

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

韩亚帅^{1,2}, 吴道华^{3,4}, 郭文梅^{1*}

¹安徽师范大学物理与电子信息学院, 安徽 芜湖 241000;

²安徽师范大学光电材料科学与技术安徽省重点实验室, 安徽 芜湖 241000;

³安徽工程大学电气工程学院, 安徽 芜湖 241000;

⁴安徽工程大学高端装备先进感知与智能控制教育部重点实验室, 安徽 芜湖 241000

摘要 用一对平衡零拍探测器分别替代 HBT (Hanbury-Brown-Twiss) 实验中的单光子探测器, 构成了一个 modified-HBT 干涉仪。介绍了基于 modified-HBT 干涉仪的光场二阶关联函数测量原理以及步骤, 着重讨论了测量过程中对暗噪声的处理。基于理论分析, 利用此干涉仪同时记录和统计了光场两空间分离模式的正交分量信息, 实现了对光学参量振荡器输出的平移压缩态光场二阶关联函数的测量以及光子统计特性的表征。对于振幅压缩光, 在特定的平移参量下, 其二阶关联函数值小于 1, 表明光子呈现反聚束效应; 而相位压缩光的二阶关联函数值总是大于 1, 光子呈现聚束效应。利用双光子干涉理论对测量到的平移压缩态光场的光子统计特性进行了解释, 为理解压缩光的光子统计特性提供了参考。

关键词 量子光学; 压缩态; 二阶关联函数; 平衡零拍探测; 双光子干涉

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.2227001

Theoretical and Experimental Studies on Photon Statistics Properties of Squeezed Light Based on modified-HBT Interferometer

Han Yashuai^{1,2}, Wu Daohua^{3,4}, Guo Wenmei^{1*}

¹College of Physics and Electronic Information, Anhui Normal University, Wuhu, Anhui 241000, China;

²Anhui Province Key Laboratory of Photo-Electronic Materials Science and Technology, Anhui Normal University, Wuhu, Anhui 241000, China;

³School of Electrical Engineering, Anhui Polytechnic University, Wuhu, Anhui 241000, China;

⁴Key Laboratory of Advanced Perception and Intelligent Control of High-End Equipment, Ministry of Education, Anhui Polytechnic University, Wuhu, Anhui 241000, China

Abstract By replacing the single-photon detector in a HBT (Hanbury-Brown-Twiss) experiment by a pair of homodyne detectors, we construct a modified-HBT interferometer. We introduce the principle and procedure for the measurement of the second-order correlation function of light field based on the modified-HBT interferometer, and mainly discuss the subtraction of dark noises in the process. Based on the theoretical analysis, we realize the measurement of the second-order correlation function of displaced squeezed light output from an optical parametric oscillator and the characterization of photon statistics features through the simultaneous record and statistics of the quadrature information collected by the above interferometer for two spatially separated mode of light field. For amplitude squeezed light, its second-order correlation functional value is less than 1 under a specific displacement, indicating photon anti-bunching. In contrast, for phase squeezed light, the second-order correlation functional value is always greater than 1, indicating photon bunching. The properties of photon statistics for displaced squeezed light are explained from a viewpoint of two-photon interference, which can provide a reference for understanding the photon statistics features of squeezed light.

收稿日期: 2020-06-11; 修回日期: 2020-07-09; 录用日期: 2020-07-24

基金项目: 安徽省留学人员创新项目择优资助计划(2020LCX007, 2020LCX011)、安徽师范大学博士启动基金(2019249, 2019250)、安徽工程大学博士启动基金(2018YQQ008)

* E-mail: guowm515@sxu.edu.cn

Key words quantum optics; squeezed state; second-order correlation function; balanced homodyne detector; two-photon interference

OCIS codes 270.5290; 190.4975; 270.6570

1 引 言

对物理系统量子特性的表征在量子物理学基础和量子信息科学应用领域中发挥着重要的作用^[1-2]。特别是光场的非经典性质,如压缩、纠缠和反聚束等,是量子光学研究的一个重要课题,其也为量子技术提供了有用的量子资源。众所周知,量子光学有两大分支,即离散变量^[3]和连续变量^[4],其分别表征光的粒子性和波动性。在连续变量量子光学领域,最常用的探测手段是平衡零拍探测技术,其利用一束强的本地振荡光场对弱的探测光场的正交振幅和正交相位分量信息进行放大。利用此技术测量到的连续变量压缩态光场正交分量的噪声特性^[5-8]和纠缠态光场正交分量的关联噪声特性^[9-11],可表征压缩或者纠缠等非经典特性。2016年, Vahlbruch等^[5]采用此探测技术探测了光学参量振荡器(OPO)输出的压缩态光场,检测到了一15 dB的压缩光。国内郑耀辉团队利用平衡零拍探测技术探测到了一13.8 dB的压缩态光场^[6-8]。在离散变量量子光学领域,利用单光子探测器以及符合计数模块可对多光子纠缠态进行表征^[12-13]。利用此探测技术,中国科学技术大学的潘建伟团队获得了十光子纠缠。此外,利用此探测手段测量得到的光场二阶关联函数,可表征光场的反聚束这一非经典效应。早在1993年,日本东京大学的 Koashi等^[14]采用此探测技术测量了光学参量放大器输出的脉冲压缩光的光子统计特性,在参量反放大状态下测量到了光场的反聚束效应。

