

# 光学学报

## 混沌激光光子互相关的分析与测量

刘彤<sup>1,2</sup>, 郭晓敏<sup>1,2</sup>, 张浩杰<sup>1</sup>, 张健飞<sup>1</sup>, 郭龔强<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>新型传感器与智能控制教育部与山西省重点实验室, 太原理工大学物理与光电工程学院, 山西 太原 030024;

<sup>2</sup>密码科学技术国家重点实验室, 北京 100878

**摘要** 利用非平衡光纤干涉系统, 理论分析且实验测量了光反馈强度变化过程中, 光场不同状态即相干光、相干与混沌的混合光及混沌光的光子互相关, 并实现了对上述光场的区分。研究分析了不同状态光场的二阶光子互相关随着延迟时间和相干时间的变化, 结果表明: 相干光的二阶光子互相关  $g^{(2x)}(\tau)$  只在零延迟处存在极小值且为 0.5; 混沌光  $g^{(2x)}(\tau)$  只在对称延迟处存在两个极大的峰值且为 1.25; 相干与混沌的混合光  $g^{(2x)}(\tau)$  不仅在零延迟处存在极小值, 而且在对称延迟处存在两个极大的峰值, 同时随着混沌光所占比例的增大,  $g^{(2x)}(\tau)$  延迟对称处的峰值从 1 增至 1.25, 零延迟处的  $g^{(2x)}(0)$  由 0.5 增至 1, 表明此时混合光场正由相干光向混沌光过渡。实验上测量了无反馈时, 相干光的二阶光子互相关  $g^{(2x)}(\tau)$  并获得光场的相干时间为 65 ns; 反馈强度在 2.5% 时, 测得混沌激光的  $g^{(2x)}(\tau)$  并得出混沌光占比 75%, 及相应的相干时间 0.7 ns; 反馈强度为 18% 时, 测得相干塌陷混沌光的  $g^{(2x)}(\tau)$  及其相干时间 0.8 ns。理论与实验结果符合良好。表明该方法可明确区分不同混沌占比状态下的光场及对应的相干时间, 为进一步揭示及监测输出光场的量子统计特性提供了理论和实验基础。

**关键词** 激光光学; 混沌激光; 光子互相关; 非平衡干涉; 光子统计

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.2414002

## Analysis and Measurement of Photon Cross-Correlation of Chaotic Laser

Liu Tong<sup>1,2</sup>, Guo Xiaomin<sup>1,2</sup>, Zhang Haojie<sup>1</sup>, Zhang Jianfei<sup>1</sup>, Guo Yanqiang<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education and Shanxi Province, College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan, Shanxi 030024, China;

<sup>2</sup>State Key Laboratory of Cryptology, Beijing 100878, China

**Abstract** The photon cross-correlations of different light fields, namely coherent light, mixed coherent and chaotic light, and chaotic light, in a changing process of light feedback intensity are investigated theoretically and experimentally via an unbalanced fiber interferometer, and the above-mentioned light fields are distinguished. The second-order photon cross-correlations of the light fields are analyzed as functions of delay time and coherence time. The results show that the second-order photon cross-correlation  $g^{(2x)}(\tau)$  of coherent light only has a minimum value of 0.5 at zero delay time. The  $g^{(2x)}(\tau)$  of chaotic light has two maximum peaks of 1.25 at symmetric delay time. The  $g^{(2x)}(\tau)$  of mixed coherent and chaotic light not only has a minimum value at zero delay time but also has two maximum peaks at symmetric delay time. Meanwhile, as the proportion of chaotic light increases, the peak values of  $g^{(2x)}(\tau)$  at symmetry delay time rise from 1 to 1.25 and the  $g^{(2x)}(0)$  at zero delay time increases from 0.5 to 1, indicating that the mixed light is transiting from coherent light to chaotic light. The  $g^{(2x)}(\tau)$  of coherent light is measured experimentally under no light feedback, and the corresponding coherent time obtained is 65 ns. When the feedback intensity is 2.5%, the  $g^{(2x)}(\tau)$  of the chaotic laser is measured. The proportion of chaotic light is 75%, and the corresponding coherent time is 0.7 ns. When the feedback intensity is 18%, the  $g^{(2x)}(\tau)$  of chaotic laser in

收稿日期: 2021-04-21; 修回日期: 2021-06-15; 录用日期: 2021-06-21

基金项目: 国家自然科学基金(61875147, 62075154, 61731014)、山西省重点研发计划(国际科技合作, 201903D421049)、山西省回国留学人员科研资助项目(HGKY2019023)、山西省高等学校科技创新项目(201802053, 2019L0131)

通信作者: \*guoyanqiang@tyut.edu.cn

coherence collapse regime is measured, and its coherent time is 0.8 ns. The experimental results are in good agreement with the theoretical ones. It indicates that this method can clearly distinguish light fields with different proportions of chaotic light and their corresponding coherent time and thereby provide a theoretical and experimental basis for further revealing and monitoring the quantum statistics of output light fields.

**Key words** laser optics; chaotic laser; photon cross-correlation; unbalanced interference; photon statistics

**OCIS codes** 140.1540; 140.5960; 270.1670; 270.5290

## 1 引言

光场的光子关联及统计特性已成为量子光学的主要研究内容之一<sup>[1-2]</sup>,早在 20 世纪 50 年代 Brown 和 Twiss<sup>[3]</sup>进行了光场的强度关联测量实验,随后 Glauber<sup>[4]</sup>在 1963 年提出了光场相干性理论,为深入理解光场的量子相干及光子关联特性提供了重要的理论基础。自此根据该理论,工作在受激辐射阈值以上激光器输出的电磁场被描述为相干态,而工作在阈值以下的场则是非相干态或混沌态,由许多独立自发辐射点光源发出的电磁场叠加而成<sup>[5-6]</sup>。输出激光的相干性可由光场的二阶光子自相关来表征,如  $g^{(2)}(0) > 1$  表明光场为非相干或混沌光<sup>[7]</sup>,对应的光子数分布为玻色-爱因斯坦分布,光场呈现聚束效应<sup>[8]</sup>;  $g^{(2)}(0) = 1$  表明光场为相干光,对应的光子数分布为泊松分布,光场呈现为稳定的相干输出<sup>[9]</sup>;  $g^{(2)}(0) < 1$  表明光场具有量子特性(如单光子态),对应的光子数分布为亚泊松分布<sup>[10]</sup>,光场呈现反聚束效应<sup>[11]</sup>。目前,光子自相关  $g^{(2)}(\tau)$  已经在光场聚束和反聚束测量<sup>[12-14]</sup>、空间干涉<sup>[15-16]</sup>、光子关联鬼成像<sup>[17-20]</sup>、方位异质结双极晶体管(HBT)效应<sup>[21]</sup>、单光子探测<sup>[22-23]</sup>等研究中得到广泛应用。

