

连续变量纠缠增强对实验参量的依赖关系

贾晓军 段志园 闫智辉

(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, 山西 太原 030006)

摘要 具有正交振幅和正交相位分量量子关联的连续变量量子纠缠态光场是进行量子信息和量子计算研究的最基本的资源。随着量子信息和量子计算研究的深入开展,为了实现高质量的信息传递和效率的量子计算,必须尽可能提高所利用的纠缠态光场的纠缠度。基于光学参变过程量子纠缠增强是提高连续变量纠缠态光场纠缠度的一种有效方法,详细讨论了连续变量纠缠增强与非简并光学参变放大器各实验参量的关系,讨论了这些参量对纠缠增强的影响。计算结果将为优化利用非简并光学参变放大器构建的纠缠增强系统,进一步提高量子纠缠增强效率提供参考。

关键词 量子光学;纠缠增强;非简并光学参变放大器;关联噪声

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0227001

Dependence of Continuous Variable Entanglement Enhancement on Experimental Parameters

Jia Xiaojun Duan Zhiyuan Yan Zhihui

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

Abstract Continuous variable entangled state of light with quantum correlation in quadrature amplitude and quadrature phase is the key resource to realize quantum information and quantum computation processing. With the rapid development of quantum information and quantum computation, correlation degrees of entangled state of lights have to be enhanced to match the requirement of high-quality information transfer and high-efficiency quantum computation. Continuous variable entanglement enhancement is an efficient method for the generation of entangled state of light with high entangled degree. The relation between the continuous variable entanglement enhancement and the experimental parameters of non-degenerate optical parametric amplifier is calculated. The influence of these experimental parameters on the entanglement enhancement is also discussed. This provides the direct references for optimizing the continuous variable entanglement enhancement system consisting of non-degenerate optical parametric amplifier.

Key words quantum optics; entanglement enhancement; non-degenerate optical parametric amplifier; correlation noise

OCIS codes 270.5570; 270.5585; 270.6570

1 引 言

具有正交振幅和正交相位分量量子关联的 Einstein-Podolsky-Rosen(EPR)纠缠态光场已经被广泛应用于量子离物传态、量子密集编码和量子纠缠交换等连续变量量子信息实验系统中^[1~11]。而

随着量子信息研究的深入开展,为了实现高质量的信息传递和远距离的量子通信,必须尽可能提高所利用的 EPR 纠缠态光场的纠缠度。众所周知,光学参变放大器是直接获得高质量纠缠态光场的有效手段之一^[12~15]。但由于此方法受到晶体性能,内腔损

收稿日期: 2012-08-30; **收到修改稿日期**: 2012-09-24

基金项目: 国家 973 计划(2010CB923103)、国家自然科学基金创新研究群体科学基金(60821004)、国家自然科学基金(60736040,11074157)和山西省高等学校优秀青年学术带头人支持计划资助课题。

作者简介: 贾晓军(1979—),男,博士,副教授,主要从事量子光学与量子信息理论及实验等方面的研究。

E-mail: jiaxj@mail.sxu.cn

耗等实验因素的制约,仅仅利用一个光学参变放大器无法获得足够纠缠度的纠缠态光场。2006年,Agarwal理论证明了通过简并光学参变放大器(DOPA)可以对压缩态光场实现放大与操控^[16],接着这一理论被实验证实^[17]。随后,大家从理论和实验两方面分别证明了通过一个运转于阈值以下的非简并光学参变放大器(NOPA)可以实现对其注入的具有EPR纠缠特性的纠缠态光场进行纠缠增强与操控^[18~22]。本文基于NOPA系统实验参数,详细讨论了NOPA各实验参数对于连续变量纠缠增强的影响。

2 理论计算

采用如图1所示的环形NOPA进行连续变量EPR纠缠态光场的纠缠增强与操控。其中M1和M2为两个凹镜,M3和M4为两个平面镜,M1作为抽运场的输入耦合镜,M3作为信号场和闲置场的输入输出耦合镜,两个凹镜中间放置II类非临界相位匹配非线性KTP晶体。PZT

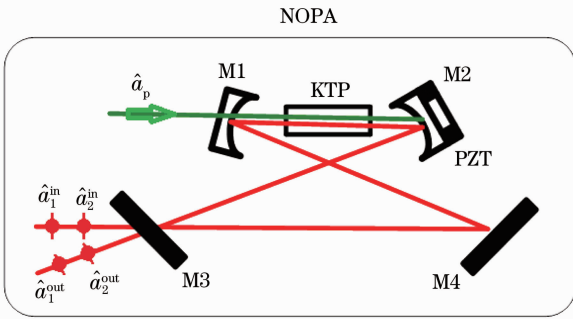


图1 NOPA结构示意图

Fig. 1 Principle schematic of NOPA

一束频率为 ω_p 的抽运光 a_p 与频率为 $\omega(2\omega = \omega_p)$ 的EPR纠缠态光场(其信号场和闲置场分别为 a_1^{in} 和 a_2^{in} ,它们频率简并,偏振垂直)分别注入到NOPA中,在NOPA中的非线性KTP晶体内发生非线性相互作用。NOPA腔内的信号场和闲置场分别为 a_1 和 a_2 ,输出的信号场和闲置场分别为 a_1^{out} 和