目前,离散变量和连续变量的探测技术各有优缺点,前者探测效率较低,后者对损耗很敏感。近些年,发展出了一种混合的探测技术^[15-16],其可有效利用离散变量和连续变量探测技术的优点,是一种更有效的探测手段。采用混合的探测技术,已经实现了单光子 Fock 态和薛定谔猫态的表征^[2,17]。本文基于混合探测技术,采用一对平衡零拍探测器分别替代 HBT (Hanbury-Brown-Twiss) 实验中的单光

子探测器以构成一个 modified-HBT 干涉仪,基于此干涉仪测量了 OPO 输出的单模压缩态光场二阶关联函数 $g^{(2)}$,进而表征了光子数统计特性。即采用表征波动性的探测技术实现了光场粒子特性的表征,研究结论对离散变量和连续变量量子信息科学的发展具有重要意义。与常用的基于单光子探测技术的二阶关联函数 $g^{(2)}$ 测量方案相比,本文所提方法的优点主要体现在两个方面。首先,低于阈值的 OPO 输出的是宽带的压缩态光场,采用单光子探测技术对其宽带辐射中的单模压缩态光场 $g^{(2)}$ 进行测量并不容易,通常需要借助光学滤波腔^[18]或原子滤波器^[19]实现选模;对于基于平衡零拍探测技术的 $g^{(2)}$ 测量方案,平衡零拍探测可天然地选择与本地振荡光场相匹配的唯一模式,无需选模器件辅助。其次,对于压缩态光场三阶和更高阶关联函数的测量,基于单光子探测技术的方案可能受到光子产率以及单光子探测器的量子效率的限制;本文所提方法是利用平衡零拍探测器采集光场大量的正交分量信息,进而提取正交分量方差和关联信息,从而实现光场高阶关联函数的测量。所提方法不受光子产率以及单光子探测器的量子效率的限制,在光场高阶关联函数的测量方面有一定的优势。

2 理论分析

光学参量振荡器是目前产生压缩态光场最有效的手段之一。在无信号光注入时,OPO 输出压缩真空态光场;在有注入信号光的情况下,OPO 输出平移压缩态光场,其数学形式为

$$|\psi_{\text{out}}\rangle = \hat{D}(\alpha) |\zeta\rangle = \hat{D}(\alpha) \hat{S}(\zeta) |0\rangle, \quad (1)$$

式中: $|0\rangle$ 为真空态; $\hat{D}(\alpha)$ 和 $\hat{S}(\zeta)$ 分别为平移算符和压缩算符; ζ 为压缩参量, $\zeta = r \exp(i\theta)$, 其中, r 为压缩参量, θ 为压缩参量相位角; α 为平移参量,代表相干分量的振幅,为简化计算,假设 α 为实数。根据二阶关联函数的定义,可得到 OPO 输出平移压缩态光场二阶关联函数为

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2} = 1 + \frac{\cosh 2r \sinh^2 r + \alpha^2 [(\cosh 4r - \cosh 2r) - (\sinh 4r - \sinh 2r) \cos \theta]}{[(\cosh 2r - \sinh 2r \cos \theta) \alpha^2 + \sinh^2 r]^2}, \quad (2)$$

式中： \hat{a}^\dagger 和 \hat{a} 为光子的产生和湮灭算符。

光场二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 在时间延迟 $\tau=0$ 时最有意义，为简化计算，本文讨论的都是零延时的 $g^{(2)}(0)$ 。在实际实验中，压缩参量相位角 θ 为入射信号光和泵浦光的相对相位。 $\theta=0$ 对应 OPO 最弱的输出强度，即 OPO 处于参量反放大状态，此时输出的平移压缩态称为振幅压缩光，其二阶关联函数简化为

$$g_{\text{Am}}^{(2)}(0) = 1 + \frac{\cosh 2r \sinh^2 r + \alpha^2 [\exp(-4r) - \exp(-2r)]}{[\exp(-2r)\alpha^2 + \sinh^2 r]^2} \quad (3)$$

$\theta=\pi$ 对应 OPO 最强的输出强度，即 OPO 处于参量放大状态，此时输出的平移压缩态光称为相位压缩光，其二阶关联函数为

$$g_{\text{Ph}}^{(2)}(0) = 1 + \frac{\cosh 2r \sinh^2 r + \alpha^2 [\exp(4r) - \exp(2r)]}{[\exp(2r)\alpha^2 + \sinh^2 r]^2} \quad (4)$$

图 1 所示为数值模拟的振幅压缩光和相位压缩光的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随压缩参量 r 和平移参量 α 的变化曲线。从图 1 可看出，对于振幅压缩光，

在特定的压缩参量和平移参量情况下，其 $g^{(2)}(0)$ 可小于 1，光子呈现反聚束效应；而对于相位压缩光， $g^{(2)}(0)$ 总是大于 1，即光子呈现聚束效应。