光反馈半导体激光器产生的混沌激光具有初值敏感、类噪声、宽频带及长期不可预测的特性<sup>[24]</sup>,现已广泛应用于保密通信<sup>[25-30]</sup>、高精度测距雷达<sup>[31]</sup>、光纤传感<sup>[32]</sup>、光时域反射仪<sup>[33]</sup>、物理随机数产生<sup>[34]</sup>及密钥分发<sup>[35-36]</sup>等领域中。但目前关于混沌光场的研究主要集中在时域和频域等宏观动力学特性分析<sup>[37]</sup>,对于混沌光场的微观量子统计特性的研究还有待深入研究。目前对混沌光场量子统计特性研究主要是利用光场的二阶相干度及光子统计分布来表征<sup>[38]</sup>,进而分析测量光场的更高阶相干度完善其量子特性描述<sup>[39-41]</sup>。但以上光场的二阶及高阶相干度均表征光场的光子自相关特性,光子自相关反映的是不同时空点光场的强度关联及起伏<sup>[42]</sup>,并不能准确获得相位随机波动或强度动态振荡的部分相干态的光场信息。虽然  $g^{(2)}(0) = 1$  表明相干稳定的输出,但是  $g^{(2)}(0) > 1$  并不一定代表输出光场为完全

的混沌光,也可能是强度动态振荡的相干态,同时不同混沌光场之间即相干到完全混沌过渡区分不明显。如在激光器系统中,相干光经历了相位波动,这些波动导致了其有限的光谱宽度,由于增益保持固定, $g^{(2)}(0)$ 的值为 1;但在实际过程中由于噪声或其他外界扰动影响,增益并不固定而是随着时间波动起伏,将会产生强度或振幅波动起伏的激光输出,此时  $g^{(2)}(0) > 1$ ,但激光输出并不是完全的混沌状态。因此  $g^{(2)}(0)$ 的值本身不足以区分及表征不同的混沌光或部分相干光,光场的相干时间、相位扩散时间及延迟时间对光子特性的影响仍有待研究,并且由于混沌光的产生过程可能存在低频振荡和噪声,低频振荡到相干塌陷混沌光过渡过程中混沌光所占比例对光场特性的影响,及光子关联特性判别度量仍是个难点。如何精确度量振幅和相位随机起伏所产生的不同状态的混沌激光,以及相干光向混沌光的过渡就成为本文研究的重点。

本文利用非平衡马赫-曾德尔干涉系统,对光反馈半导体激光器产生的混沌激光进行理论分析与实验研究,理论得出了混沌与相干的混合光场的二阶光子互相关,分析了随着延迟时间和相干时间的变化,混沌光、相干光及混合光二阶光子互相关的结果。同时研究了混合光场中,随着混沌光占比的变化,二阶光子互相关及其零延迟处和对称延迟处极值的变化结果。在此基础上实验测量得到了不同反馈强度下光场从相干到混沌的二阶光子互相关及相干时间,实验与理论符合较好。表明通过该方案可以明确区分光场所处状态,进而可用于非相干光场量子统计特性的监测中。

## 2 理论与数值分析

### 2.1 二阶光子互关联随相干时间及延迟时间的变化

实际半导体激光器光反馈作用下,输出光场会经历从相干激光到混沌光的变化过程。当泵浦电流在阈值以下时,产生的电磁场可用下式表示,可等效为  $N$  个受激偶极子自发且独立地辐射光子,每个偶极子发射出各自光子。此时的场可以描述为  $N$  个随机相位波的统计集合,因此其随机辐射电场可以

写为<sup>[2]</sup>

$$E^*(t) = E_0^* \frac{\exp(-i\omega t)}{\sqrt{N}} \sum_n \exp[i\varphi_n(t)], \quad (1)$$

式中:  $E_0^*$  表示输入的真空电磁场;  $\omega$  为场频率;  $\varphi_n$  为随机相位。另外, 随机波动噪声频率  $\dot{\varphi}_n(t)$  遵循朗之万噪声源的相关关系为

$$\langle \dot{\varphi}_n(t) \rangle = \langle \dot{\varphi}_k(t) \rangle = 0, \quad (2)$$

$$\langle \dot{\varphi}_n(t) \dot{\varphi}_k(t + \tau) \rangle = \frac{2}{\tau_c} \delta_{nk} \delta(\tau), \quad (3)$$

式中:  $\delta_{nk}$  代表 Kronecker 符号;  $\delta(\tau)$  代表 Dirac- $\delta$  函数;  $\tau_c$  表示光场的相干时间。因此可以得到其强度关联为

$$\begin{aligned} \langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle &= \frac{E_0^2}{N} \exp(-i\omega\tau) \langle \exp[-i\varphi_1(t)] + \cdots + \exp[-i\varphi_n(t)] \rangle \times \\ &\quad \langle \exp[i\varphi_1(t + \tau)] + \cdots + \exp[i\varphi_n(t + \tau)] \rangle = \\ &= \frac{E_0^2}{N} \exp(-i\omega\tau) \langle \sum_n \exp[-i\varphi_n(t)] \exp[i\varphi_n(t + \tau)] \rangle = \\ &= N \langle E_n^*(t) E_n(t + \tau) \rangle = N E_0^2 \exp(-i\omega\tau) \int_{\tau}^{\infty} p(\tau) d\tau = \\ &= N E_0^2 \exp(-i\omega\tau) \int_{\tau}^{\infty} \frac{1}{\tau_c} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_c}\right) d\tau = N E_0^2 \exp\left(-i\omega\tau - \frac{\tau}{\tau_c}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

此时光场的一阶相干度为

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^*(t) \hat{E}^*(t + \tau) \rangle}{\langle \hat{E}^*(t) \hat{E}(t) \rangle} = \exp\left(-i\omega\tau - \frac{|\tau|}{\tau_c}\right). \quad (5)$$

进而可以得出光场的二阶相干度, 即二阶自关联为

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\tau) &= \frac{\langle \hat{E}^*(t) \hat{E}^*(t + \tau) \hat{E}(t + \tau) \hat{E}(t) \rangle}{\langle \hat{E}^*(t) \hat{E}(t) \rangle^2} = \frac{\langle I(t) I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} = \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{n,h,k,m} \langle \exp[i\varphi_n(0) + i\varphi_h(\tau) - i\varphi_k(\tau) - i\varphi_m(0)] \rangle = \\ &= 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 = 1 + \exp\left(-\frac{2|\tau|}{\tau_c}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

