

相敏操控对制备低频双模正交压缩真空态光场的影响*

吴炜¹⁾ 赵豪²⁾ 冯晋霞^{1)3)†} 李俊⁴⁾ 李渊骥¹⁾³⁾ 张宽收¹⁾³⁾

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (湖北师范大学物理与电子科学学院, 黄石 435002)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

4) (中国航空工业集团公司西安飞行自动控制研究所, 西安 710076)

(2023年11月7日收到; 2023年12月6日收到修改稿)

本文提出了利用单边带移频光实现非简并光学参量放大器相敏操控的方案, 实验研究了在对非简并光学参量放大器相敏操控过程中, 单边带移频光注入的方案和信号光注入的方案对产生的低频双模正交压缩真空态光场的影响. 实验结果表明, 信号光注入非简并光学参量放大器实现相敏操控过程中, 压缩真空态的压缩度随着注入信号光功率的增加不断减小直至消失. 而在单边带移频光注入非简并光学参量放大器实现相敏操控过程中, 正交振幅和正交位相压缩真空态的压缩度对注入移频光场的功率变化都不敏感, 压缩度几乎不变. 采用单边带移频光方案实现稳定的相敏操控, 非简并光学参量放大器运转于相敏放大状态达 30 min, 获得了稳定输出的低频双模正交压缩真空态光场, 在傅里叶分析频率为 200 kHz 测量的正交振幅分量的压缩度为 (4.1 ± 0.1) dB, 正交位相分量的压缩度为 (4.0 ± 0.2) dB.

关键词: 双模正交压缩真空态, 光学参量放大器, 相敏操控

PACS: 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.73.20231765

1 引言

双模正交压缩真空态光场是一种重要的量子资源, 被广泛的应用于量子通信、量子计算、量子模拟、量子精密测量与传感等领域^[1-8]. 单模压缩真空态光场只有一个光场的正交分量被压缩, 而双模正交压缩真空态是两个光场的两个正交分量被压缩, 因而双模正交压缩真空态具有更高的适用性, 可以用于更为复杂的量子协议, 如量子门操作、量子密集测量、量子隐形传态等^[9-14]. 早在 1998 年, Furusawa 等^[9] 就利用双模正交压缩真空

态光场实验实现了量子隐形传态. 2005 年, 该研究组^[10] 又利用双模正交压缩真空态光场实验实现了量子纠缠交换. 2007 年, Su 等^[11] 利用两组双模正交压缩真空态光场制备出了四组份 Cluster 和 GHZ 量子纠缠态. 之后该研究组又利用三组双模正交压缩真空态制备的六组份 Cluster 纠缠态完成了连续变量的单向量子计算的逻辑门序列实验^[12], 并实现了三组份 GHZ 量子纠缠态的量子纠缠交换^[13]、量子远程传态网络^[14]. 制备双模正交压缩真空态光场的方法最初是利用一个非简并光学参量放大器 (nondegenerate optical parametric amplifier, NOPA) 直接产生的^[15,16]. 由于元件及技术限制,

* 国家自然科学基金 (批准号: 62175135) 和山西省基础研究计划 (批准号: 202103021224025) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fengjx@sxu.edu.cn

双模压缩态的压缩度一直在 3 dB 左右, 分析频率也在 MHz 范围. 直到 2010 年, Wang 等^[17]通过降低泵浦激光噪声, 减小锁定系统的位相噪声, 将压缩度提高至 6 dB, 分析频率为 2 MHz. 2019 年, Yap 等^[18]采用单个 NOPA 制备了分析频率低至 200 kHz 的双模压缩真空态, 压缩度为 2 dB. 2003 年, Bowen 等^[19,20]提出另一种方案, 利用两个完全相同的简并光学参量放大器 (degenerate optical parametric amplifier, DOPA) 产生的两个单模压缩真空态光场耦合而成双模压缩真空态光场, 压缩度在分析频率 MHz 范围为 4 dB. 通常 NOPA 和 DOPA 都需要一束与产生的压缩真空态光场同频率的种子光注入光学参量腔内实现相敏操控. 通过操控光学参量放大器 (optical parametric amplifier, OPA) 运转在相敏放大或者相敏反放大的状态, 从而获得稳定输出的双模压缩真空态光场^[21,22]. 然而由于注入 OPA 的种子光通常并不是理想的相干光源, 例如固体激光器、光纤激光器等激光光源发出的激光在低频处均存在较高的额外噪声, 注入光的额外噪声将会影响压缩真空态光场的特性. 因而采用与压缩真空态光场同频率的种子光实现 OPA 的相敏操控会降低压缩真空态光场的压缩度, 压缩真空态光场的量子特性甚至在低频段因此会消失^[23-25]. 2006 年, Vahlbruch 等^[26]采用单个的光学参量振荡器 (optical parametric amplifier, OPO) 产生了单模压缩真空态光场, 并提出一种相敏操控的新方法, 利用一台声光调制器 (acousto-optic modulators, AOM) 产生了一束移频光作为种子光来实现 OPO 的相敏操控, 从而避免了注入同频率种子光的额外噪声对产生的压缩真空态光场的影响, 获得了稳定输出的单模压缩真空态光场, 压缩度为 4 dB, 分析频率为 10 Hz—10 kHz. 2013 年, 该研究组^[27]又利用了两个 OPO 产生的单模压缩真空态光场耦合, 在分析频率 8 MHz 处获得 10 dB 的双模正交压缩真空态光场. 2021 年, Zhang 等^[28]利用该方案将压缩度提高至 11.1 dB, 分析频率为 5 MHz. 由于两套 OPO 系统较为复杂且反馈锁定难度大, 影响了低频范围内双模压缩真空态的制备, 而且稳定性受限. 文献^[27]稳定输出压缩真空态时间仅为 10 s, 文献^[28]没有

提到稳定输出时间, 这在量子信息和量子计算方面的应用非常受限. 采用单个 NOPA 装置可以直接产生双模正交压缩真空态光场, 反馈锁定系统相对简便. 目前为止, 采用移频技术实现 NOPA 相敏操控并利用单个 NOPA 产生稳定输出的低频段双模正交压缩真空态的研究还未见报道.