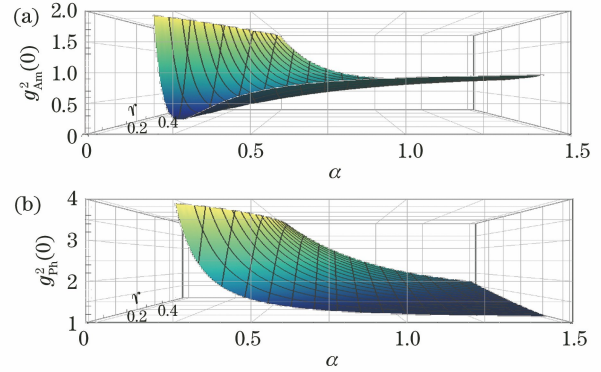


图 1 数值模拟的平移压缩态光场 $g^{(2)}(0)$ 随 r 和 α 的变化曲线。(a) 振幅压缩光；(b) 相位压缩光

Fig. 1 Numerical simulation of $g^{(2)}(0)$ of displaced squeezed light versus r and α . (a) Amplitude squeezed light; (b) phase squeezed light

上述压缩态二阶关联函数公式(3)、(4)式对应的是纯态($V^+V=1$, V^+ 和 V^- 分别为压缩态正交振幅和相位分量的方差)。用 V^+ 和 V^- 分别替代(3)、(4)式中的 $\exp(-2r)$ 和 $\exp(2r)$ ，可将(3)式和(4)式推广到任意高斯态，其结果为

$$g_{\text{Am}}^{(2)}(0) = 1 + \frac{16V^+ \alpha^2 (V^+ - 1) + 2[2 + (V^+ - 2)V^+ + (V^- - 2)V^-]}{(2 - V^+ - V^- - 4V^+ \alpha^2)^2}, \quad (5)$$

$$g_{\text{Ph}}^{(2)}(0) = 1 + \frac{16V^- \alpha^2 (V^- - 1) + 2[2 + (V^- - 2)V^- + (V^+ - 2)V^+]}{(2 - V^+ - V^- - 4V^- \alpha^2)^2}. \quad (6)$$

对于光场二阶相干函数的测量，通常是采用单光子探测器以及符合计数模块来实现。本文从连续变量领域出发，在 HBT 干涉仪的两臂分别放置平衡零拍探测器以构成 modified-HBT 干涉仪，如图 2 所示，其中 LO1 和 LO2 分别代表两平衡零拍探测器的本地振荡光场。利用平衡零拍探测器对光场边带频率处的正交分量信息分别进行测量和统计，建立理论模型并计算出光场二阶关联函数，具体的理论分析见下文。

图 2 中干涉仪两模式 b 和 c 之间的二阶强度关联函数为

$$g_{b,c}^{(2)}(0) = \frac{\langle \hat{b}^\dagger \hat{b}^\dagger \hat{c} \hat{c} \rangle}{\langle \hat{b}^\dagger \hat{b} \rangle \langle \hat{c}^\dagger \hat{c} \rangle}, \quad (7)$$

式中： \hat{b}^\dagger 和 \hat{b} 分别为模式 b 的光子产生和湮灭算

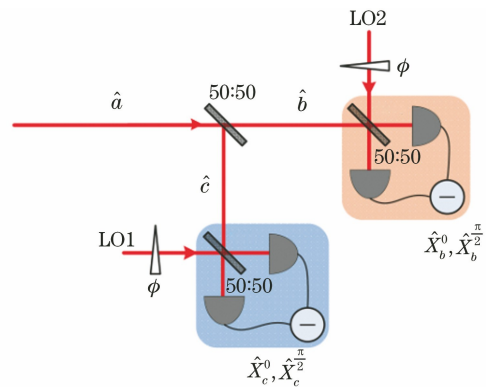


图 2 modified-HBT 干涉仪装置示意图

Fig. 2 Schematic of modified-HBT interferometer

符； \hat{c}^\dagger 和 \hat{c} 分别为模式 c 的光子产生和湮灭算符。

模式 a 直接经 50:50 分束器分成模式 b 和 c ，三者之间的湮灭算符满足关系 $\hat{b} = (\hat{a} + \hat{v})/\sqrt{2}$, $\hat{c} =$

$(\hat{a}-\hat{v})/\sqrt{2}$, \hat{v} 为真空模。将此关系代入(7)式,可得到 $g_{b,c}^{(2)}(0)=g_a^{(2)}(0)$,即模式 b 和 c 之间的强度关联函数等于输入模 a 的二阶强度关联函数。而根据模式 b 和 c 的产生湮灭算符和光场正交分量算符的对应关系,以模式 b 为例,有 $\hat{b}=\frac{1}{2}(\hat{X}_b^0+i\hat{X}_b^{\pi/2})$, $\hat{b}^\dagger=\frac{1}{2}(\hat{X}_b^0-i\hat{X}_b^{\pi/2})$,其中, \hat{X}_b^0 和 $\hat{X}_b^{\pi/2}$ 分别为光场正交振幅和正交相位分量,将此关系代入(7)式,可得到入射光场的二阶关联函数为

$$g_a^{(2)}(0)=g_{b,c}^{(2)}(0)=\frac{\sum_{\mu,\nu}\langle(\hat{X}_b^\mu)^2(\hat{X}_c^\nu)^2\rangle-2\sum_{\mu,k}\langle(\hat{X}_b^\mu)^2\rangle+4}{[\sum_{\mu}\langle(\hat{X}_b^\mu)^2\rangle-2][\sum_{\nu}\langle(\hat{X}_c^\nu)^2\rangle-2]}, \quad (8)$$