当激光器工作在阈值电流以上时, 此时输出的电磁场为稳定相干态。同时, 激光场经历了 Schawlow-Townes 相位扩散过程, 向相干光场引入了快速随机的相位跳变。在随机相位跳变间, 光场可被认为是处于相干光输出状态。因此, 激光器输出的电磁场可以写成

$$E^*(t) = E_1^* \exp[-i\omega t + i\varphi(t)], \quad (7)$$

式中:  $E_1^* = E_0^* \sqrt{\langle a^\dagger a \rangle}$  是电磁场的相干振幅; 相位  $\varphi$  随着 Schawlow-Townes 的相位扩散时间  $\tau_\varphi$  进行随机跃变, 根据方程:

$$\dot{\varphi} = f_\varphi. \quad (8)$$

此时随机波动的噪声频率  $f_\varphi$  遵循朗之万噪声源的相关关系为

$$\langle f_\varphi(t) \rangle = 0, \quad (9)$$

$$\langle f_\varphi(t) f_\varphi(t + \tau) \rangle = \frac{2}{\tau_\varphi} \delta(\tau). \quad (10)$$

此时的统计平均值  $\langle \cdot \rangle$  为随机相位跳变随时间

的平均值, 光场的二阶自相关为  $g^{(2)}(\tau) = 1$ 。

上述不同输出状态的光场, 在获得二阶自相关  $g^{(2)}(\tau)$  的同时, 还可进而获得光场的二阶光子互相关  $g^{(2r)}(\tau)$ 。以上中心频率为  $\omega$ 、相干时间为  $\tau_c$  的光进入一个非平衡的马赫-曾德尔干涉仪中, 非平衡两路之间的延迟路径差为  $l$ , 故延迟时间为  $\frac{l}{c}$ 。干涉仪两个输出端口的电场算符为<sup>[2,6]</sup>

$$E_1^*(t) = E_0^* \frac{a^\dagger\left(t + \frac{l}{c}\right) - a^\dagger(t)}{\sqrt{2}}, \quad (11)$$

$$E_2^*(t) = E_0^* \frac{a^\dagger\left(t + \frac{l}{c}\right) + a^\dagger(t)}{\sqrt{2}}, \quad (12)$$

式中:  $a^\dagger(t)$  表示输入光场的产生算符。于是, 输入光场经非平衡干涉仪, 依据(5)、(11)、(12)式, 经电场强度分析计算后, 可得两个输出端口的光场强度为

$$\langle E_1^*(t)E_1(t) \rangle = \frac{I_0}{2} \left\{ 1 - 2\text{Re} \left[ g^{(1)} \left( \frac{l}{c} \right) \right] \right\}, \quad (13)$$

$$\langle E_2^*(t)E_2(t) \rangle = \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + 2\text{Re} \left[ g^{(1)} \left( \frac{l}{c} \right) \right] \right\}, \quad (14)$$

式中:  $I_0 = |E_0|^2 \langle a^\dagger a \rangle$  表示输入强度;  $\text{Re}[x]$  表示复数  $x$  的实部。因此, 非平衡马赫-曾德尔干涉仪两个

输出光场的二阶强度互相关为

$$g^{(2r)} \left( \tau, \frac{l}{c} \right) = \langle \hat{E}_1^*(0) \hat{E}_2^*(\tau) \hat{E}_2(\tau) \hat{E}_1(0) \rangle, \quad (15)$$

式中:  $\tau$  表示干涉仪中光子到达两个输出端口间的时间差, 将(13)、(14)式代入(15)式后得到光场的二阶光子互相关, 表示为

$$g^{(2r)} \left( \tau, \frac{l}{c} \right) = \frac{1}{4E_0^4} \left\{ \begin{aligned} & \langle E^* \left( \frac{l}{c} \right) E^* \left( \frac{l}{c} + \tau \right) E \left( \frac{l}{c} + \tau \right) E \left( \frac{l}{c} \right) + E^*(0) E^*(\tau) E(\tau) E(0) \\ & + E^*(0) E^* \left( \frac{l}{c} + \tau \right) E \left( \frac{l}{c} + \tau \right) E(0) + E^* \left( \frac{l}{c} \right) E^*(\tau) E(\tau) E \left( \frac{l}{c} \right) \\ & - E^* \left( \frac{l}{c} \right) E^*(\tau) E \left( \frac{l}{c} + \tau \right) E(0) - E^*(0) E^* \left( \frac{l}{c} + \tau \right) E(\tau) E \left( \frac{l}{c} \right) \rangle \end{aligned} \right\} = \frac{1}{4} \left\{ 2g^{(2)}(\tau) + g^{(2)} \left( \frac{l}{c} + \tau \right) + g^{(2)} \left( \frac{l}{c} - \tau \right) - 2\text{Re} \left[ g^{(2)} \left( \frac{l}{c}, \tau, \frac{l}{c} + \tau, 0 \right) \right] \right\}, \quad (16)$$

式中:  $g^{(2)}(\tau)$  为二阶自相关, 表示此时两个光子沿相同臂长的干涉仪传播;  $g^{(2)} \left( \frac{l}{c} + \tau \right)$ 、 $g^{(2)} \left( \frac{l}{c} - \tau \right)$  表示两路光子沿不同臂长的干涉仪传播, 且对光场强度波动敏感。

$2\text{Re} \left[ g^{(2)} \left( \frac{l}{c}, \tau, \frac{l}{c} + \tau, 0 \right) \right]$  表示光子在通过干涉仪两臂进行干涉时场的波动, 它对光场的振幅和相位波动敏感, 因此可以利用该项表征激光器在光反馈作用时由相干光到混沌光的变化。

当光场为混沌态时该项表示为

$$g^{(2)} \left( \frac{l}{c}, \tau, \frac{l}{c} + \tau, 0 \right) = \frac{1}{N^2} \sum_{n,h,k,m} \langle \exp \left[ i\varphi_n \left( \frac{l}{c} \right) + i\varphi_h(\tau) - i\varphi_k \left( \frac{l}{c} + \tau \right) - i\varphi_m(0) \right] \rangle = \exp \left( \frac{-2|l|}{c\tau_c} \right) + \exp \left( \frac{-2|\tau|}{\tau_c} \right). \quad (17)$$

当光场为相干态时该项表示为

$$g^{(2)} \left( \frac{l}{c}, \tau, \frac{l}{c} + \tau, 0 \right) = \left\{ \exp \left[ i\varphi \left( \frac{l}{c} \right) + i\varphi(\tau) - i\varphi \left( \frac{l}{c} + \tau \right) - i\varphi(0) \right] \right\} = \exp \left( \frac{-2m}{\tau_\varphi} \right), \quad (18)$$