本文首先提出了利用单边带移频光实现 NOPA 相敏操控的方案, 从理论上证明了该方案的可行性; 实验上比较了单边带移频光注入 NOPA 实现相敏操控的方案与信号光注入 NOPA 实现相敏操控的方案, 研究了在对 NOPA 相敏操控过程中, 不同操控方案对产生的低频双模正交压缩真空态光场的影响, 进一步论证了单边带移频光注入 NOPA 实现相敏操控方案的优势. 采用单边带移频光注入 NOPA 实现稳定的相敏操控, 实验获得了长时间稳定输出的低频双模正交压缩真空态光场.

2 理论分析

2.1 双模正交压缩真空态的产生

利用单个 NOPA 可以产生双模正交压缩真空态, 频率为 $2\omega_0$ 的泵浦光场与频率为 ω_0 的信号光场和闲置光场同时注入 NOPA 腔, 其中注入的信号光场和闲置光场为频率相同、偏振正交的相干态光场. 由于光与二阶非线性晶体的非线性作用过程, 一个泵浦光子会产生一对信号模和闲置模的光子对, 光子对之间具有很强的时间关联和强度光联, NOPA 腔输出的信号光场和闲置光场之间存在量子关联. 将输出的信号光场和闲置光场经过分束比为 50/50 的分束器 (beam splitter, BS) 耦合后, 将获得具有双模正交压缩特性的压缩态光场^[15,16]. 若挡住注入信号光场和闲置光场, 则获得双模正交压缩真空态, 此时注入信号场和闲置场为真空场. 注入的信号光场和闲置光场的产生 (湮灭) 算符分别为 $\hat{a}^{\text{int}} (\hat{a}^{\text{in}})$ 和 $\hat{b}^{\text{int}} (\hat{b}^{\text{in}})$, 则双模压缩算符可表示为 $S = \exp(-\xi^* \hat{a}^{\text{in}} \hat{b}^{\text{in}} + \xi \hat{a}^{\text{int}} \hat{b}^{\text{int}})$ ^[29], 其中 $\xi = r e^{i\phi}$, r 表示压缩因子, ϕ 表示压缩角, 通过对 NOPA 的相敏操控可以实现对双模压缩真空态光场的压缩角的控制. 若 $\hat{a}^\dagger (\hat{a})$ 和 $\hat{b}^\dagger (\hat{b})$ 分别表示输出的信号模 a 和闲置模 b 的产生 (湮灭) 算符, 经过 NOPA 腔后输出的信号光场和闲置光场可以表示为

$$\begin{pmatrix} \hat{a}^\dagger \\ \hat{a} \\ \hat{b}^\dagger \\ \hat{b} \end{pmatrix} = S^{-1} \begin{pmatrix} \hat{a}^{\text{in}\dagger} \\ \hat{a}^{\text{in}} \\ \hat{b}^{\text{in}\dagger} \\ \hat{b}^{\text{in}} \end{pmatrix} S = M_\xi \begin{pmatrix} \hat{a}^{\text{in}\dagger} \\ \hat{a}^{\text{in}} \\ \hat{b}^{\text{in}\dagger} \\ \hat{b}^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad M_\xi = \begin{pmatrix} \cosh r & 0 & 0 & e^{-i\phi} \sinh r \\ 0 & \cosh r & e^{i\phi} \sinh r & 0 \\ 0 & e^{-i\phi} \sinh r & \cosh r & 0 \\ e^{i\phi} \sinh r & 0 & 0 & \cosh r \end{pmatrix}. \quad (1)$$

输出的信号光场和闲置光场的正交振幅分量和正交位相分量, 可以表示为 $\hat{X}_a = (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$, $\hat{Y}_a = i(\hat{a}^\dagger - \hat{a})$ 和 $\hat{X}_b = (\hat{b}^\dagger + \hat{b})$, $\hat{Y}_b = i(\hat{b}^\dagger - \hat{b})$, 代入 (1) 式可以得到:

$$\begin{pmatrix} \hat{X}_a \\ \hat{Y}_a \\ \hat{X}_b \\ \hat{Y}_b \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \hat{X}_a^{\text{in}} \\ \hat{Y}_a^{\text{in}} \\ \hat{X}_b^{\text{in}} \\ \hat{Y}_b^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} \cosh r & 0 & \cos \phi \sinh r & \sin \phi \sinh r \\ 0 & \cosh r & \sin \phi \sinh r & -\cos \phi \sinh r \\ \cos \phi \sinh r & \sin \phi \sinh r & \cosh r & 0 \\ \sin \phi \sinh r & -\cos \phi \sinh r & 0 & \cosh r \end{pmatrix}. \quad (2)$$

输出的信号模 a 和闲置模 b 经过 50/50 BS 线性耦合后输出的光场分别为 c 和 d , $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b})/\sqrt{2}$, $\hat{d} = (\hat{a} - \hat{b})/\sqrt{2}$. 根据光场正交分量公式可以得到经过分束器耦合后输出光场的正交振幅分量和正交位相分量为

$$\begin{pmatrix} \hat{X}_c \\ \hat{Y}_c \\ \hat{X}_d \\ \hat{Y}_d \end{pmatrix} = L \begin{pmatrix} \hat{X}_a \\ \hat{Y}_a \\ \hat{X}_b \\ \hat{Y}_b \end{pmatrix} = LM \begin{pmatrix} \hat{X}_a^{\text{in}} \\ \hat{Y}_a^{\text{in}} \\ \hat{X}_b^{\text{in}} \\ \hat{Y}_b^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

通过对 NOPA 相敏操控, 使得其稳定运转在相敏放大状态, 此时压缩角 $\phi = 0$, 可以得到输出光场 c 和 d 的正交分量为

$$\begin{pmatrix} \hat{X}_c \\ \hat{Y}_c \\ \hat{X}_d \\ \hat{Y}_d \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cosh r + \sinh r & 0 & \cosh r + \sinh r & 0 \\ 0 & \cosh r - \sinh r & 0 & \cosh r - \sinh r \\ \cosh r - \sinh r & 0 & \sinh r - \cosh r & 0 \\ 0 & \cosh r + \sinh r & 0 & -\cosh r - \sinh r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{X}_a^{\text{in}} \\ \hat{Y}_a^{\text{in}} \\ \hat{X}_b^{\text{in}} \\ \hat{Y}_b^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