式中: $\mu,\nu=0,\pi/2;k=b,c$; $\langle(\hat{X}_b^\mu)^2\rangle$ 和 $\langle(\hat{X}_c^\nu)^2\rangle$ 为模式 b 和 c 的正交分量平方的均值; $\langle(\hat{X}_b^\mu)^2(\hat{X}_c^\nu)^2\rangle$ 为模式 b 和 c 的正交分量平方乘积的均值。从(8)式看出,通过对模式 b 和 c 的正交分量同时进行测量和统计,可计算入射光场的二阶关联函数。

基于此方案的压缩态光场二阶关联函数测量结果,如何消除探测器的暗噪声对测量结果的影响,是能否得到原始的压缩态光场二阶关联函数的关键所

在。采用平衡零拍探测器对压缩态光场的噪声特性进行表征,一般是将特定分析频率处的正交分量信息取出并进行统计或者直接采用谱分析仪测量不同频率处的噪声方差,在此过程中可单独对暗噪声的方差进行记录,将暗噪声从总的噪声方差中减掉,最终可获得原始的压缩光噪声特性。对于目前的二阶关联函数测量方案,由于(8)式中不仅存在模式 b 和 c 各自的噪声方差,还存在两模式正交分量的关联噪声方差项,与单独一个平衡零拍探测器的处理不同,其详细分析如下。

假设平衡零拍探测器测量到的模式 b 和 c 的正交分量为 $\hat{X}_{b,\text{meas}}$ 和 $\hat{X}_{c,\text{meas}}$,由于不同相位下的处理方法是相同的,此处不考虑相位的影响,即去掉上标 μ 和 ν 。探测到的正交分量包含原始的光场正交分量信息和暗噪声两部分,即

$$\begin{cases} \hat{X}_{b,\text{meas}} = \hat{X}_b + \delta\hat{X}_d \\ \hat{X}_{c,\text{meas}} = \hat{X}_c + \delta\hat{X}_e \end{cases}, \quad (9)$$

式中: \hat{X}_b 和 \hat{X}_c 即为模式 b 和 c 原始的正交分量振幅; $\delta\hat{X}_d$ 和 $\delta\hat{X}_e$ 为模式 b 和 c 两探测系统的暗噪声,其均值为 0,即 $\langle\delta\hat{X}_d\rangle=0$ 和 $\langle\delta\hat{X}_e\rangle=0$ 。则(8)式中的两模式关联项为

$$\begin{aligned} \langle(\hat{X}_{b,\text{meas}})^2(\hat{X}_{c,\text{meas}})^2\rangle &= \langle(\hat{X}_b + \delta\hat{X}_d)^2(\hat{X}_c + \delta\hat{X}_e)^2\rangle = \\ & \langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c^2\rangle + 2\langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c\delta\hat{X}_e\rangle + \langle\hat{X}_b^2\delta\hat{X}_e^2\rangle + 2\langle\hat{X}_b\hat{X}_c^2\delta\hat{X}_d\rangle + 2\langle\hat{X}_b\hat{X}_c\delta\hat{X}_d\delta\hat{X}_e\rangle + \\ & 2\langle\hat{X}_b\delta\hat{X}_d\delta\hat{X}_e^2\rangle + \langle\hat{X}_c^2\delta\hat{X}_d^2\rangle + 2\langle\hat{X}_c\delta\hat{X}_d^2\delta\hat{X}_e\rangle + \langle\delta\hat{X}_d^2\delta\hat{X}_e^2\rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

其中,两模式正交分量 \hat{X}_b 和 \hat{X}_c 之间存在关联, \hat{X}_b 与暗噪声 $\delta\hat{X}_d$ 和 $\delta\hat{X}_e$ 均不关联, \hat{X}_c 与暗噪声 $\delta\hat{X}_d$ 和 $\delta\hat{X}_e$ 也均不关联,暗噪声 $\delta\hat{X}_d$ 和 $\delta\hat{X}_e$ 之间不关联,根据此关系,可将(10)式简化,以第二项为例: $\langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c\delta\hat{X}_e\rangle=\langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c\rangle\langle\delta\hat{X}_e\rangle=0$ 。以此类推,(10)式中的第四项、第五项、第六项、第八项也均为 0,简化后的结果为

$$\begin{aligned} \langle(\hat{X}_{b,\text{meas}})^2(\hat{X}_{c,\text{meas}})^2\rangle &= \langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c^2\rangle + \\ & \langle\hat{X}_b^2\rangle\langle\delta\hat{X}_e^2\rangle + \langle\hat{X}_c^2\rangle\langle\delta\hat{X}_d^2\rangle + \langle\delta\hat{X}_d^2\rangle\langle\delta\hat{X}_e^2\rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