式中:  $m = \min(|l/c|, |\tau|)$ 。因此, 将上述(17)、(18)式不同光场的二阶自相关代入, 可以得到半导体激光器在光反馈作用下, 由相干光与混沌光的混合光场二阶光子互相关为

$$g^{(2r)} \left( \tau, \frac{l}{c} \right) = P \cdot \left[ 1 + \frac{1}{4} \exp \left( \frac{-2 \left| \frac{l}{c} + \tau \right|}{\tau_c} \right) + \frac{1}{4} \exp \left( \frac{-2 \left| \frac{l}{c} - \tau \right|}{\tau_c} \right) - \frac{1}{2} \exp \left( \frac{-2|l|}{c\tau_c} \right) \right] + (1-P) \cdot \left[ 1 - \frac{1}{2} \exp \left( \frac{-2m}{\tau_\varphi} \right) \right] = 1 + \frac{P}{4} \exp \left( \frac{-2 \left| \frac{l}{c} + \tau \right|}{\tau_c} \right) + \frac{P}{4} \exp \left( \frac{-2 \left| \frac{l}{c} - \tau \right|}{\tau_c} \right) - \frac{P}{2} \exp \left( \frac{-2|l|}{c\tau_c} \right) - \frac{1-P}{2} \exp \left( \frac{-2m}{\tau_\varphi} \right). \quad (19)$$

当混沌光与相干光 50:50 的比例混合, 其中  $P$  为混沌光所占的比例, 为了更好地表现混沌光与相干光的混合光场二阶光子互相关特征, 选择非平衡

延迟距离为  $l=15$  m, 且  $\tau_c = \tau_\varphi$  时, 随延迟时间差  $\tau$  及相干时间  $\tau_c$  变化的光场二阶光子互相关  $g^{(2r)}(\tau)$  如图 1 所示。图 1(a) 为  $m = \min(|l/c|, |\tau|)$  时, 随

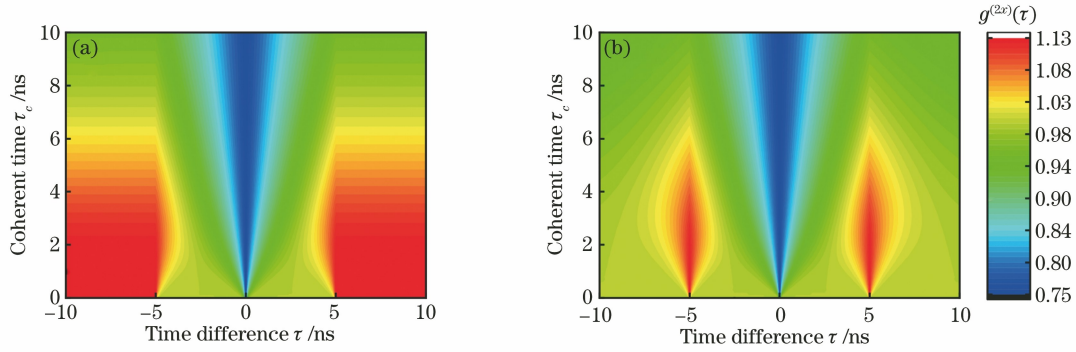


图 1 混沌光与相干光 50:50 比例混合,  $l=15$  m 且  $\tau_c = \tau_\varphi$  时, 随延迟时间差  $\tau$  及相干时间  $\tau_c$  变化的二阶互相关结果。

(a)  $m = \min(|\tau|, |l/c|)$ ; (b)  $m = |l/c|$

Fig. 1 Second-order photon cross-correlation of the mixed light (50:50 ratio of chaotic laser to coherent laser) versus  $\tau$  and  $\tau_c$  when  $l=15$  m and  $\tau_c = \tau_\varphi$ . (a)  $m = \min(|\tau|, |l/c|)$ ; (b)  $m = |l/c|$

时间差及相干时间变化下的混合光二阶光子互相关的结果, 图 1(b) 为当  $m = |l/c|$  时, 随  $\tau$  及  $\tau_c$  变化下的光场二阶光子互相关。从图中可以看出, 二阶光子互相关会在延迟线对应时间处出现两个对称峰值, 其极大值为 1.13; 并且在零延迟处有向下的峰值, 其极小值为 0.75。

由(19)式可知, 当入射光场为混沌光时, 即混沌的比例  $P=1$ , 其二阶光子互相关为

$$g_{\text{chaotic}}^{(2x)}\left(\tau, \frac{l}{c}\right) = 1 + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{-2\left|\frac{l}{c} + \tau\right|}{\tau_c}\right) + \frac{1}{4} \exp\left(\frac{-2\left|\frac{l}{c} - \tau\right|}{\tau_c}\right) - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{-2\left|\frac{l}{c}\right|}{c\tau_c}\right). \quad (20)$$

混沌光的二阶光子互相关随相干时间与延迟时间变化的结果如图 2 所示, 此时延迟距离为  $l=15$  m。在  $\tau_d = \pm l/c$  处, 二阶光子互相关会出现两个极大的峰值, 每个峰值对应一对初始聚束的光子, 它们分别在干涉仪的不同臂上传播, 并且在经过非平衡干涉以后被分离。其中峰的最大值为 1.25。因此, 改变延迟距离  $l$ , 二阶光子互相关的两个峰值位置也会改变, 同时相干时间越大, 两峰的半峰全宽越宽。

另外, 当入射光场为相干光时, 即混沌光占比  $P=0$ , 被测光场的二阶光子互相关为

$$g_{\text{coh}}^{(2x)}\left(\tau, \frac{l}{c}\right) = 1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{-2m}{\tau_\varphi}\right). \quad (21)$$

当  $m = |l/c|$  时, 延迟距离  $l$  与  $\tau_\varphi$  是确定的, 同时可知  $l \rightarrow \infty$  时,  $g_{\text{coh}}^{(2x)} = 1$ , 这种状态表明干涉仪严重不平衡;  $l \rightarrow 0$  时,  $g_{\text{coh}}^{(2x)} = 0.5$ , 该状态表明干涉仪两臂完全平衡。因此实际有限延迟条件下, 二阶光子

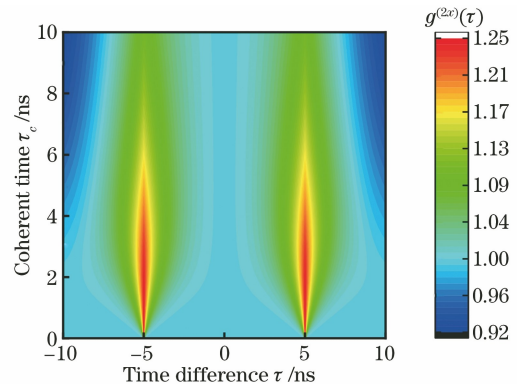


图 2  $l=15$  m 时, 随延迟时间  $\tau$  及相干时间  $\tau_c$  变化的混沌光二阶光子互相关结果

Fig. 2 Second-order photon cross-correlation results of chaotic laser versus  $\tau$  and  $\tau_c$  when  $l=15$  m