则输出光场 c 和 d 正交分量的起伏方差表示为

$$\begin{pmatrix} \langle \delta^2 \hat{X}_c \rangle \\ \langle \delta^2 \hat{Y}_c \rangle \\ \langle \delta^2 \hat{X}_d \rangle \\ \langle \delta^2 \hat{Y}_d \rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{2r} & 0 & e^{2r} & 0 \\ 0 & e^{-2r} & 0 & e^{-2r} \\ e^{-2r} & 0 & e^{-2r} & 0 \\ 0 & e^{2r} & 0 & e^{2r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle \delta^2 \hat{X}_a^{\text{in}} \rangle \\ \langle \delta^2 \hat{Y}_a^{\text{in}} \rangle \\ \langle \delta^2 \hat{X}_b^{\text{in}} \rangle \\ \langle \delta^2 \hat{Y}_b^{\text{in}} \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{2r} \\ e^{-2r} \\ e^{-2r} \\ e^{2r} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中由于注入信号光场和闲置光场为真空场, 其正交分量的起伏方差 $\langle \delta^2 \hat{X}_a^{\text{in}} \rangle$, $\langle \delta^2 \hat{Y}_a^{\text{in}} \rangle$, $\langle \delta^2 \hat{X}_b^{\text{in}} \rangle$ 和 $\langle \delta^2 \hat{Y}_b^{\text{in}} \rangle$ 均为 1. 从 (5) 式可以看出, 当 NOPA 被相敏操控运转至相敏放大状态时, 输出的 c 模具有正交位相压缩的特性, 输出的 d 模具有正交振幅压缩的特性. 同理可得, NOPA 相敏操控至相敏反放大状态时, 此时对应 $\phi = \pi$, 输出的 c 模具有正交振幅压缩的特性, 输出的 d 模具有正交位相压缩的特性. 也可以通过控制 ϕ 的大小获得任意压缩角的压

缩真空态光场. 而无论是哪种类型双模正交压缩真空态, NOPA 都需要被相敏操控实现稳定的压缩角, 从而获得稳定输出的压缩真空态.

2.2 单边带移频光实现 NOPA 相敏操控

本文提出了利用单边带移频光实现 NOPA 相敏操控的方案, 首先通过移频装置获得一束与注入的信号光场和闲置光场 $\hat{a}^{\text{in}}(\omega_0)$ 和 $\hat{b}^{\text{in}}(\omega_0)$ 有频移量为 $-\Omega$ 的频移光场, 并将该移频光场一同注

入 NOPA 中. 移频光场的振幅可以用 β 来描述, 则信号光场下边带频率场的湮灭算符的期望值即 $\langle \hat{a}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \rangle = \beta$, 而信号光场上边带以及闲置光

场的上下边带频率场湮灭算符的期望值均为零, 即 $\langle \hat{a}_{+}^{\text{in}}(\omega_0 + \Omega) \rangle = \langle \hat{b}_{\pm}^{\text{in}}(\omega_0 \pm \Omega) \rangle = 0$. 因此 NOPA 的输入光场的正交振幅分量和正交位相分量也可写为

$$\begin{pmatrix} \hat{X}_a^{\text{in}}(\Omega) \\ \hat{Y}_a^{\text{in}}(\Omega) \\ \hat{X}_b^{\text{in}}(\Omega) \\ \hat{Y}_b^{\text{in}}(\Omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{a}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) + \hat{a}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \\ -i(\hat{a}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) - \hat{a}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega)) \\ \hat{b}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) + \hat{b}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \\ -i(\hat{b}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) - \hat{b}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega)) \end{pmatrix} = N \begin{pmatrix} \hat{a}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \\ \hat{a}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \\ \hat{b}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \\ \hat{b}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \end{pmatrix}, \quad N = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ i & -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -i & i \end{pmatrix}. \quad (6)$$

将 (6) 式代入 (2) 式和 (3) 式, 可得到光场 a , b , c 和 d 在边带频率 $\pm\Omega$ 处的正交振幅分量和正交位相分量的期望值为

$$\begin{pmatrix} \langle \hat{X}_a(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{Y}_a(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_b(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{Y}_b(\Omega) \rangle \end{pmatrix} = MN \begin{pmatrix} \langle \hat{a}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{a}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \\ \langle \hat{b}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{b}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \cosh r \\ -i \cosh r \\ e^{-i\phi} \sinh r \\ ie^{-i\phi} \sinh r \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \langle \hat{X}_c(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{Y}_c(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_d(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{Y}_d(\Omega) \rangle \end{pmatrix} = LMN \begin{pmatrix} \langle \hat{a}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{a}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \\ \langle \hat{b}_{-}^{\text{in}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{b}_{+}^{\text{in}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \end{pmatrix} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cosh r + e^{-i\phi} \sinh r \\ -i(\cosh r - e^{-i\phi} \sinh r) \\ \cosh r - e^{-i\phi} \sinh r \\ -i(\cosh r + e^{-i\phi} \sinh r) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

根据 (7) 式, 可以写出光场 a , b , c 和 d 在边带频率 $\pm\Omega$ 处的湮灭和产生算符的期望值分别为

$$\begin{pmatrix} \langle \hat{a}_{-}^{\text{out}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{a}_{+}^{\text{out}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \\ \langle \hat{b}_{-}^{\text{out}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{b}_{+}^{\text{out}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \langle \hat{X}_a(\Omega) \rangle + i\langle \hat{Y}_a(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_a(\Omega) \rangle - i\langle \hat{Y}_a(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_b(\Omega) \rangle + i\langle \hat{Y}_b(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_b(\Omega) \rangle - i\langle \hat{Y}_b(\Omega) \rangle \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \cosh r \\ 0 \\ 0 \\ e^{-i\phi} \sinh r \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \langle \hat{c}_{-}^{\text{out}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{c}_{+}^{\text{out}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \\ \langle \hat{d}_{-}^{\text{out}}(\omega_0 - \Omega) \rangle \\ \langle \hat{d}_{+}^{\text{out}\dagger}(\omega_0 + \Omega) \rangle \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \langle \hat{X}_c(\Omega) \rangle + i\langle \hat{Y}_c(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_c(\Omega) \rangle - i\langle \hat{Y}_c(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_d(\Omega) \rangle + i\langle \hat{Y}_d(\Omega) \rangle \\ \langle \hat{X}_d(\Omega) \rangle - i\langle \hat{Y}_d(\Omega) \rangle \end{pmatrix} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cosh r \\ e^{-i\phi} \sinh r \\ \cosh r \\ -e^{-i\phi} \sinh r \end{pmatrix}. \quad (8)$$

