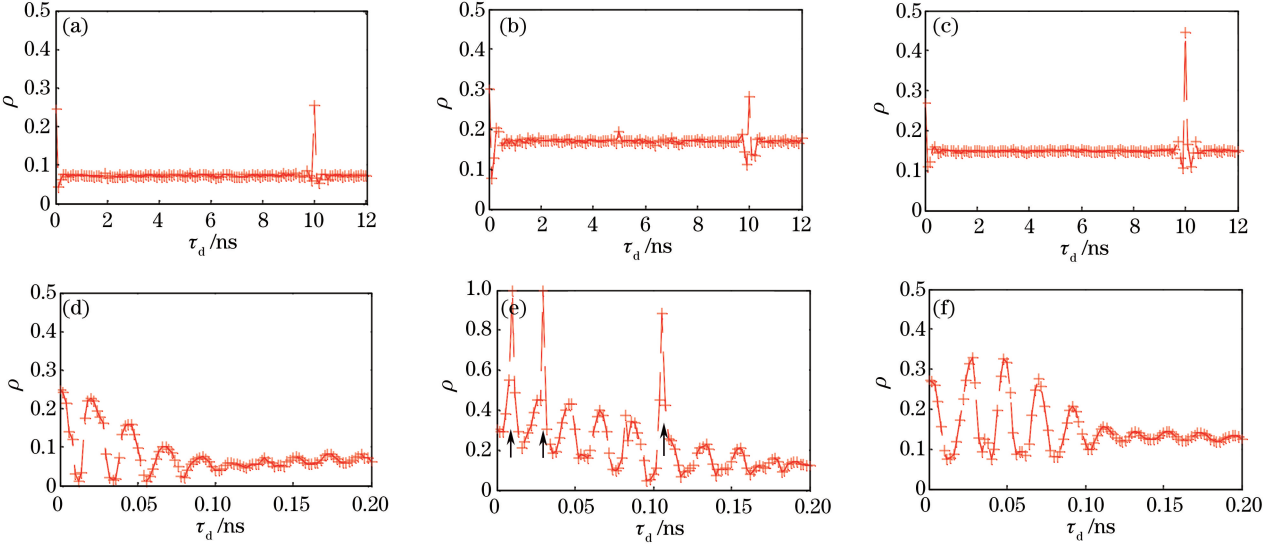


图 3 延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化。(a)(b)方案一;(c)(d)方案二;(e)(f)方案三

Fig. 3 Peak value ρ of the delay signature as function of τ_d . (a)(b) Scheme 1; (c)(d) scheme 2; (e)(f) scheme 3

由于反馈延迟时间 $\tau_1 = 10 \text{ ns}$, 为了全面展示 MZI 中 τ_d 对延时特征的影响, 设定 τ_d 变化的范围为 $[0, 12 \text{ ns}]$, τ_d 变化的间隔为 $\Delta\tau_d = 0.1 \text{ ns}$, 如图 3(a)~(c)所示。当 $\tau_d = 0$ 时, MZI 中的两臂相等, 对于方案一, 即一个单光反馈的主激光器产生的混沌激光单光注入到一个从激光器, 方案二相当于一个普通的单光反馈的激光器, 而方案三为一个单光反馈的主激光器, 此时延时特征都很强。当 $\tau_d = 10 \text{ ns}$ 时, 对于方案一和方案三, 由于 $\tau_1 = 10 \text{ ns}$, 输出激光的电场强度 $E(t)$ 与 $E(t - \tau_d)$ 具有很强的相关性, 经过 MZI 作用, 两束光叠加后结果并不能抑制延时特征。对于方案二, 讨论当 $\tau_1 = 10 \text{ ns}$, $\tau_2 = 20 \text{ ns}$ 的情况, 相当于一个外腔长等于另一个外腔长的二倍, 此时延时特征不能得到抑制, 与文献^[16]的实验结果一致。在 $0 < \tau_d < 10 \text{ ns}$ 的很大区域内, 对于上面三种方案, 延时特征得到较大的抑制, 基本上处于一个稳定值, 但是方案一明显好于方案二和方案三。

比较特殊的情形是: τ_d 在区域 $(0, 0.2 \text{ ns})$ 变化时, 延时特征峰 ρ 随 τ_d 变化显著。当 τ_d 在 10 ns 附近时, 有着相似的变化规律。为了清晰地刻画这些区域的变化规律, 对 τ_d 在 $(0, 0.2 \text{ ns})$ 区域进行了更精细的模拟, $\Delta\tau_d = 0.002 \text{ ns}$, 如图 3(d)~(f)所示。对于方案一和方案三, ρ 值在 τ_d 接近于 0 的区域剧