互相关在  $\tau > |l/c|$  时为 0.5 到 1 之间一固定值。

当  $m = |\tau|$  时,  $g_{\text{coh}}^{(2x)}\left(\tau, \frac{l}{c}\right) = 1 - \frac{1}{2} \exp\left(\frac{-2|\tau|}{\tau_\varphi}\right)$ , 在延迟时间为 0 时, 二阶光子互相关存在向下的峰, 并且小于 1, 峰值的最低值为 0.5。这表示如果在某一输出端检测到第一个光子, 第二个光子到达的时间  $\tau \ll \tau_\varphi$  时也会从同一输出端出射, 这是因为在很短时间内, 相干态保留了相位记忆, 并且同一个输出端将会出现相长干涉。然而, 在较长的时间  $\tau \gg \tau_\varphi$  时, 第二个光子可能从任意一端输出, 此时二阶光子互相关为 1。因此, 上述结果可由图 3 所示的相干光二阶光子互相关随  $\tau$  和  $\tau_c$  变化得知, 此时非平衡延迟距离为 100 m。此外, 由图中结果可知, 二阶光子互相关零延迟附近峰的半峰全宽与相干时间有关, 相干时间越大, 半峰全宽越宽。

## 2.2 混沌占比及相位扩散时间对二阶光子互关联的影响

为了混合光场中混沌与相干的占比, 并能够准

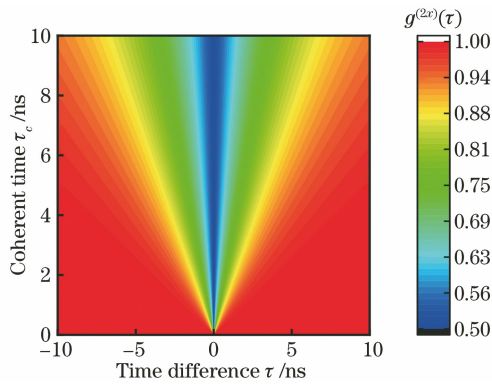


图 3  $l=100$  m 时,随  $\tau$  及  $\tau_c$  变化的相干光的二阶光子互相关结果

Fig. 3 Second-order photon cross-correlation results of coherent laser versus  $\tau$  and  $\tau_c$  when  $l=100$  m

确度量相干到混沌的过渡,以下在固定非平衡延迟距离及相干时间的条件下,研究了混合光的二阶光子互相关与混沌光占比  $P$  的关系,结果如图 4 所示。此时的延迟距离固定为  $l=15$  m,相干时间  $\tau_c=\tau_\varphi=1$  ns,当  $\tau=0$  ns 时,二阶光子互相关  $g^{(2x)}(0)$  随  $P$  的增长而增大,表明在相干光逐渐向混沌光过渡时,二阶光子互相关极小的峰值逐渐增大到 1;当延迟时间  $\tau=\tau_d=5$  ns 时,二阶光子互相关  $g^{(2x)}(\tau_d)$  也随  $P$  的增长而增大,并且在光场混沌占比不断增长的过程中,二阶光子互相关在对称延迟  $\tau_d$  处会逐渐出现向上的峰,直到峰值达到最大高度 1.25,则可知二阶光子互相关的变化表明光场正由相干光向混沌光过渡。

根据混合光场的二阶光子互相关,我们还研究了不同相干时间  $\tau_c$  与相位扩散时间  $\tau_\varphi$  关系及混沌

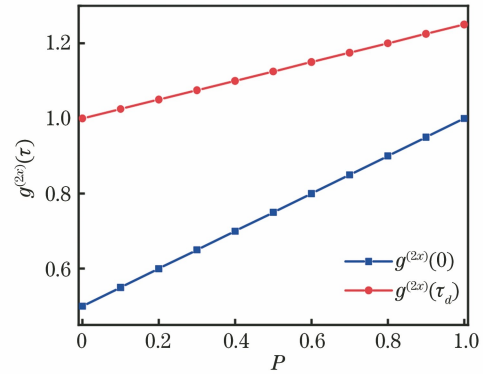


图 4 二阶光子互相关随混沌光占比  $P$  的变化关系

Fig. 4 Relationship between second-order photon cross-correlation and proportion  $P$  of chaotic laser

光占比下混合光场的二阶光子互相关,结果如图 5 所示。当  $\tau_c < \tau_\varphi$  时,二阶光子互相关中心峰的半峰全宽较宽,并随着混沌占比的增加中心峰的半峰全宽变宽,且零延迟处极小值增大;当  $\tau_c = \tau_\varphi$  时,二阶光子互相关相对于  $\tau_c < \tau_\varphi$  时中心峰的半峰全宽变窄,且零延迟处最小峰值降低、对称延迟处极大的峰值增大;当  $\tau_c > \tau_\varphi$  时,相较于  $\tau_c = \tau_\varphi$  时二阶光子互相关中心延迟峰的半峰全宽进一步降低,且零延迟处最小峰值及对称延迟处极大的峰值均降低。此外上述三种条件下,随着混沌光占比的增大,混合光场的二阶光子互相关向上的极大和向下的极小峰值都会增大。在零延迟处出现向下极小的峰值,表明两路干涉路径显著的非平衡效应;而在对称延迟处出现两个极大峰值,表明两路光子在经过非平衡路径干涉后产生聚束效应。

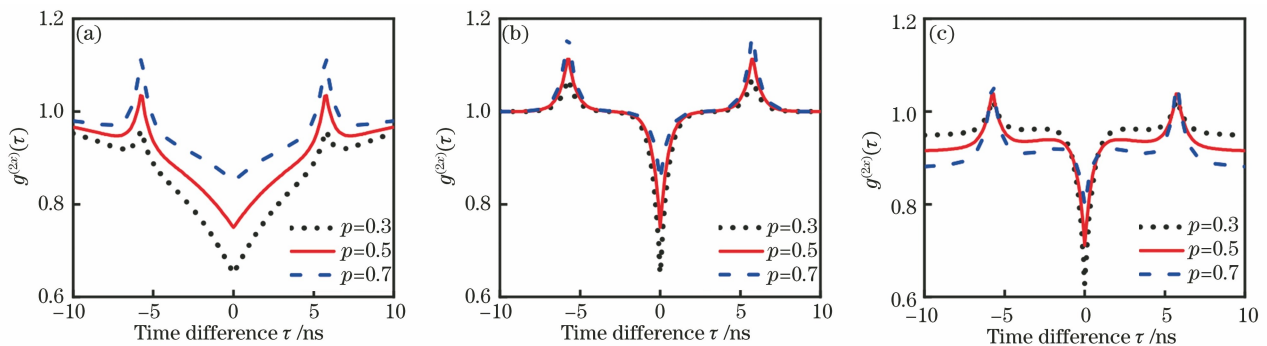


图 5 混合光的二阶光子互相关结果。(a)  $\tau_c < \tau_\varphi$ ; (b)  $\tau_c = \tau_\varphi$ ; (c)  $\tau_c > \tau_\varphi$