由此可以准确描述出移频光场在双模压缩真空态产生过程中光场的变化过程, 如图 1 所示. 图 1 左边显示频率为 ω_0 的注入信号光场和闲置光场为真空场, 频移光场为频移量为 $-\Omega$ 的单边带光场, 是信号光场的下边带, 振幅为 β . 将该移频光场注入 NOPA, 经过二阶非线性过程后, 图 1 中间所示频率为 ω_0 的注入真空场成为两个有量子光联的热光场. 而移频光场出现了新的边带, 即闲置光场上边带, 振幅为 $\beta e^{-i\phi} \sinh r$, 同时信号光场的下边带振

幅发生了变化, 由 β 变成 $\beta \cosh r$. NOPA 输出光场经过分束比为 50/50 的分束器线性耦合后, 两个有量子光联的热光场成为正交分量具有压缩特性的双模压缩真空态光场, 如图 1 右边所示. 在双模压缩真空态光场的分析频率为 $\pm\Omega$ 的位置分别出现了上下边带光场, 上边带光场振幅为 $\beta \cosh r / \sqrt{2}$, 下边带光场振幅为 $\beta e^{-i\phi} \sinh r / \sqrt{2}$ 和 $-\beta e^{-i\phi} \sinh r / \sqrt{2}$. 可以看出此时产生的两个下边带光场的振幅均与初始的单边带光场的振幅成正比关系, 并携带关于压

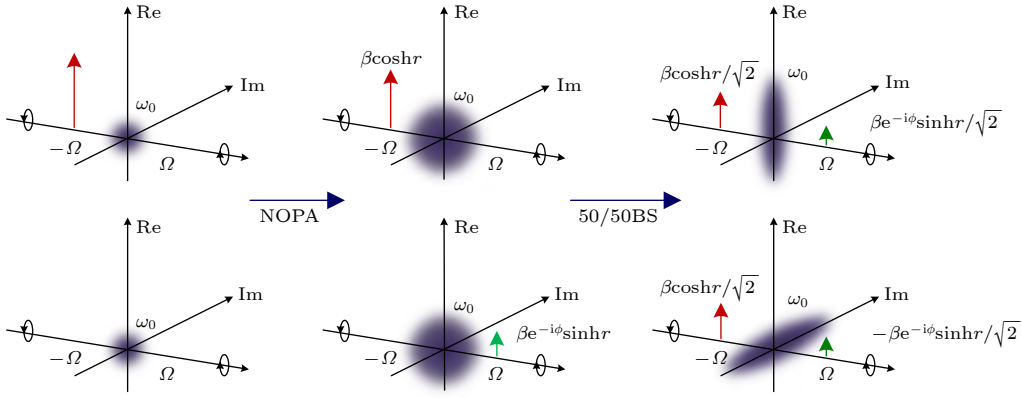


图 1 移频光场在双模压缩真空态产生过程中的光场变化示意图

Fig. 1. Schematic diagram of frequency shifted light field changes during the generation of dual mode squeezed states.

缩角 ϕ 的信息. 因此提取下边带信息可以用于控制双模正交压缩真空态的两个正交分量的压缩角. 如果初始注入的移频光场为双边带光场, 最后产生的边带会相互抵消, 不会产生双边带光场并用于控制双模正交压缩真空态的两个正交分量的压缩角. 移频的单边带光场频率为 $-\Omega$, 在压缩真空态光场中心频率 ω_0 处以及附近都没有振幅, 因此对产生的双模正交压缩真空态的量子特性并无影响, 这是采用单边带移频光方案实现 NOPA 相敏操控的优势.

对 (8) 式进行傅里叶变换, 并根据电场的表达式 $E(t) = \langle \hat{J}^\dagger(t) + \hat{J}(t) \rangle$ ($J = c, d$), 输出的双边带移频场的电场表达式可以写成:

$$\begin{aligned} E_c(t) &= \langle \hat{c}_-^{\text{out}}(\omega_0 - \Omega) \rangle e^{-i(\omega_0 - \Omega)t} \\ &\quad + \langle \hat{c}_+^{\text{out}}(\omega_0 + \Omega) \rangle e^{-i(\omega_0 + \Omega)t} \\ &= \beta(\cosh r e^{-i(\omega_0 - \Omega)t} + \sinh r e^{-i(\omega_0 t + \Omega t + \phi)}) / \sqrt{2}, \\ E_d(t) &= \langle \hat{d}_-^{\text{out}}(\omega_0 - \Omega) \rangle e^{-i(\omega_0 - \Omega)t} \\ &\quad + \langle \hat{d}_+^{\text{out}}(\omega_0 + \Omega) \rangle e^{-i(\omega_0 + \Omega)t} \\ &= \beta(\cosh r e^{-i(\omega_0 - \Omega)t} - \sinh r e^{-i(\omega_0 t + \Omega t + \phi)}) / \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (9)$$

利用单个光电管可以探测输出的双边带移频场的电场 $E_c(t)$ 和 $E_d(t)$ 的光电流信号, 得到光电流的表达式分别为

$$\begin{aligned} I_c(t) &\propto |E_c(t)|^2 \\ &= \beta^2 \cosh 2r / 2 + \beta^2 \sinh 2r \cos(2\Omega t + \phi) / 2, \\ I_d(t) &\propto |E_d(t)|^2 \\ &= \beta^2 \cosh 2r / 2 - \beta^2 \sinh 2r \cos(2\Omega t + \phi) / 2. \end{aligned} \quad (10)$$

利用频率为 2Ω 的解调信号 $I_{\text{demod}}(t) = \beta \times \cos(2\Omega t + \chi_0)$ 解调光电流 $I_c(t)$ 或 $I_d(t)$, 通过一个

低通滤波器过滤掉高频信号, 得到锁定压缩角的误差信号 ε_0 :

$$\varepsilon_0 \propto I_c I_{\text{demod}} = \frac{1}{4} \beta^2 \sinh r \sin(\phi + \chi_0), \quad (11)$$

其中 χ_0 表示解调信号的相位. 该误差信号只由压缩角 ϕ 和 χ_0 决定, 可以直接用来控制压缩角 ϕ 从而实现 NOPA 的相敏操控.