烈振荡, ρ 值随 τ_d 呈现一定的周期变化, 虽然振荡的幅度有所差别, 但是振荡的周期基本一致。对于方案二, 双光反馈系统, ρ 值随 τ_d 的变化规律与方案一和方案三有一定的差别, 特别是在 $\tau_d = 0.01 \text{ ns}$ 或 $\tau_d = 0.02 \text{ ns}$ 时, $\rho = 1$; $\tau_d = 0.106 \text{ ns}$ 时, $\rho = 0.89$, 如图 3(e)黑色箭头所示的位置。在模拟时, 为了消除初值设定对混沌振荡的影响, 首先尝试一路反馈光反馈, 另一路反馈光断开, 当系统进入到混沌振荡后再接通另一路反馈光, 当 $\tau_d = 0.02 \text{ ns}$ 时, 在双光反馈的状态下, 激光器很快进入稳态, 不能进行混沌激光输出, 如图 4(a)、(b)所示; 当 $\tau_d = 0.106 \text{ ns}$ 时, 在双光反馈的状态下, 激光器处于准周期振荡状态, 如图 4(c)、(d)所示。除去这些特殊的位置, ρ 值随 τ_d 的变化规律与方案一和方案三基本相似。综上所述, 通过三种方案的对比分析, 对于延时特征峰的抑制, MZI 在三种方案中起主要作用。对于方案一, 输出的混沌激光不仅受到 MZI 的作用, 还受到从激光器的非线性放大; 对于方案二, 输出的混沌激光来自 MZI 与激光器本身多次循环作用的结果。因此, 在这两种方案中, 直接分析 MZI 的作用机理相当困难, 而对于方案三, 输出的混沌激光仅受到 MZI 的作用, 有利于分析 MZI 对抑制延时特征的作用机理。

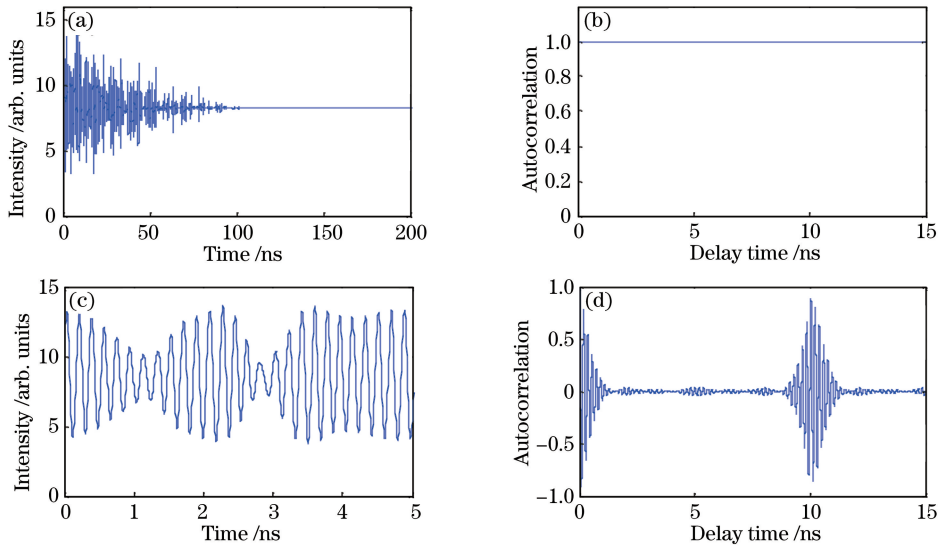


图 4 时间序列和自相关函数。(a)(b) $\tau_d=0.02$ ns;(c)(d) $\tau_d=0.106$ ns

Fig. 4 Intensity time series and autocorrelation function. (a)(b) $\tau_d=0.02$ ns; (c)(d) $\tau_d=0.106$ ns

单光反馈激光器直接输出的混沌激光的光强时间序列,如图 5(a)所示,经 MZI 作用后输出的混沌激光的时间序列, $\tau_d=0.08$ ns,如图 5(b)所示,从图中可以看出,在 MZI 的作用下,输出的混沌激光的光强在时域得到重新的分布。方案一输出的混沌激光的光强时间序列, $\tau_d=0.08$ ns,如图 5(g)所示,对比图 5(b),光强变得连续光滑,因为方案一与方案三的区别是增加了一个从激光器,从激光器相当于一个非线性放大器,对第一种方案输出混沌激光进行非线性放大处理,使光强变得光滑连续。方案二输出的混沌激光的光强时间序列, $\tau_d=0.098$ ns,如图 5(h)所示。相应的自相关函数如图 5(d)、(e)、(i)、(j)所示,通过对比发现,当 $\tau_d < 0.1$ ns 时,选择合适的延迟时间,延时特征峰得到很大的抑制。