模式 b 和 c 原始的正交分量平方乘积的均值 $\langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c^2\rangle$ 与直接测量到的结果

$\langle(\delta\hat{X}_{b,\text{meas}})^2(\delta\hat{X}_{c,\text{meas}})^2\rangle$ 的关系为

$$\begin{aligned} \langle\hat{X}_b^2\hat{X}_c^2\rangle &= \langle(\delta\hat{X}_{b,\text{meas}})^2(\delta\hat{X}_{c,\text{meas}})^2\rangle - \\ & \langle\hat{X}_b^2\rangle\langle\delta\hat{X}_e^2\rangle - \langle\hat{X}_c^2\rangle\langle\delta\hat{X}_d^2\rangle - \langle\delta\hat{X}_d^2\rangle\langle\delta\hat{X}_e^2\rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

其中,对于模式 b 和 c 的正交分量平方均值 $\langle\hat{X}_b^2\rangle$ 和 $\langle\hat{X}_c^2\rangle$ 相对暗噪声的修正,其处理较简单。将(9)式两边平方取均值,由于正交分量 \hat{X}_b 和 \hat{X}_c 与暗噪声 $\delta\hat{X}_d$ 和 $\delta\hat{X}_e$ 之间不关联,可得

$$\begin{cases} \langle\hat{X}_b^2\rangle = \langle(\hat{X}_{b,\text{meas}})^2\rangle - \langle\delta\hat{X}_d^2\rangle \\ \langle\hat{X}_c^2\rangle = \langle(\hat{X}_{c,\text{meas}})^2\rangle - \langle\delta\hat{X}_e^2\rangle \end{cases}. \quad (13)$$

需要特别指出的是,在上述讨论中,光场正交分量噪声方差是默认归一化到真空场的。而实验上测到的原始数据,需归一化处理后再代入(8)式才有意义。此处,也需要考虑暗噪声,假设模式 b 上测量到的原始数据为 $\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}$, 其需要进行归一化, 即

$$\hat{X}_{b, \text{meas}} = \frac{\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}}{\sqrt{\langle (\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{vacuum}})^2 \rangle - \langle (\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{dark}})^2 \rangle}}, \quad (14)$$

式中: $\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{vacuum}}$ 为平衡零拍探测器在无信号光注入情况下测量到的结果, 其包括真空噪声和暗噪声两部分贡献; $\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{dark}}$ 为遮挡探测器时测得的暗噪声信息。

根据推导得出的 (12) ~ (14) 式, 将基于 modified-HBT 干涉仪的测量过程归结为以下三个步骤。1) 将平衡零拍探测器在无信号光注入和遮挡探测器时测量到的结果分别记录为 $\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{vacuum}}$ 和 $\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{dark}}$, 统计得到其平方的均值 $\langle (\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{vacuum}})^2 \rangle$ 和 $\langle (\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{dark}})^2 \rangle$ 并将其代入 (14) 式, 后续平衡零拍探测器测量的正交分量原始数据 $\hat{X}_{b, \text{meas}, \text{rawdata}}^{\text{vacuum}}$ 按 (14) 式进行归一化, 对模式 c 重复此操作, 后续测得的数据默认按照本步骤进行归一化处理。2) 固定模式 b 和 c 为某一相位组合, 同时测量其正交分量 $\hat{X}_{b, \text{meas}}$ 和 $\hat{X}_{c, \text{meas}}$, 然后分别测量两探测系统暗噪声 $\delta\hat{X}_d$ 和 $\delta\hat{X}_e$, 采用数学软件进行计算和统计, 可直接得到 $\langle (\hat{X}_{b, \text{meas}})^2 \rangle$ 、 $\langle (\hat{X}_{c, \text{meas}})^2 \rangle$ 、 $\langle \delta\hat{X}_d^2 \rangle$ 、 $\langle \delta\hat{X}_e^2 \rangle$ 和 $\langle (\hat{X}_{b, \text{meas}})^2 (\hat{X}_{c, \text{meas}})^2 \rangle$, 将此结果代

入 (13) 式, 可求得 $\langle \hat{X}_b^2 \rangle$ 和 $\langle \hat{X}_c^2 \rangle$ 。将得到的 $\langle (\hat{X}_{b, \text{meas}})^2 (\hat{X}_{c, \text{meas}})^2 \rangle$ 、 $\langle \hat{X}_b^2 \rangle$ 、 $\langle \hat{X}_c^2 \rangle$ 、 $\langle \delta\hat{X}_d^2 \rangle$ 和 $\langle \delta\hat{X}_e^2 \rangle$ 结果代入 (12) 式, 可得到 $\langle \hat{X}_b^2 \hat{X}_c^2 \rangle$ 。3) 在 4 种相位组合下, 重复步骤 2) 得到 $\langle (\hat{X}_b^\mu)^2 (\hat{X}_c^\nu)^2 \rangle (\mu, \nu = 0, \pi/2)$ 以及 $\langle (\hat{X}_b^\mu)^2 \rangle$ 和 $\langle (\hat{X}_c^\nu)^2 \rangle (\mu, \nu = 0, \pi/2)$, 将结果代入 (8) 式, 即可计算出射光场的二阶关联函数 $g_a^{(2)}(0)$ 。