单边带移频光用于实现 NOPA 相敏操控的同时, 还可以用于判断产生的压缩真空态的压缩角的具体位置, 这在实际应用中也非常重要. 将一束本底振荡 (local oscillator, LO) 光场分别与输出的双边带光场在 50/50 BS 上耦合, 其中 LO 光场表示为 $E_{\text{LO}}(t) = \alpha e^{-i(\omega_0 t - \theta)}$, α 为 LO 光的振幅, θ 为 LO 光的相位. 通过两套平衡零拍探测系统可以分别探测与 LO 光场耦合后双边带移频光场的光电流为

$$\begin{aligned} I_c^{\text{out}}(t) &= E_{\text{LO}}(t) E_c^*(t) + E_{\text{LO}}^*(t) E_c(t) \\ &= \sqrt{2} \alpha \beta (\cosh r \cos(\Omega t + \theta) \\ &\quad + \sinh r \cos(\Omega t + \phi - \theta)), \\ I_d^{\text{out}}(t) &= E_{\text{LO}}(t) E_d^*(t) + E_{\text{LO}}^*(t) E_d(t) \\ &= \sqrt{2} \alpha \beta (\cosh r \cos(\Omega t + \theta) \\ &\quad - \sinh r \cos(\Omega t + \phi - \theta)). \end{aligned} \quad (12)$$

利用频率为 Ω 的解调信号 $I_{\text{demod}1,2}(t) = \beta_{1,2} \times \cos(\Omega t + \chi_{1,2})$ 分别解调光电流 $I_c^{\text{out}}(t)$ 和 $I_d^{\text{out}}(t)$, 其中 $\beta_{1,2}$ 为解调信号 1 和 2 的振幅, $\chi_{1,2}$ 为解调信号 1 和 2 的相位. 通过一个低通滤波器过滤掉高频信号, 得到控制 LO 光与输出双边带移频光场的相对相位的误差信号 ε_1 和 ε_2 为

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha\beta_1\beta(\text{cosh}r\cos(\theta + \chi_1) \\ &\quad + \sinh r\cos(\phi - \theta + \chi_1)), \\ \varepsilon_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\alpha\beta_2\beta(\text{cosh}r\cos(\theta + \chi_2) \\ &\quad - \sinh r\cos(\phi - \theta + \chi_2)). \end{aligned} \quad (13)$$

在压缩角 ϕ 锁定后, 误差信号 $\varepsilon_{1,2}$ 只由 LO 光场的位相 θ , $\chi_{1,2}$ 决定, 可以直接用来控制 LO 光场的位相, 从而实现对产生的双模压缩真空态的两个模压缩角位置的判断和稳定测量.

3 实验装置

利用单边带移频光场实现 NOPA 相敏操控并产生稳定输出的低频双模正交压缩真空态光场的实验方案如图 2 所示, 激光光源为连续单频波长为 1550 nm 光纤激光器, 通过外腔谐振倍频获得波长为 775 nm 激光. 1550 nm 激光和 775 nm 激光分别作为 NOPA 的种子光和泵浦光注入由 II 类准相位匹配晶体和两镜谐振腔构成的 NOPA 腔. 两镜谐振腔为两个曲率半径为 30 mm 的凹面镜组成, 输入耦合镜镀有对 775 nm 部分透射膜 ($T_{775 \text{ nm}} =$

10%), 对 1550 nm 高反膜 ($R_{1550 \text{ nm}} > 99.9\%$). 输出耦合镜镀有对 775 nm 高反膜 ($R_{775 \text{ nm}} = 99.7\%$), 对 1550 nm 部分透射膜 ($T_{1550 \text{ nm}} > 6.8\%$). NOPA 腔的机械腔长为 65 mm, 1550 nm 激光注入 NOPA 腔光束腰斑约为 61 μm . II 类准相位匹配晶体为 1 mm \times 2 mm \times 10 mm 的带有 1 $^\circ$ 楔角的周期极化磷酸钛氧钾 (periodic polarized KTiOPO₄, PPKTP) 晶体, 晶体两个端面均镀有对 1550 nm 和 775 nm 减反膜 ($R_{1550 \text{ nm}} < 0.1\%$ & $R_{775 \text{ nm}} < 0.1\%$). 通过精度为 0.01 $^\circ\text{C}$ 自制温度控温仪精确控制晶体的工作温度实现晶体的非临界相位匹配条件, 通过控制光场入射至晶体楔角的位置改变入射光场穿过晶体的光程实现 NOPA 腔内泵浦光、信号光和闲置光三模同时共振条件. 利用注入信号和闲置光场调节 NOPA 运转在三共振状态, 同时用来实现 NOPA 经典增益的调节.