对于方案三,由图 5(c)可以看出,当 $\tau_d=4$ ns ($\tau_d > 0.1$ ns)时,混沌激光的时间序列发生了明显变化。由图 5(f)可以看出,原有的延时特征峰($\tau=10$ ns)不仅没有得到有效的抑制,而且在 $\tau=4, 6, 14$ ns 等处出现了新的延时特征峰。为进一步总结新出现的延时特征峰的规律,任选了 $\tau_d=1, 3, 5$ ns 时三种方案的自相关函数的情况,如图 6 所示。同样地,在 $\tau=10$ ns 的位置仍然存在明显的延时特征峰,同时出现了新的延时特征峰。

以方案三中 $\tau_d=3$ ns 的情形进行分析,如图 7 所示。经 MZI 作用输出的混沌激光是由这两路光叠加而成,光路 2 相当于由光路 1 延迟 3 ns 产生,

因此 A 与 B 有很强的相关性,对应于图 6(a)中 $\tau_d=3$ ns 的延时特征峰。而混沌激光中本身 A 与 C 具有相关性,对应于图 6(a)中 $\tau=10$ ns 的延时特征峰,所以 B 与 C 也有一定的相关性,对应于图 6(a)中 $\tau=7$ ns 的延时特征峰,但是峰值较低。设单光反馈激光器的反馈延时时间 $\tau_1=10$ ns,则在 $|\tau_d \pm m \cdot \tau_1|$ (m 为正整数)的位置出现新的延时特征峰。比较特殊的是:在 $\tau_d=\tau_1/2=5$ ns 时,此时 A 与 B 和 B 与 C 相差的时间相等,相当于两个延时特征峰的位置重合,因此在此处出现很强的延时特征峰,对应于图 6(a)中 $\tau=5$ ns 的延时特征峰,并且大于 $\tau=10$ ns 的延时特征峰。另一种特殊的情形是: τ_d 很小($\tau_d < 0.1$ ns)时,产生新的延时特征峰的位置与原有的延时特征峰的位置基本重合,因此观察不到新的延时特征峰,如图 5(e)所示。方案一的规律与方案三相同,只是整个延时特征峰都偏小,如图 6(b)所示。方案二是双光反馈,反馈延时时间为 $\tau_1=10$ ns, $\tau_2=\tau_1+\tau_d$,在 $|m_1 \cdot \tau_1 \pm m_2 \cdot \tau_2|$ (m_1 和 m_2 为非负整数)出现延时特征峰,如图 6(c)所示。 τ_1 和 τ_2 位置的延时特征峰随 τ_d 的变化如图 8 所示,在 τ_d 变化的过程中,两个位置的延时特征峰的大小基本一致。在三种方案中,除了一些特殊的位置(MZI 中一个臂长是另一个臂长的 1/2), $\tau=10$ ns 位置的延时特征峰值最大或基本相当,所以 $\tau=10$ ns 位置的 ρ (主延时特征峰)最具有代表性。