Fig. 5 Second-order photon cross-correlation results of mixed laser. (a)  $\tau_c < \tau_\varphi$ ; (b)  $\tau_c = \tau_\varphi$ ; (c)  $\tau_c > \tau_\varphi$

### 3 实验装置

混沌激光二阶光子互相关测量的实验装置如图 6 所示。电流源(CS)控制偏置电流,温控(TS)使半

导体激光器(DFB-LD)能够稳定输出光场,出射的激光首先经过偏振控制器(PC)和环形器(OC),在环形器输出端接入 80:20 的分束器(FC1),使其 80%一端经过光衰减器(VOA)调节后反馈到环形

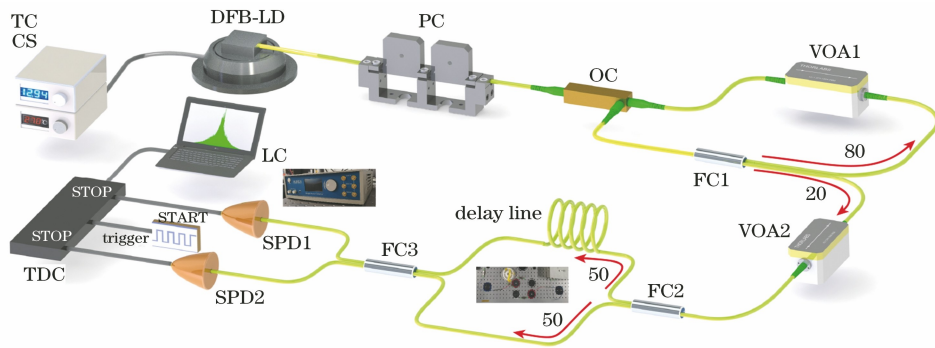


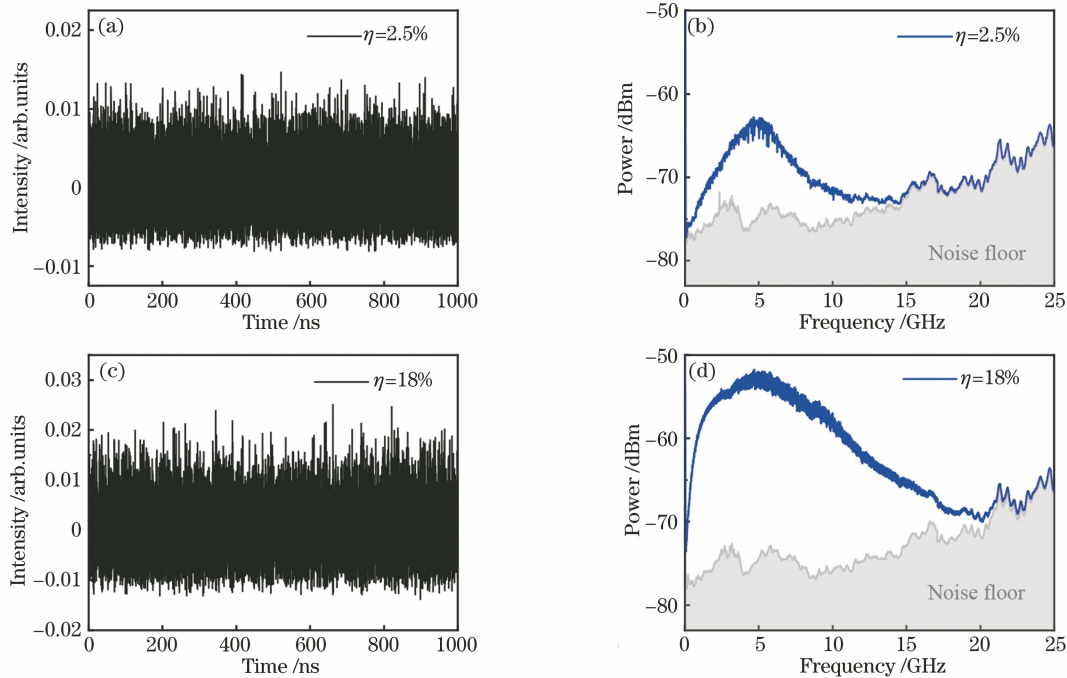
图 6 测量混沌激光二阶光子互相关及区分不同混沌状态的实验装置图

Fig. 6 Schematic of experimental setup for measuring second-order photon cross-correlation of chaotic laser and distinguishing between different chaotic states

器中,构成光反馈回路,从而激光器能够产生混沌激光。进入两路单光子探测器 (SPD) 的光强需要精确控制,故将输出的混沌激光通过数字光衰减器 VOA2 进行光功率衰减和精确控制。随后光场经 50:50 的分束器 FC2 分成两束后进入由光纤组件构成的非平衡马赫-曾德尔干涉仪中,干涉仪其中一路利用延迟线构成非平衡干涉。随后混沌激光经过 50:50 分束器 FC3 后分别进入到两路单光子探测器 (SPD1, SPD2) 中,时序转换器 (TDC) 在时钟信号触发下,采集两路光子到达时间差的分布,最终获得光场的二阶光子互相关。

#### 4 实验结果

利用上述实验装置,在实验中将半导体激光器偏振电流控制在 1.5 倍的阈值电流,通过调节光衰减器 VOA1 对反馈强度  $\eta$  进行控制,产生混沌激光输出。图 7(a)、(b) 分别为反馈强度 2.5% 时的输出光场时序和频谱,图 7(c)、(d) 分别为反馈强度 18% 时光场时序和频谱。同时,本文分析得出反馈强度为 2.5% 时,光场的最大李雅普诺夫指数为 0.3266; 当反馈强度为 18% 时,其最大李雅普诺夫指数增至 0.3751。最大李雅普诺夫指数越大表明光场越趋于

图 7 实验测得不同反馈强度下光场时序和频谱。(a)  $\eta=2.5\%$  时序; (b)  $\eta=2.5\%$  频谱; (c)  $\eta=18\%$  时序; (d)  $\eta=18\%$  频谱Fig. 7 Experimental time series and frequency spectrum under different feedback strengths. (a)  $\eta=2.5\%$  time series; (b)  $\eta=2.5\%$  frequency spectrum; (c)  $\eta=18\%$  time series; (d)  $\eta=18\%$  frequency spectrum