实验上要获得双模正交压缩真空态, 制备过程中需要挡住注入信号光场和闲置光场. 利用锁相技术实现 NOPA 腔长的锁定, 光电探测器 (photo detector, PD1) 探测 775 nm 泵浦光经过 NOPA 的透射信号, 透射信号经过锁相放大器混频后得到误差信号, 误差信号经过比例积分微分控制器和高

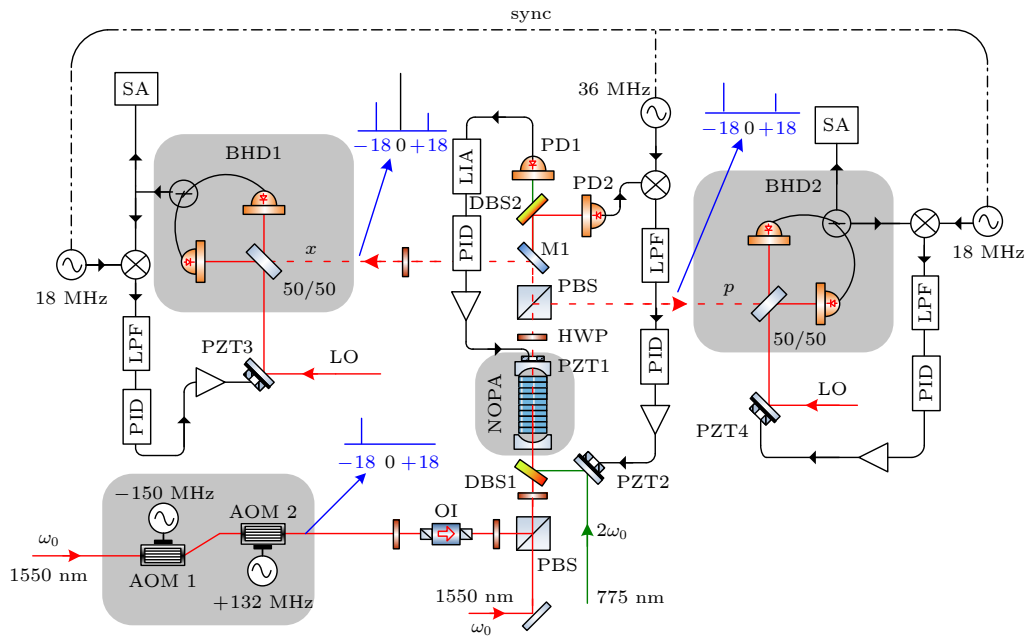


图 2 移频技术实现 NOPA 相敏操控并产生稳定输出的低频双模正交压缩真空态光场

Fig. 2. Manipulation of phase sensitive in NOPA and generation of stable output low frequency two mode orthogonal squeezed vacuum states using frequency shift technology.

压放大器后反馈至 NOPA 输出耦合镜后的压电陶瓷上 (piezoelectric ceramic, PZT1), 实现 NOPA 腔长的控制和锁定. NOPA 输出光场经过半波片和偏振分束棱镜分成两束, 分别为正交振幅压缩真空态 (记为 x 模) 光场和正交位相压缩真空态 (记为 p 模) 光场, HWP1 与光轴的夹角为 22.5° . 利用平衡零拍探测系统 (balanced homodyne detections, BHD1 和 BHD2) 分别测量 x 模和 p 模的噪声起伏特性. 实验中测量 NOPA 光学谐振腔的精细度为 90, 腔的线宽为 25 MHz. 移频光场的移频量要小于腔的线宽才能保证移频光场参与 NOPA 非线性过程产生双边带移频光场. 实验上利用两个 AOM 产生注入 NOPA 的单边带移频光场, 1550 nm 激光经过 AOM1 产生 -150 MHz 的频移, 再经过 AOM2 产生 132 MHz 的频移. 最终获得频移量为 -18 MHz 的频移光场. 该移频光场用于实现 NOPA 相敏操控及锁定压缩角, 还用于控制 LO 光场与移频光场的相对相位分析双模压缩真空态光场压缩角的锁定位置. 该光场的偏振方向为 s 偏振, 与注入信号光场一同注入 NOPA 腔内. NOPA 透射后经过平面镜 M1 (镀膜参数为: $T_{1550\text{ nm}} = 1\%$ & $R_{775\text{ nm}} < 0.1\%$) 透射, 利用 PD2 探测频移光场的光电流信号 $I_{c,d}(t)$. 将 $I_{c,d}(t)$ 的交流信号与 36 MHz 的正弦信号通过混频器、低通滤波器得到了误差信号 ϵ_0 , 将得到的误差信号通过 PID 后反馈到 PZT2 上来实现 NOPA 相敏操控及 x 模和 p 模的压缩角锁定. 将 BHD1 和 BHD2 输出的一部分交流信号分别与 18 MHz 的正弦信号通过混频器、低通滤波器得到了误差信号 ϵ_1 和 ϵ_2 , 将误差信号分别反馈给 PZT3 和 PZT4 锁定 x 模和 p 模对应的 LO 光与移频光场之间的相对相位, 此时可以准确判断 x 模和 p 模的压缩角的位置. 此时也意味着 LO 光和压缩真空态光场之间的相对相位被锁定, 可实现压缩真空态光场的长时间测量.

4 实验结果及分析

实验上分别采用信号光场注入的方案和单边带移频光场注入的方案实现 NOPA 相敏操控, 测量 NOPA 输出的双模正交压缩真空态在傅里叶分析频率 200 kHz 时的噪声功率随两种注入光场功率的变化, 如图 3 所示. 频谱分析仪测量参数为: RBW 为 10 kHz, VBW 为 30 Hz.

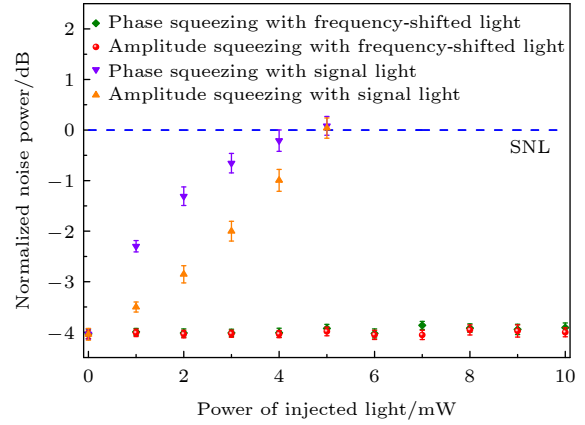


图 3 测量的双模正交压缩真空态的噪声功率随注入光场功率的变化

Fig. 3. Measured noise powers of two mode quadrature squeezed vacuum states versus power of injected light field.