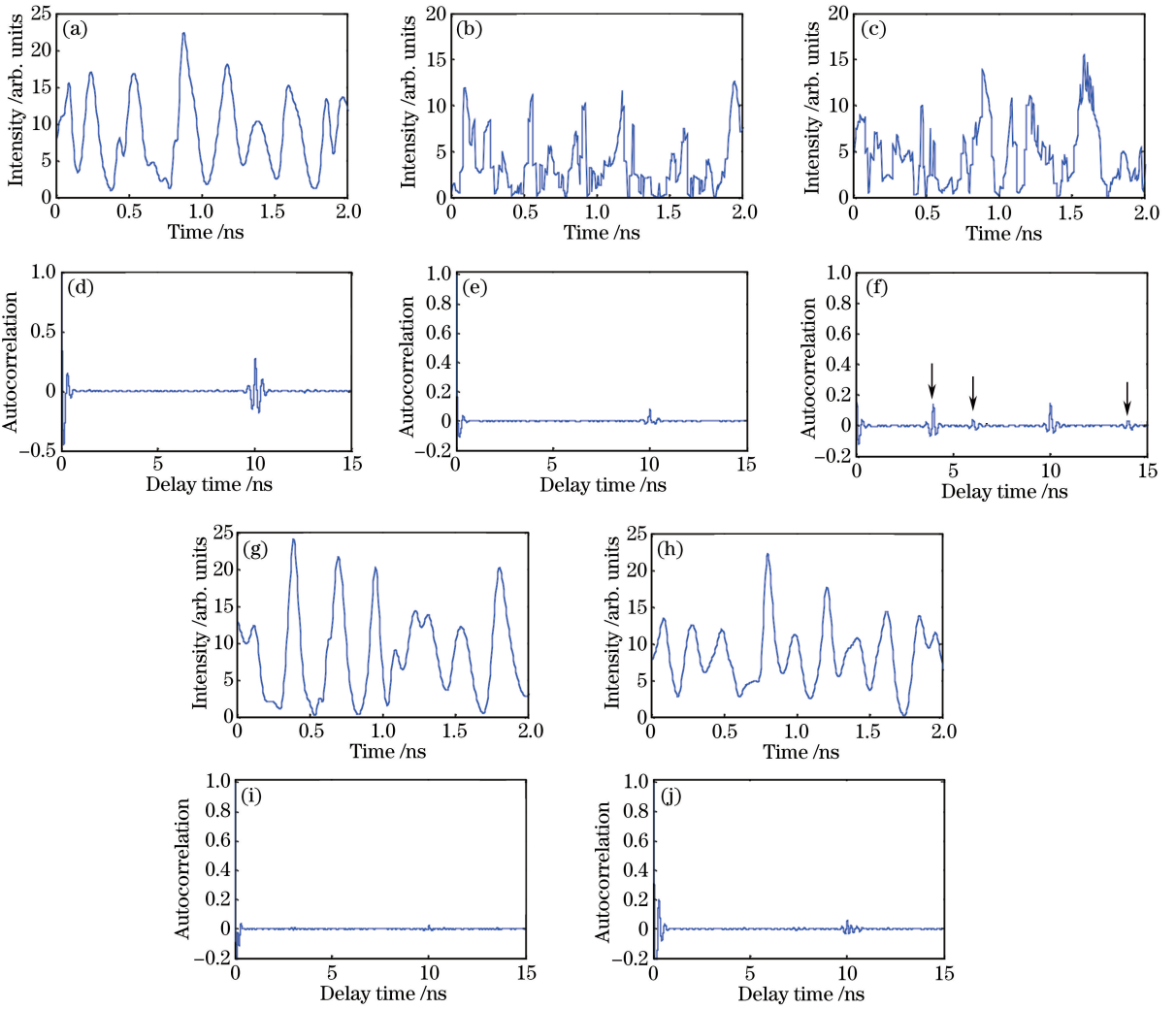


图 5 时间序列与自相关函数。方案三(a)(d) $\tau_d=0$ ns, (b)(e) $\tau_d=0.08$ ns, (c)(f) $\tau_d=4$ ns; (g)(i)方案一, $\tau_d=0.08$ ns; (h)(j)方案二, $\tau_d=0.098$ ns

Fig. 5 Time series and autocorrelation function. Curves of scheme 3 when (a)(d) $\tau_d=0$ ns, (b)(e) $\tau_d=0.08$ ns, (c)(f) $\tau_d=4$ ns; curves of scheme 1 when (g)(i) $\tau_d=0.08$ ns; curves of scheme 2 when (h)(j) $\tau_d=0.098$ ns

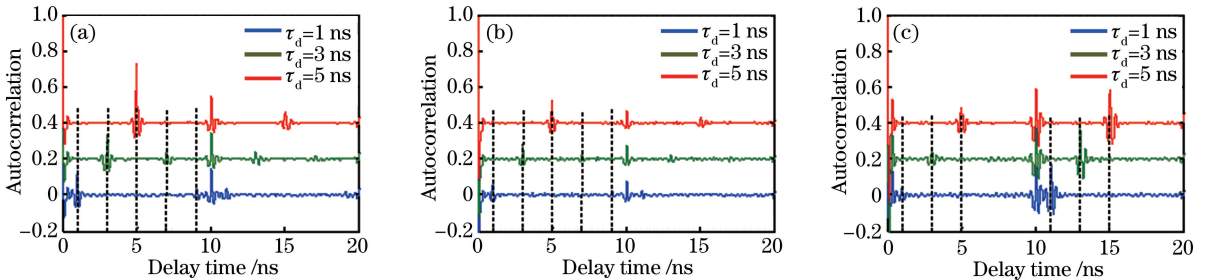


图 6 不同 τ_d 下的自相关函数。(a)方案三 ;(b)方案一 ;(c)方案二

Fig. 6 Autocorrelation for different τ_d . (a) Scheme 3; (b) scheme 1; (c) scheme 2

3.2 MZI 抑制延时特性的作用机理分析

以方案三为研究对象,为了不失一般性,单光反馈激光器的反馈延迟时间任选两种情形,反馈延迟时间 $\tau_1=4$ ns 和 $\tau_1=7$ ns,其他参数与前面的一致。反馈延

迟时间 $\tau_1=4$ ns 时,如图 9(a)、(b)所示,在 $\tau_d=0$ ns 和 $\tau_d=4$ ns 时,延时特征峰 ρ 很大,当 $0 < \tau_d < 4$ ns 时,延时特征得到较大的抑制,特别是 τ_d 在区域(0,0.2 ns)变化时,延时特征峰 ρ 随 τ_d 周期性变化,整个变化的规律