3 实验装置

本文实验装置如图 3 所示, 其中 ω 为信号发生器, SHG 为倍频器, OPA 为光学参量放大器, HD1 和 HD2 为平衡零拍探测器, PC 为计算机。激光光源为 Nd:YAG 激光器, 其在 1064 nm 波长处的输出功率可达 2 W。1064 nm 激光输出主要分成三部分, 第一部分经倍频器后获得 532 nm 绿光, 利用生成的倍频绿光泵浦 OPA; 第二部分经电光调制器后, 注入 OPA 作为信号光场, 此处电光调制器为振幅调制, 其在光场的边带频率 11 MHz 处产生一个纯的相干态光场; 第三部分用作两平衡零拍探测器的本地振荡光场。倍频腔为四镜环形腔; OPA 腔为两镜腔, 输入镜对 1064 nm 高反, 对 532 nm 增透, 输出镜对 1064 nm 光的透过率为 $T = 10\%$, 同时对 532 nm 增透。OPA 输出的压缩态光场经 50/50 的分束器分成两路, 分别进入两平衡零拍探测器, 此探测系统构成一个 modified-HBT 干涉仪。探测器测量到的信号与信号发生器的 11 MHz 信号混频并经低通滤波后, 经 12 位的模拟数字转换器转换并采样后, 被送入计算机进行统计和计算, 最终得到光场二阶关联函数。

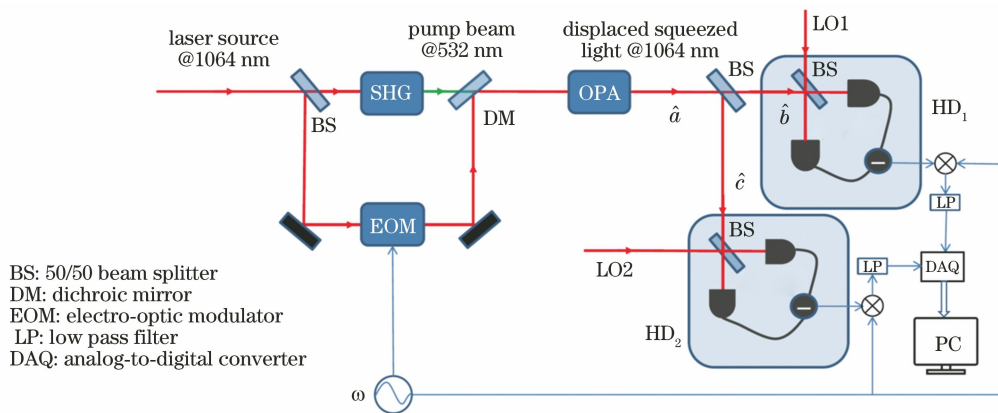


图 3 实验装置图

Fig. 3 Experimental setup

4 实验结果以及讨论

根据理论分析中的(5)式和(6)式,压缩态光场的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 可由正交振幅和正交相位分量的方差 V^+ 和 V^- 给出其理论预期值。实验中,将 OPA 锁定于参量反放大状态,即注入的信号光场与泵浦光场的相对相位为 0,此时 OPA 输出正交振幅压缩态光场。将压缩态光场全部导入两平衡零拍探测器中的一个,通过改变泵浦光的功率,对正交振幅和正交相位分量的相对噪声功率分别进行测量,其结果如图 4 所示。图 4 中所有的噪声功率均为归一化到真空场的噪声功率,正交振幅噪声功率小于 0,其表现为压缩的噪声特性;而正交相位噪声功率大于 0,其表现为反压缩的噪声特性。图 4 中实线为理论计算结果,与实验结果吻合较好。

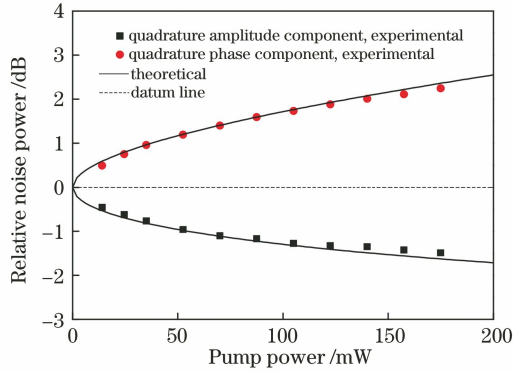


图 4 OPA 锁定于参量反放大状态时测量得到的相对噪声功率随泵浦功率的变化

Fig. 4 Relative noise power versus pump power measured when OPA is locked in parametric de-amplification