图 3 中橙色三角和紫色倒三角表示信号光场注入 NOPA 相敏操控实现 NOPA 运转于相敏放大状态, 测量到的正交振幅压缩真空态和正交位相压缩真空态的噪声功率, 经过归一化处理后可以看到压缩真空态的压缩度随着注入信号光场功率的增加不断减小, 正交位相压缩真空更敏感. 当注入信号光场功率增加至 5 mW 时, NOPA 产生的双模光场不再具有压缩特性. 而利用单边带移频光场实现 NOPA 相敏操控运转于相敏放大状态, 将压缩角锁定至 0, 并利用单边带移频光场将 BHD1 和 BHD2 中 LO 光和压缩真空态光场 x 模和 p 模之间的相对相位分别锁定至 0 和 $\pi/2$ 的位置, 测量正交振幅压缩真空态和正交位相压缩真空态的噪声功率随着注入的移频光场功率的变化, 如图 3 中红色圆点和绿色菱形所示. 经过归一化处理后可以看到正交振幅和正交位相压缩真空态的压缩度对注入移频光场的功率变化都不敏感, 压缩度几乎不变, 一直保持为 4 dB. 而在注入光场功率为 0 时, 实验上采用手动搜索加载在 PZT2 上的高压放大器的偏置来实现 NOPA 相敏操控运转于相敏放大状态, 实现短时间内测量无任何光场注入时 NOPA 输出的双模正交压缩真空态的功率噪声, 其压缩度为 4 dB, 但并不能实现锁定. 可以看出, 利用单边带移频光场注入的方案实现 NOPA 相敏操控, 获得了与无注入光场时压缩度一致的双模正交压缩真空态, 而且压缩度并不会随着注入移频光场功率的变化而发生变化, NOPA 可以长时间稳定输出低频双模正交压缩真空压缩真空态光场.

在傅里叶分析频率 200 kHz 至 2 MHz 的范围内, 实验上均可以制备出压缩度为 4 dB 的双模正交压缩真空态. 而当傅里叶分析频率越低时, 该频段额外噪声对压缩真空态光场产生系统的影响更显著, 对 NOPA 相敏操控的要求也更加严苛. 当 NOPA 的单边带移频光场为 9 mW 时, 可以获得信噪比非常好的误差信号, 实现稳定的 NOPA 相敏操控. 将 NOPA 的泵浦光场与移频光场之间的相对位相锁定至 0, 测量了 NOPA 输出的低频双模正交压缩真空态光场在傅里叶分析频率 200 kHz 时的噪声功率, 如图 4 所示. 图 4 中曲线 (i) 表示正交分量压缩真空态的功率噪声, 曲线 (ii) 表示散粒噪声基准, 曲线 (iii) 表示正交分量反压缩真空态的功率噪声. 由图 4 可以看出, NOPA 运转于相敏放大状态达 30 min, 获得了稳定输出的双模正交压缩真空态光场. 图 4(a) 为测量的正交振幅分量的噪声功率, 压缩度和反压缩度分别为 (4.1 ± 0.1) dB 和 (7.8 ± 0.2) dB. 图 4(b) 为测量的正交位相分量的噪声功率, 压缩度和反压缩度分别为 (4.0 ± 0.2) dB 和 (8.3 ± 0.2) dB.

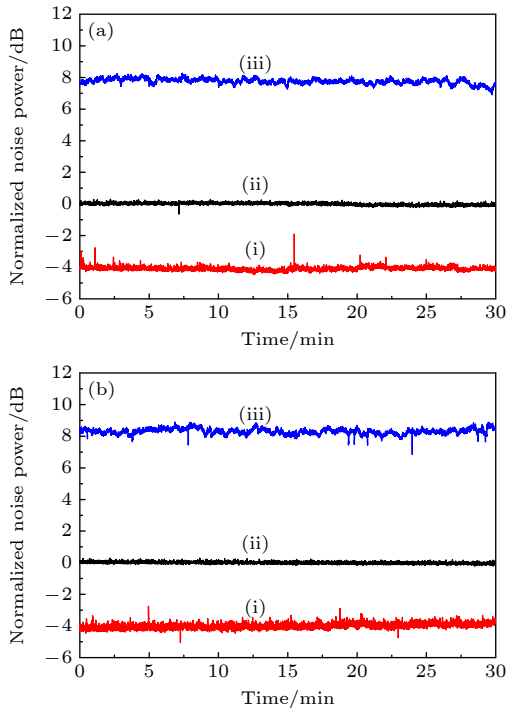


图 4 傅里叶分析频率为 200 kHz 处测得双模正交压缩真空态的噪声功率 (a) 正交振幅压缩真空态; (b) 正交位相压缩真空态

Fig. 4. Measured noise powers of two-mode quadrature squeezed vacuum states at Fourier analysis frequency of 200 kHz: (a) Amplitude quadrature squeezed vacuum states; (b) phase quadrature squeezed vacuum states.

5 结论

本文提出了利用单边带移频光实现 NOPA 相敏操控的方案, 从理论上证明了该方案的可行性, 并在实验上研究了单边带移频光注入的方案和信号光注入的方案在对 NOPA 相敏操控过程中对产生的低频双模正交压缩真空态光场的影响. 实验结果表明, 信号光注入 NOPA 实现相敏操控过程中, 压缩真空态的压缩度随着注入信号光场功率的增加不断减小直至消失. 而在单边带移频光注入 NOPA 实现相敏操控过程中, 正交振幅和正交位相压缩真空态的压缩度对注入移频光场的功率变化都不敏感, 压缩度几乎不变. 采用单边带移频光注入 NOPA 实现稳定的相敏操控, NOPA 运转于相敏放大状态达 30 min, 实验获得了稳定输出的低频双模正交压缩真空态光场, 在傅里叶分析频率为 200 kHz 测量的正交振幅分量的压缩度 (4.1 ± 0.1) dB, 正交位相分量的压缩度为 (4.0 ± 0.2) dB. 该稳定输出的低频双模正交压缩真空态光场可为量子通信、量子计算、量子精密测量等提供量子光源.