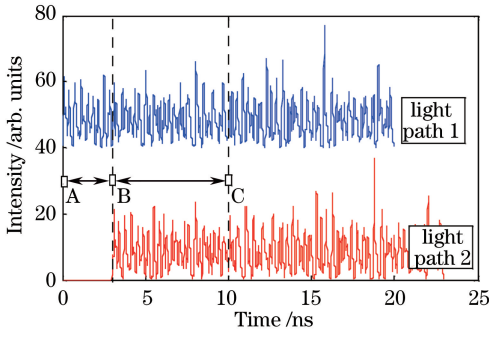


图 7 分析方案三的延时特征峰

Fig. 7 Analysis of the delay signature for scheme 3

与 $\tau_1 = 10$ ns 的一致。反馈延迟时间 $\tau_1 = 7$ ns 时,如图 9(c)、(d)所示,变化规律与 $\tau_1 = 4$ ns 相似,MZI 对延时特征峰 ρ 的抑制具有一定的普遍规律。

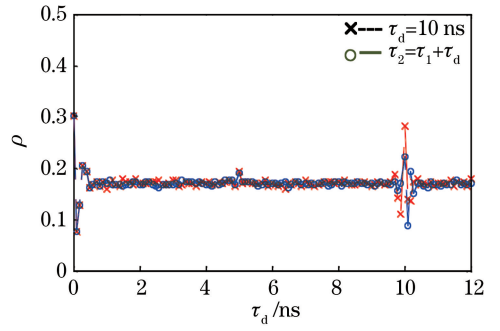


图 8 方案二中 $\tau_1 = 10$ ns 和 $\tau_2 = \tau_1 + \tau_d$ 位置的延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化

Fig. 8 Peak value ρ of the delay signature corresponding to $\tau_1 = 10$ ns and $\tau_2 = \tau_1 + \tau_d$ as a function of τ_d in the scheme 2

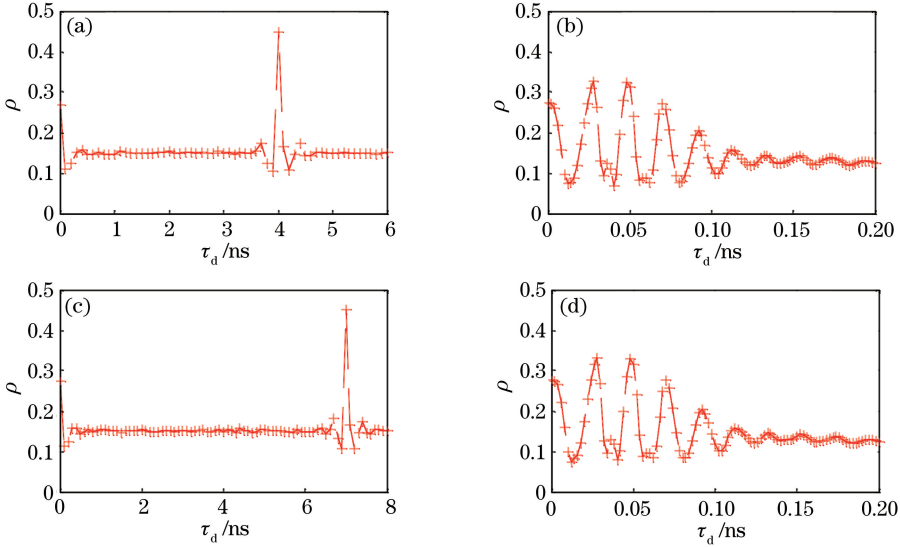


图 9 延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化。(a)(b) $\tau_1 = 4$ ns;(c)(d) $\tau_1 = 7$ ns

Fig. 9 Peak value ρ of the delay signature as function of τ_d . (a)(b) $\tau_1 = 4$ ns; (c)(d) $\tau_1 = 7$ ns

下面分析当 $\tau_1 = 10$ ns、反馈强度 $k_{f1} = 11.4 \text{ ns}^{-1}$ 时 MZI 对延时特征峰的影响因素。图 10(a)所示为混沌激光经 MZI 作用后的延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化情况。当 $\tau_d = 0$ 时, ρ 对应于单光反馈激光器的延时特征峰, 设 $\rho_0 = 0.267$ 。随着 τ_d 的增大, ρ 逐渐趋于一个稳定值 $\rho = 0.125$, 如图 10(a)中的黑色点划线所示。对于(1)式, 前两项是 MZI 两臂混沌信号的光强, 最后一项是干涉项。当忽略干涉项时, $I(t) = A^2(t) + A^2(t - \tau_d)$ 。图 10(b)所示为混沌信号的延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化情况, 当 τ_d 在区间(0, 0.4 ns)变化时, ρ 有一定的起伏, 因为此时 $A(t)$ 与 $A(t - \tau_d)$ 具有较强的相关性, 如图 11(a)所示; 当 $\tau_d > 0.4$ ns 时, $A(t)$ 与 $A(t - \tau_d)$ 的相关性逐渐消失, 在随 τ_d 增大的过程中, ρ 逐渐趋于 ρ_0 , 如