混沌状态,因此反馈强度为 18% 时,即为较好的混沌输出。

进而测量了不同混沌状态下及相干光的光子互相关,对应的延迟距离分别为  $l_1=20\text{ cm}$ ,  $l_2=100\text{ m}$ 。为了更为精确地反映相干光场光子互相关特性,故选择远大于相干长度的延迟距离。入射光场经两路非平衡干涉,进入双路单光子探测并采集单位时间内的光子计数,获得延迟时间互相关分布,对时间差互相关分布进行高阶卷积,从而得到光场的二阶光子互相关结果。图 8 为实验上测量不同光反馈强度下相干光向混沌光过渡的二阶光子互相关结果。图 8(a) 表示光反馈强度为 0 时相干光的二阶光子互相关,蓝色点为实验结果,红色实线为理论拟合。从图中可知光场的二阶光子互相关在零延迟处存在极小值,并获得光场的相干时间为 65 ns。图 8(b) 为光反馈强度在 2.5% 时的二阶光子互相关,此时的光场为混沌与相干光的混合光场。从图中结果可

知,二阶光子互相关在零延迟处存在极小值,在对称延迟距离处存在两个极大的峰值,根据理论拟合得出此时混沌光占比为 75% 以及相干时间为 0.7 ns。图 8(c) 为反馈强度 18% 时的光场二阶光子互相关,由图 7(c)、(d) 可以看出,此时光场进入相干塌陷的混沌状态。测量结果在零延迟处没有出现极小值,而在对称延迟距离处存在两个极大值,并且可以得到此时的相干时间为 0.8 ns。根据实验结果可知,光反馈产生的混沌光场相干时间较短,且相干塌陷混沌光场的光子互相关对实验条件更为敏感,导致峰值附近理论拟合后获得的相干时间会出现波动,而上述波动可通过进一步提高分辨时间来降低。因此,利用非平衡马赫-曾德尔干涉仪对光子干涉互相关进行测量,可得到不同光场的二阶光子互相关,同时可区分不同混沌占比状态下的光场并获得对应光场的相干时间。

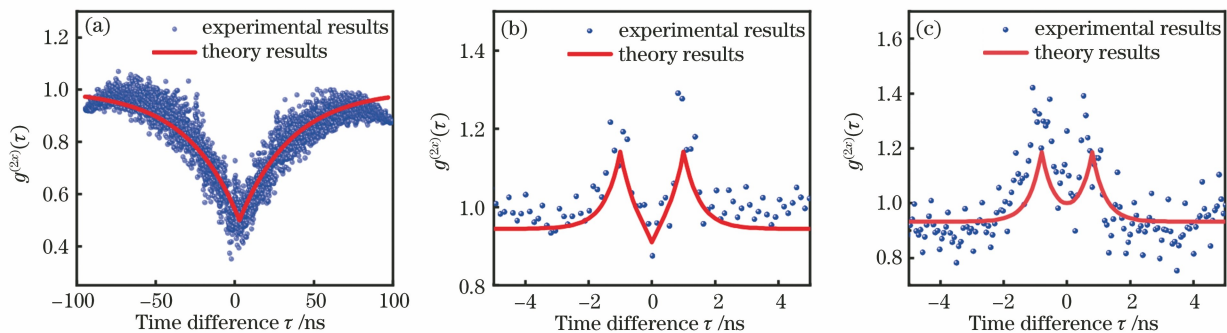


图 8 实验上测量的二阶光子互相关结果。(a)相干光场;(b)混合光场;(c)混沌光场

Fig. 8 Experimental results of second-order photon cross-correlations. (a) Coherent light; (b) mixed light; (c) chaotic light

## 5 结 论

本文利用非平衡马赫-曾德尔干涉仪进行光子互相关测量,区分不同光反馈条件下光场不同状态的光子互相关。通过理论分析获得了非平衡光子干涉条件下,不同混沌占比的光场二阶光子互相关解析结果,研究了随着延迟时间、相干时间及混沌占比变化时光场的二阶光子互相关,可明确判别不同状态的光场。结果表明,光场为相干光时,其二阶光子互相关在零延迟处存在极小值为 0.5;光场为混合光时,二阶光子互相关在零延迟处存在极小值,在对称延迟处存在两个极大的峰值;光场为混沌光时,二阶光子互相关仅在对称延迟处存在两个极大的峰值为 1.25。在不同光反馈过程中,混沌光占比的不同,也会导致光场的二阶光子互相关在零延迟处和对称延迟处的变化。其中,随着混沌光占比的增大,

零延迟处的二阶光子互相关从 0.5 增至 1,而对称延迟处的二阶光子互相关从 1 增至 1.25。在混合光场中,研究了不同相干时间  $\tau_c$  与相位扩散时间  $\tau_\phi$  的关系条件下,发现随着相干时间  $\tau_c$  的增大,二阶光子互相关在零延迟处的中心峰的半峰全宽会变窄,并且随着混沌光占比的增大,混合光场的二阶光子互相关向上的极大和向下的极小峰值都会增大。此外,在实验上分别测量了反馈强度为 0、2.5% 以及 18% 状态下的混沌光场,利用非平衡马赫-曾德尔干涉仪的进行两路单光子计数的延迟互关联测量,并对其进行高阶卷积处理,从而得到光场的二阶光子互相关结果及对应的相干时间 65 ns、0.7 ns 和 0.8 ns。实验和理论符合良好。因此,该方法可用于区分不同混沌状态的光场及确定混合光场中的混沌占比,进而监测光场的量子统计特性。