参考文献

- [1] Notarnicola M N, Olivares S 2023 *Phys. Rev. A* **108** 022404
- [2] Cochrane P T, Ralph T C, Milburn G J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 062306
- [3] Seok H L, Hyunseok J 2019 *Photonics Res.* **7** A7
- [4] Ralph T C 2011 *Phys. Rev. A* **84** 022339
- [5] Sabín C 2023 *EPJ Quantum Technol.* **10** 4
- [6] Lawrie B J, Lett P D, Marino A M, Pooser R C 2019 *ACS Photonics* **6** 1307
- [7] Ma Y Q, Miao H X, Pang B H, Evans M, Zhao C N, Harms J, Schnabel R, Chen Y B 2017 *Nat. Phys.* **13** 776
- [8] Yu J, Zhang Y, Wu Y H, Yang W H, Yan Z H, Jia X J 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 034202 (in Chinese) [蔚娟, 张岩, 吴银花, 杨文海, 闫智辉, 贾晓军 2023 物理学报 **72** 034202]
- [9] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [10] Takei N, Yonezawa H, Aoki T, Furusawa A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 220502
- [11] Su X L, Tan A H, Jia X J, Zhang J, Xie C D, Peng K C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 070502
- [12] Su X L, Hao S H, Deng X W, Ma L Y, Wang M H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2013 *Nat. Commun.* **4** 2828
- [13] Su X L, Tian C X, Deng X W, Li Q, Xie C D, Peng K C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 240503
- [14] Zhou Y Y, Liu Y H, Yan Z H, Jia X J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 104203 (in Chinese) [周瑶瑶, 刘艳红, 闫智辉, 贾晓军 2021 物理学报 **70** 104203]
- [15] Ou Z Y, Pereira S F, Kimble H J 1992 *Appl. Phys. B* **55** 265

- [16] Zhang Y, Su H, Xie C D, Peng K C 1999 *Phys. Lett. A* **259** 171
- [17] Wang Y, Shen H, Jin X L, Su X L, Xie C D, Peng K C 2010 *Opt. Express* **18** 6149
- [18] Yap M J, Altin P, McRae T G, Slagmolen B J J, Ward R L, McClelland D E 2019 *Nat. Photonics* **14** 223
- [19] Bowen W P, Schnabel R, Lam P K, Ralph T C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 043601
- [20] Bowen W P, Schnabel R, Lam P K, Ralph T C 2004 *Phys. Rev. A* **69** 012304
- [21] Zhang Y, Wang H, Li X Y, Jing J T, Xie C D, Peng K C 2000 *Phys. Rev. A* **62** 023813
- [22] Zhang Y, Kasai K, Watanabe M 2002 *Phys. Lett. A* **297** 29
- [23] McKenzie K, Grosse N, Bowen W P, Whitcomb S E, Gray M B, McClelland D E, Lam P K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 161105
- [24] Shang Y N, Yan Z H, Jia X J, Su X L, Xie C D 2011 *Chin. Phys. B* **20** 034209
- [25] Su X L 2013 *Chin. Phys. B* **22** 080304
- [26] Vahlbruch H, Chelkowski S, Hage B, Franzen A, Danzmann K, Schnabel R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 011101
- [27] Eberle T, Händchen V, Schnabel R 2013 *Opt. Express* **21** 11546
- [28] Zhang W H, Jiao N J, Li R X, Tian L, Wang Y J, Zheng Y H 2021 *Opt. Express* **29** 24315
- [29] Wang X B, Hiroshima T, Tomita A, Hayashi M 2007 *Phys. Rep.* **448** 1

Effect of phase-sensitive manipulations on generation of low-frequency two-mode orthogonal squeezed vacuum states*

Wu Wei¹⁾ Zhao Hao²⁾ Feng Jin-Xia^{1)3)†} Li Jun⁴⁾Li Yuan-Ji¹⁾³⁾ Zhang Kuan-Shou¹⁾³⁾1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)2) (*College of Physics and Electronic Science, Hubei Normal University, Huangshi 435002, China*)3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)4) (*Avic Xi'an Flight Automatic Control Research Institute, Xi'an 710076, China*)

(Received 7 November 2023; revised manuscript received 6 December 2023)

Abstract

Two-mode orthogonal squeezed vacuum states are an important quantum resource for quantum communication, quantum computing, quantum simulation, quantum precision measurement and sensing. It is essential to obtain stable two-mode orthogonal squeezed vacuum states in a low frequency range and compact configurations for practical applications, especially in quantum precision measurement and sensing. Two-mode orthogonal squeezed vacuum states are commonly produced via a subthreshold nondegenerate optical parametric amplifier (NOPA) in a continuous variable system. However, it is a difficult problem that the subthreshold NOPA cavity is phase sensitive manipulated to obtain stable squeezed vacuum states. Previous signal light injecting scheme relies on an injection of a weak light field into the subthreshold NOPA for phase sensitive manipulation. The injected signal light has the same frequency as the generated squeezed vacuum state. Thereby even the weakest injected signal light can introduce large amounts of excessive noise at low frequencies and the squeezing degree of two-mode squeezed vacuum states will be reduced or squeezing cannot be achieved.

In this paper, a single sideband frequency shifted light injecting scheme is proposed for phase sensitive manipulation of NOPA. The comparison between the single sideband frequency shifted light injecting scheme and the signal light injecting scheme for realization of phase sensitive manipulation of NOPA is conducted. The effects of the two schemes on the generation of the low-frequency two-mode orthogonal squeezed vacuum state light field are investigated experimentally. The experimental results show that in the signal light injecting scheme for phase sensitive manipulation, the squeezing degree of the two-mode orthogonal squeezed vacuum state continuously decreases until it disappears as the power of injected signal light increases. In the process of phase sensitive manipulation of NOPA by using the single sideband frequency shifted light injecting scheme, the squeezing degree of the two-mode orthogonal squeezed vacuum state does not change with the power of the injected frequency shifted light increasing. Stable phase sensitive manipulation is realized by injecting single sideband frequency shifted light into NOPA. The NOPA is operated in a phase sensitive amplification state for 30 min. Stable low-frequency two-mode orthogonal squeezed vacuum states are obtained. The (4.1 ± 0.1) dB amplitude orthogonal squeezed vacuum states and (4.0 ± 0.2) dB phase orthogonal squeezed vacuum states at a frequency of 200 kHz are generated stably, in a compact NOPA configuration.

Keywords: two-mode quadrature squeezed vacuum states, optical parametric amplifier, phase-sensitive manipulations

PACS: 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.73.20231765

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62175135) and the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202103021224025).

† Corresponding author. E-mail: fengjx@sxu.edu.cn