图 10(b)中的黑色点划线所示。说明非相干项对抑制延时特征峰的贡献较小, 仅在区间(0, 0.4 ns)对 ρ 值有较小的影响。当忽略非相干项时, $I(t) = 2A(t)A(t - \tau_d)\cos[\omega\tau_d + \phi(t) - \phi(t - \tau_d)]$, 图 10(c)所示为混沌信号的延时特征峰 ρ 随 τ_d 的变化情况, 随着 τ_d 的增大, ρ 同样逐渐趋于一个稳定值 $\rho = 0.125$, 如图 10(c)中的黑色点画线所示。对比图 10(a)与图 10(c)可以发现, 当 τ_d 大于一定值时, 对延时特征峰的抑制主要由相干项决定。当 τ_d 在(0, 0.06 ns)变化时, ρ 随 τ_d 周期性的剧烈变化, 但是对比图 10(a), 其变化的周期明显不同。综上所述, (1)式中的所有项对 ρ 值都有影响。在 $\tau_d < 0.1$ ns 时, ρ 表现出周期性的起伏变化。针对这个问题, 对 $\cos[\omega\tau_d + \phi(t) - \phi(t - \tau_d)]$ 统计求平均, 令

该值为 α , α 随 τ_d 的变化如图 10(d) 所示。对比图 10(a), 两者变化的周期基本一致。在 $\tau_d < 0.1$ ns 时, $\phi(t)$ 与 $\phi(t - \tau_d)$ 具有较强的相关性, 如图 11(b) 所示, τ_d 的变化对 α 起主要作用。 τ_d 越小, $\phi(t)$ 与 $\phi(t - \tau_d)$ 的相关性越强, α 的幅值越大。当 $\tau_d > 0.1$ ns 时, $\phi(t)$ 与 $\phi(t - \tau_d)$ 的相关性逐渐消失, α 趋于 0, 对应 ρ 趋于稳定, 不随 τ_d 变化。方案三中经 MZI 作用输出的混沌激光的平均功率 P_{ave} 随 τ_d 的变化如图 12 所示, 对比图 12 与图 10(d), 具有相同的振荡周期。当 $\tau_d < 0.1$ ns 时, 两路光具有较强的相关性, P_{ave} 随 τ_d 周期性振荡, 此时两路光的叠加

表现为相干叠加; 当 $\tau_d > 0.1$ ns 时, 两路光相关性逐渐消失, P_{ave} 不再随 τ_d 变化, 而是趋于一个稳定值, MZI 中一个臂上的平均光强 P_{ave1} 如图 12 中的红色虚线所示, 由于两个臂上的光相同, $P_{ave} = 2P_{ave1}$, 所以此时光的叠加为非相干叠加。综上所述, 当 MZI 的两臂接近相等时 ($\tau_d < 0.1$ ns), 两路光的叠加为相干叠加, 输出的混沌激光的延时特征峰随 τ_d 周期性变化; 当 MZI 的两臂臂长相差较大且不成比例时, 两路光的叠加为非相干叠加, 延时特征峰得到一定的抑制同时不随 τ_d 变化, 此时对延时特征峰的抑制也主要由干涉项决定。