当固定 OPA 的泵浦功率为 14 mW 时,压缩态光场的正交振幅分量的方差 $V^+ = 0.90$ 和正交相位分量的方差 $V^- = 1.12$ 。此时将压缩态送入 modified-HBT 干涉仪中。按照理论分析中的步骤,分别对振幅压缩和相位压缩光的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 进行测量, $g^{(2)}(0)$ 随平移量 α 的变化曲线如图 5 所示,平移量 α 的调整可通过改变电光调制器的人射功率来实现。图 5 中●代表相干态光场的测量结果,理论上相干态的光子数分布是随机分布的,其二阶关联函数 $g^{(2)}(0) = 1$,与测量结果吻合较好,验证了本文测量结果的准确性。■和▲分别代表振幅压缩态和相位压缩态光场的测量结果,此结果是按照理论分析部分的步骤消除暗噪声后的结果。实线为将测量得到的光场正交分量方差代入(5)式和(6)式后得到的理论曲线。从图 5 中可以看出,测量结果与理论计算结果吻合较好,验证了本文第二节

理论分析的准确性。

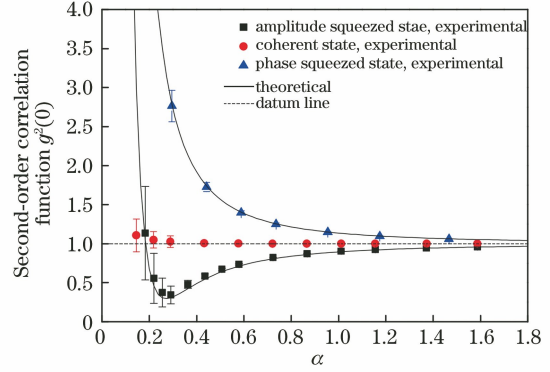


图 5 modified-HBT 干涉仪测量得到的平移压缩态光场二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随 α 的变化曲线

Fig. 5 Second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ of displaced squeezed light versus α measured by modified-HBT interferometer

对于振幅压缩光而言,当平移量 α 比较小时,二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 远大于 1,随着 α 的增加, $g^{(2)}(0)$ 从大于 1 逐渐减小至小于 1,在特定的 α 处会达到一个极小值,此后,随着 α 的增加, $g^{(2)}(0)$ 逐渐增大并趋于 1。 $\alpha = 0.29$ 对应极小值 $g^{(2)}(0) = 0.34 \pm 0.11$,此时光场呈现出强的反聚束效应。而对于图 5 中的相位压缩光而言,其 $g^{(2)}(0)$ 总是大于 1,即光场呈现出聚束效应,随着 α 的增加,二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 从大于 1 单调减小并且最终趋于 1。平移压缩态光场 $g^{(2)}(0)$ 随 α 的变化规律与(5)、(6)式的理论预期吻合较好,其物理本质也可通过双光子干涉的观点来解释。平移压缩态光场可看作是相干态和压缩真空态相干叠加的结果,其光子数统计特性可理解为光子数表象下相干态和压缩真空态双光子几率幅干涉的结果。对于压缩态和相干态,当二者强度都比较小时,只考虑两光子,其在光子数表象下的展开结果为

$$\begin{cases} |\zeta\rangle \approx |0\rangle - \zeta/\sqrt{2} |2\rangle \\ |\alpha\rangle \approx |0\rangle + \alpha |1\rangle + \alpha^2/\sqrt{2} |2\rangle \end{cases} \quad (15)$$

两态之间的干涉可用分束器模型来处理^[20],干涉后的态(只考虑两光子)可写为

$$|\psi_{out}\rangle \approx |0,0\rangle + \frac{\alpha}{\sqrt{2}}(|0,1\rangle + |1,0\rangle) + \frac{\alpha^2 + \zeta}{2} |1,1\rangle + \frac{\alpha^2 - \zeta}{2\sqrt{2}}(|0,2\rangle - |2,0\rangle), \quad (16)$$

两光子态的几率为

$$P_2 \propto r^2 - 2\alpha^2 r \cos \theta + \alpha^4. \quad (17)$$

$\theta = 0$ 对应振幅压缩光,此时对应两光场的双光

子几率幅干涉相消; $\theta = \pi$ 对应相位压缩光,此时对应两光场的双光子几率幅干涉相长。首先,采用此观点分析相位压缩光,由于压缩态为双光子态,其光子数分布满足超泊松分布,即 $g^{(2)}(0) \gg 1$,而相干态光子数分布满足泊松分布,其 $g^{(2)}(0) = 1$ 。随着 α 的增加,相位压缩光的光子数统计特性逐渐从一个超泊松分布转变为泊松分布,或者说相干态把压缩态的光子数统计特性给“稀释”掉了,所以 $g^{(2)}(0)$ 从远大于 1 逐渐减小并趋于 1。在此过程中,由于相干态和压缩态双光子态几率幅相干相长,干涉后的态的双光子几率总是高于相干态的结果, $g^{(2)}(0)$ 总是大于 1,如图 5 所示。而对于振幅压缩光而言,上述的“稀释”过程同样起主要作用,并且由于相干态和压缩态双光子几率幅相干相消, $g^{(2)}(0)$ 减小得更快,当 α 增加到一定程度时,干涉相消会导致干涉后的态的双光子几率低于相干态结果,即 $g^{(2)}(0)$ 会小于 1。当 $\alpha^2 = |\zeta|$ 时,干涉达到最强, $g^{(2)}(0)$ 达到最小,此处可认为双光子几率在最大程度上被抵消掉了,此时产生的是一个单光子态,图 5 中最小的 $g^{(2)}(0) = 0.34 \pm 0.11$,满足单光子态判别条件。此后进一步增加 α ,相干态的光子数统计特性占主导地位,从而导致 $g^{(2)}(0)$ 值趋于 1。采用双光子干涉的观点可以较好地解释平移压缩态光场的二阶关联函数特性,这为理解压缩态光场的光子数统计特性提供了参考。