## 参 考 文 献

- [1] Loudon R, von Foerster T. The quantum theory of light[J]. American Journal of Physics, 1974, 42(11): 1041-1042.
- [2] Loudon R. The quantum theory of light [M]. Oxford: Oxford Science Publications, 2000: 91-123, 181-231.
- [3] Brown R H, Twiss R Q. Correlation between photons in two coherent beams of light[J]. Concepts of Quantum Optics, 1994, 15(1): 13-19.
- [4] Glauber R J. The quantum theory of optical coherence[J]. Physical Review, 1963, 130(6): 2529-2539.
- [5] Glauber R J. Photon correlations [J]. Physical Review Letters, 1963, 10(3): 84-86.
- [6] Lebreton A, Abram I, Braive R, et al. Unequivocal differentiation of coherent and chaotic light through interferometric photon correlation measurements[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(16): 163603.
- [7] Fabre C, Boitier F, Godard A, et al. Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors [J]. Nature Physics, 2009, 5(4): 267-270.
- [8] Guo Y Q, Peng C S, Ji Y L, et al. Photon statistics and bunching of a chaotic semiconductor laser [J]. Optics Express, 2018, 26(5): 5991-6000.
- [9] Glauber R J. Coherent and incoherent states of the radiation field[J]. Physical Review, 1963, 131(6): 2766.
- [10] Davidovich L. Sub-poissonian processes in quantum optics[J]. Reviews of Modern Physics, 1996, 68(1): 127-173.
- [11] Xia Y J, Guo G C. Superposition state and non-classical light field [J]. Chinese Journal of Lasers, 1989, 16(7): 394-397.  
夏云杰, 郭光灿. 迭加态与非经典光场[J]. 中国激光, 1989, 16(7): 394-397.
- [12] Arecchi F T. Measurement of the statistical distribution of Gaussian and laser sources [J]. Physical Review Letters, 1965, 15(24): 912-916.
- [13] Kimble H J, Dagenais M, Mandel L. Photon antibunching in resonance fluorescence[M]//Knight P L, Allen L. Concepts of quantum optics. Amsterdam: Elsevier, 1983: 201-206.
- [14] Sun F W, Shen A, Dong Y, et al. Bunching effect and quantum statistics of partially indistinguishable photons[J]. Physical Review A, 2017, 96(2): 023823.
- [15] Schultheiss V H, Batz S, Peschel U. Hanbury Brown and Twiss measurements in curved space[J]. Nature Photonics, 2016, 10(2): 106-110.
- [16] Smith T A, Shih Y. Turbulence-free double-slit interferometer[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(6): 063606.
- [17] Chen X H, Agafonov I N, Luo K H, et al. High-visibility, high-order lensless ghost imaging with thermal light [J]. Optics Letters, 2010, 35(8): 1166-1168.
- [18] Zhou Y, Simon J, Liu J B, et al. Third-order correlation function and ghost imaging of chaotic thermal light in the photon counting regime [J]. Physical Review A, 2010, 81(4): 043831.
- [19] Ryczkowski P, Barbier M, Friberg A T, et al. Ghost imaging in the time domain[J]. Nature Photonics, 2016, 10(3): 167-170.
- [20] Zhang A X, He Y H, Wu L G, et al. Tabletop X-ray ghost imaging with ultra-low radiation [J]. Optica, 2018, 5(4): 374-377.
- [21] Magaña-Loaiza O S, Mirhosseini M, Cross R M, et al. Hanbury brown and Twiss interferometry with twisted light [J]. Science Advances, 2015, 2(4): e1501143.
- [22] Huang K, Wang Y Q, Fang J N, et al. Mid-infrared photon counting and resolving via efficient frequency upconversion[J]. Photonics Research, 2021, 9(2): 259-265.
- [23] Li B, Zhang G F, Yang C G, et al. Fast recognition of single quantum dots from high multi-exciton emission and clustering effects[J]. Optics Express, 2018, 26(4): 4674-4685.
- [24] Soriano M C, García-Ojalvo J, Mirasso C R, et al. Complex photonics: dynamics and applications of delay-coupled semiconductor lasers[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(1): 421.
- [25] Wu J G, Wu Z M, Xia G Q, et al. Evolution of time delay signature of chaos generated in a mutually delay-coupled semiconductor lasers system [J]. Optics Express, 2012, 20(2): 1741-1753.
- [26] Jiang N, Pan W, Yan L S, et al. Chaos synchronization and communication in mutually coupled semiconductor lasers driven by a third laser [J]. Journal of Lightwave Technology, 2010, 28(13): 1978-1986.
- [27] 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: 38-46.
- [28] Mu P H, Pan W, Yan L S, et al. Concealment of chaos time-delay signature through phase-conjugate feedback and chaos optical injection [J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(5): 1-8.

- [29] Ji S K, Hong Y H. Effect of bias current on complexity and time delay signature of chaos in semiconductor laser with time-delayed optical feedback [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(6): 1-6.
- [30] 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.
- [31] Lin F Y, Liu J M. Chaotic lidar [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2004, 10(5): 991-997.
- [32] Wang Y C, Wang B J, Wang A B. Chaotic correlation optical time domain reflectometer utilizing laser diode [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2008, 20(19): 1636-1638.
- [33] Ma Z, Zhang M J, Liu Y, et al. Incoherent Brillouin optical time-domain reflectometry with random state correlated Brillouin spectrum [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2015, 7(4): 1-7.
- [34] Wang A B, Wang L S, Li P, et al. Minimal-post-processing 320-Gbps true random bit generation using physical white chaos [J]. *Optics Express*, 2017, 25(4): 3153-3164.
- [35] Li N Q, Pan W, Locquet A, et al. Statistical properties of an external-cavity semiconductor laser: experiment and theory [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2015, 21(6): 553-560.
- [36] Xu F H, Ma X F, Zhang Q, et al. Secure quantum key distribution with realistic devices [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2020, 92(2): 025002.
- [37] Yoshimura K, Muramatsu J, Davis P, et al. Secure key distribution using correlated randomness in lasers driven by common random light [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(7): 070602.
- [38] Lan D D, Guo X M, Peng C S, et al. Photon number distribution and second-order degree of coherence of a chaotic laser: Analysis and experimental investigation [J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(12): 120502. 兰豆豆, 郭晓敏, 彭春生, 等. 混沌光场光子统计分布及二阶相干度的分析与测量 [J]. *物理学报*, 2017, 66(12): 120502.
- [39] Guo X M, Cheng C, Liu T, et al. Precise photon correlation measurement of a chaotic laser [J]. *Applied Sciences*, 2019, 9(22): 4907.
- [40] Cao J K, Yang P F, Tian Y L, et al. Measurement of high order coherence of light field based on intensified CCD [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(7): 0712008. 曹晋凯, 杨鹏飞, 田亚莉, 等. 基于增强型 CCD 光场高阶相干度的测量 [J]. *光学学报*, 2019, 39(7): 0712008.
- [41] Han Y S, Wu D H, Guo W M. Theoretical and experimental studies on photon statistics properties of squeezed light based on modified-HBT interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(22): 2227001. 韩亚帅, 吴道华, 郭文梅. 基于 modified-HBT 干涉仪的压缩态光场光子统计特性的理论和实验研究 [J]. *光学学报*, 2020, 40(22): 2227001.
- [42] Guo Y Q, Wang L J, Wang Y, et al. Analysis and measurement of high-order photon correlations of light fields [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(17): 174204. 郭龔强, 王李静, 王宇, 等. 光场高阶光子关联的分析与测量 [J]. *物理学报*, 2020, 69(17): 174204.