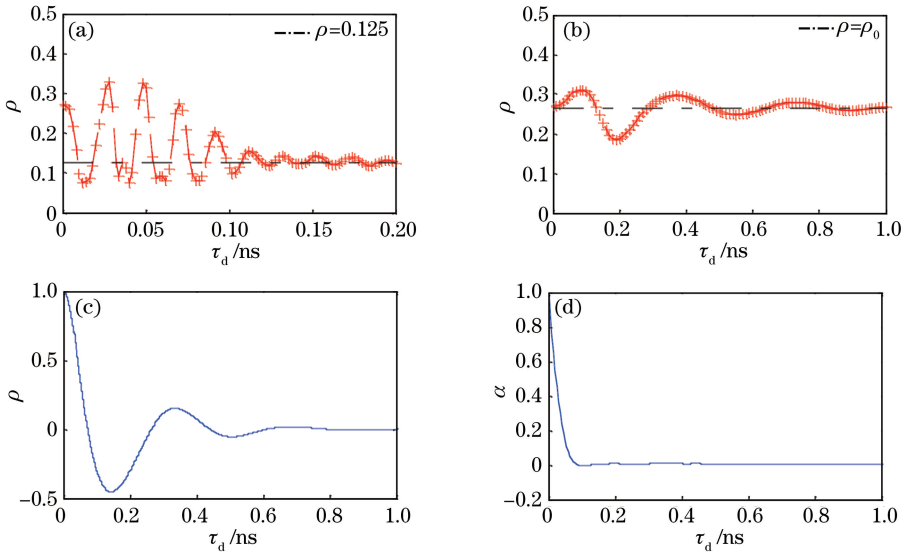


图 10 影响延时特征峰 ρ 的因素

Fig. 10 Factors influencing the delay time signature peak ρ

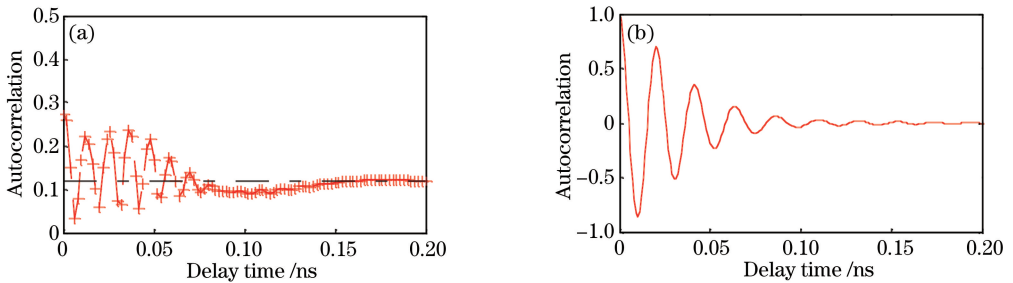


图 11 自相关函数图。(a) 混沌光强的自相关函数; (b) 混沌光相位的自相关函数

Fig. 11 Autocorrelation function diagram. (a) Autocorrelation function for chaotic light intensity; (b) autocorrelation function for chaotic light phase

最后对方案二的特殊位置给出解释, 如图 3(d) 所示, 在 τ_d 较小的区域 ($\tau_d < 0.1$ ns), 经 MZI 作用反馈到激光器的反馈光功率也要随着 τ_d 变化, 而反馈光功率的大小直接影响着激光器的状态。由于在方案二中, 混沌激光是 MZI 与激光器本身多次循环作用的结果, 情形相对复杂, 经 MZI 作用的反馈光功率随 τ_d 的变化规律与方案三的情形不能完全对

应。当 τ_d 处在某些特殊位置时 ($\tau_d = 0.01, 0.02, 0.106$ ns), 反馈强度很小, 激光器处于稳态或者准周期振荡。

4 结 论

针对双光反馈和双光注入两种方案, 分析了 MZI 对抑制延时特征峰的规律。在 MZI 的两臂接

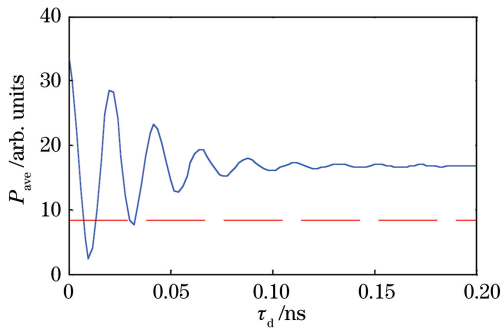


图 12 混沌光的平均功率 P_{ave} 随 τ_d 的变化

Fig. 12 Average power of the output of chaos versus τ_d

近相等的区域,延时特征峰随 τ_d 进行一定的周期振荡, τ_d 设定合适时,延时特征峰可以得到最佳的抑制效果。MZI 的两臂明显不相等且不成比例时,延时特征峰得到一定的抑制,并且趋于一个稳定值,但是会出现新的延时特征峰。利用方案三分析了 MZI 的作用机理,当 MZI 的两臂接近相等时,两路混沌激光的电场强度和相位都具有较强的相关性,光的叠加为相干叠加,叠加得到的混沌激光的延时特征峰与 τ_d 的变化密切相关;当 MZI 的两臂明显不相等且不成比例时,两路混沌激光的电场强度和相位的相关性消失,光的叠加为非相干叠加,但是对延时特征峰的抑制还是主要由干涉项决定。通过探寻 MZI 在抑制时延特性中的规律和作用机理,为后续的研究提供一定的参考。

参 考 文 献

[1] Matsuura T, Uchida A, Yoshimori S. Chaotic wavelength division multiplexing for optical communication[J]. Optics Letters, 2004, 29(23): 2731-2733.

[2] Argyris A, Syvridis D, Larger L, *et al.* Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links[J]. Nature, 2005, 438(7066): 343-346.

[3] Hong Y H, Lee M W, Paul J, *et al.* GHz bandwidth message transmission using chaotic vertical-cavity surface-emitting lasers [J]. Journal of Lightwave Technology, 2009, 27(22): 5099-5105.

[4] Jiang N, Zhang C F, Qiu K. Secure passive optical network based on chaos synchronization[J]. Optics Letters, 2012, 37(21): 4501-4503.