5 结 论

利用连续变量探测技术实现了压缩态光场二阶关联函数的测量以及光子数统计特性的表征。对基于 modified-HBT 干涉仪的光场二阶关联函数的测量进行了理论分析,着重讨论了在此过程中对暗噪声的处理,采用此处理获得的实验结果与理论预期吻合较好。实验分别测量了振幅压缩态和相位压缩态光场的二阶关联函数随平移参量的变化关系,在光子数表象下采用双光子干涉的观点对实验结果进行了解释。对于振幅压缩光,在一定平移量范围内,光场呈现反聚束效应,其对应双光子相消干涉;对于相位压缩光,光场总是呈现聚束效应,其对应双光子相长干涉。光场的光子数统计特性表征光场的粒子性,采用表征光场波动性的探测技术实现对光场粒子特性的表征。所提探测技术有望用于光场的三阶关联函数和更高阶关联函数的测量,以及量子通信处理和量子计算等领域中非经典态的表征。

参 考 文 献

- [1] O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J. Photonic quantum technologies[J]. Nature Photonics, 2009, 3(12): 687-695.
- [2] Lvovsky A I, Raymer M G. Continuous-variable optical quantum-state tomography [J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1): 299.
- [3] Braunstein S L, van Loock P. Quantum information with continuous variables [J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 513.
- [4] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, et al. Linear optical quantum computing[EB/OL]. (2006-01-17) [2020-02-13]. https://www.researchgate.net/profile/William_Munro/publication/2197173_Review_article_Linear_optical_quantum_computing/links/00b7d521e2cd38b79f000000/Review-article-Linear-optical-quantum-computing.pdf.
- [5] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, et al. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(11): 110801.
- [6] Yang W H, Shi S P, Wang Y J, et al. Detection of stably bright squeezed light with the quantum noise reduction of 12.6 dB by mutually compensating the phase fluctuations [J]. Optics Letters, 2017, 42(21): 4553-4556.
- [7] Sun X C, Wang Y J, Tian L, et al. Detection of 13.8 dB squeezed vacuum states by optimizing the interference efficiency and gain of balanced homodyne detection[J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(7): 072701.
- [8] Han Y S, Wen X, He J, et al. Improvement of vacuum squeezing resonant on the rubidium D1 line at 795 nm [J]. Optics Express, 2016, 24(3): 2350-2359.
- [9] Zhou Y Y, Jia X J, Li F, et al. Experimental generation of 8.4 dB entangled state with an optical cavity involving a wedged type-II nonlinear crystal [J]. Optics Express, 2015, 23(4): 4952-4959.
- [10] Zhang M, Zhou Y Y, Li F, et al. Realization of low threshold operation of non-degenerate optical parametric amplifier with wedged KTP crystal[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(3): 0327001.
张敏, 周瑶瑶, 李芳, 等. 利用楔角 KTP 晶体实现低阈值非简并光学参量放大器的运转 [J]. 光学学报, 2014, 34(3): 0327001.
- [11] Li Q, Deng X W, Zhang Q, et al. Experimental preparation of a pure two-mode squeezed state [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(4): 0427001.

- 李强, 邓晓玮, 张强, 等. 实验制备纯的双模压缩态 [J]. 光学学报, 2016, 36(4): 0427001.
- [12] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, et al. Multiphoton entanglement and interferometry [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(2): 777-838.
- [13] Wang X L, Chen L K, Li W, et al. Experimental ten-photon entanglement [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(21): 210502.
- [14] Koashi M, Kono K, Hirano T, et al. Photon antibunching in pulsed squeezed light generated via parametric amplification [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(8): 1164-1167.
- [15] Andersen U L, Neergaard-Nielsen J S, van Loock P, et al. Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(9): 713-719.
- [16] Takeda S, Mizuta T, Fuwa M, et al. Deterministic quantum teleportation of photonic quantum bits by a hybrid technique [J]. *Nature*, 2013, 500(7462): 315-318.
- [17] Zavatta A, Viciani S, Bellini M. Quantum-to-classical transition with single-photon-added coherent states of light [J]. *Science*, 2004, 306(5696): 660-662.
- [18] Lu Y, Ou Z. Observation of nonclassical photon statistics due to quantum interference [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 88(2): 023601.
- [19] Zielinska J A, Beduini F A, Lucivero V G, et al. Atomic filtering for hybrid continuous-variable/discrete-variable quantum optics [J]. *Optics Express*, 2014, 22(21): 25307-25317.
- [20] Ou Z Y. *Multi-photon quantum interference* [M]. Boston: Springer, 2007.