[5] Uchida A, Amano K, Inoue M, *et al.* Fast physical random bit generation with chaotic semiconductor lasers[J]. Nature Photonics, 2008, 2(12): 728-732.

[6] Kanter I, Aviad Y, Reidler I, *et al.* An optical ultrafast random bit generator[J]. Nature Photonics,

2010, 4(1): 58-61.

[7] Wang A B, Li P, Zhang J G, *et al.* 4.5 Gbps high-speed real-time physical random bit generator [J]. Optics Express, 2013, 21(17): 20452-20462.

[8] Sakuraba R, Iwakawa K, Kanno K, *et al.* Tb/s physical random bit generation with bandwidth-enhanced chaos in three-cascaded semiconductor lasers[J]. Optics Express, 2015, 23(2): 1470-1490.

[9] Lin F Y, Liu J M. Diverse waveform generation using semiconductor lasers for radar and microwave applications [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2004, 40(6): 682-689.

[10] Wu W T, Liao Y H, Lin F Y. Noise suppressions in synchronized chaos lidars[J]. Optics Express, 2010, 18(25): 26155-26162.

[11] Rontani D, Locquet A, Sciamanna M, *et al.* Loss of time-delay signature in the chaotic output of a semiconductor laser with optical feedback[J]. Optics Letters, 2007, 32(20): 2960-2962.

[12] Li S S, Liu Q, Chan S C. Distributed feedbacks for time-delay signature suppression of chaos generated from a semiconductor laser [J]. IEEE Photonics Journal, 2012, 4(5): 1930-1935.

[13] Wang D M, Wang L S, Zhao T, *et al.* Time delay signature elimination of chaos in a semiconductor laser by dispersive feedback from a chirped FBG[J]. Optics Express, 2017, 25(10): 10911-10924.

[14] Wu Y, Wang B J, Zhang J Z, *et al.* Suppression of time delay signature in chaotic semiconductor lasers with filtered optical feedback [J]. Mathematical Problems in Engineering, 2013, 2013: 1-7.

[15] Zhang X X, Wu T A, Chang K G, *et al.* Time-delay characteristic and bandwidth analysis of chaotic output from single-ended feedback and mutually coupled vertical-cavity surface-emitting lasers [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(5): 0501010. 张晓旭, 吴天安, 常凯歌, 等. 单端反馈互耦合垂直腔面发射激光器混沌输出的时延特征和带宽分析 [J]. 中国激光, 2017, 44(5): 0501010.

[16] Mu P H, Pan W, Yan L S, *et al.* Experimental evidence of time-delay concealment in a DFB laser with dual-chaotic optical injections [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(2): 131-134.

[17] Li N Q, Pan W, Xiang S Y, *et al.* Loss of time delay signature in broadband cascade-coupled semiconductor lasers[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2012, 24(23): 2187-2190.

[18] Wu J G, Xia G Q, Tang X, *et al.* Time delay signature concealment of optical feedback induced chaos in an external cavity semiconductor laser [J].

- Optics Express, 2010, 18(7): 6661-6666.
- [19] Wang A B, Yang Y B, Wang B J, *et al.* Generation of wideband chaos with suppressed time-delay signature by delayed self-interference [J]. Optics Express, 2013, 21(7): 8701-8710.
- [20] Xiang S Y, Pan W, Wen A J, *et al.* Conceal time delay signature of chaos in semiconductor lasers with dual-path injection [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(14): 1398-1401.
- [21] Xiang S Y, Pan W, Zhang L Y, *et al.* Phase-modulated dual-path feedback for time delay signature suppression from intensity and phase chaos in semiconductor laser [J]. Optics Communications, 2014, 324(15): 38-46.
- [22] Wu T A, Sun W Y, Zhang X X, *et al.* Concealment of time delay signature of chaotic output in a slave semiconductor laser with chaos laser injection [J]. Optics Communications, 2016, 381(15): 174-179.
- [23] Sun W Y, Zhang S H, Wu T A, *et al.* Time delay signature concealment in chaotic semiconductor lasers with double optical feedback and dual-path injection [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(12): 121406.
- 孙巍阳, 张胜海, 吴天安, 等. 双光反馈双光注入混沌半导体激光器延时特征峰抑制 [J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(12): 121406.
- [24] Lang R, Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1980, 16(3): 347-355.
- [25] Sukow D W, Heil T, Fischer I, *et al.* Picosecond intensity statistics of semiconductor lasers operating in the low-frequency fluctuation regime [J]. Atomic, Molecular, and Optical Physics, 1999, 60(1): 667-673.
- [26] Uchida A. Optical communication with chaotic lasers: applications of nonlinear dynamics and synchronization [M]. Hoboken: John Wiley & Sons, 2012: 156-157.