a_2^{out} 。为了计算简单且不失一般性,假定两个内腔场具有相同的损耗,定义 γ 为输入输出耦合镜M3的透射率, γ_c 为腔内其他损耗,并且定义 c_1, c_2 为由于内腔损耗而耦合到NOPA腔内的真空场。则内腔信号场 a_1 和闲置场 a_2 的运动方程为

$$\frac{da_{1(2)}}{dt} = -i\Delta a_{1(2)} - (\gamma + \gamma_c)a_{1(2)} + \kappa a_{2(1)}^\dagger \exp(i\theta_p) + \sqrt{2\gamma}a_{1(2)}^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_c}a_{1(2)}, \quad (1)$$

式中 θ_p 为抽运光与信号光的相对相位, Δ 为腔失谐。假定抽运场无耗散,且被描述为包含在耦合系数 κ 内的一个常数。利用半经典理论,湮灭算符 a_i 可以写为平均值 \bar{a}_i 和它的起伏 δa_i 的和,即 $a_i = \bar{a}_i + \delta a_i$, ($i = 1, 2$)。将之代入(1)式,可以得到光场起伏 $\delta a_1, \delta a_2$ 的动力学方程

$$\frac{d\delta a_{1(2)}}{dt} = -i\Delta\delta a_{1(2)} - (\gamma + \gamma_c)\delta a_{1(2)} + \kappa\delta a_{2(1)}^\dagger \exp(i\theta_p) + \sqrt{2\gamma}\delta a_{1(2)}^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_c}\delta a_{1(2)}, \quad (2)$$

定义信号场及闲置场的耦合场分别为 $\hat{d}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1 + a_2)$, $\hat{d}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1 - a_2)$ 。由于光场的正交振幅及正交相位分量可以用光场的产生及湮灭算符表示,即

$\hat{X}_{a_i} = \frac{1}{2}(a_i + a_i^\dagger), \hat{Y}_{a_i} = -\frac{i}{2}(a_i - a_i^\dagger)$ 则耦合场 $\hat{d}_{1(2)}$ 相应的正交振幅与相位分量可以分别表示为 $\hat{X}_{d1(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{X}_{a1} \pm \hat{X}_{a2}), \hat{Y}_{d1(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{Y}_{a1} \pm \hat{Y}_{a2})$ 。可以看出,在不考虑常数系数的情况下,耦合场 \hat{d}_1 的正交振幅分量就是信号场和闲置场的正交振幅和的关联噪声,耦合场 \hat{d}_2 的正交振幅分量就是信号场和闲置场的正交振幅差的关联噪声,而耦合场 \hat{d}_1 的正交相位分量就是信号场和闲置场的正交相位和的关联噪声,耦合场 \hat{d}_2 的正交相位分量就是信号场和闲置场的正交相位差的关联噪声。当得到耦合场 $\hat{d}_{1(2)}$ 的正交振幅及相位分量噪声时,即可得到其对应的信号场和闲置场之间的关联噪声。因此,首先分析耦合场 $\hat{d}_{1(2)}$ 的正交分量的起伏方程

$$\begin{cases} \frac{d\delta\hat{X}_{d1(2)}}{dt} = \Delta\delta\hat{Y}_{d1(2)} - (\gamma + \gamma_c)\delta\hat{X}_{d1(2)} \pm \kappa\hat{X}_{d1}^0 + \sqrt{2\gamma}\delta\hat{X}_{d1(2)}^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_c}\delta\hat{X}_{d1(2)} \\ \frac{d\delta\hat{Y}_{d1(2)}}{dt} = -\Delta\delta\hat{X}_{d1(2)} - (\gamma + \gamma_c)\delta\hat{Y}_{d1(2)} \mp \kappa\hat{Y}_{d1}^0 + \sqrt{2\gamma}\delta\hat{Y}_{d1(2)}^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_c}\delta\hat{Y}_{d1(2)} \end{cases}, \quad (3)$$

式中

$$\hat{X}_{d1(2)}^{\text{in}} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(a_1^{\text{in}} \pm a_2^{\text{in}} + a_1^\dagger \pm a_2^\dagger),$$

$$\begin{aligned}
 \hat{Y}_{d1(2)}^{\text{in}} &= \frac{1}{2\sqrt{2}}(\hat{a}_1^{\text{in}} \pm \hat{a}_2^{\text{in}} - \hat{a}_1^\dagger \mp \hat{a}_2^\dagger), \\
 \hat{X}_{d1(2)}^{\theta_p} &= \frac{1}{2\sqrt{2}}[\hat{a}_1 \exp(-i\theta_p) \pm \hat{a}_2 \exp(-i\theta_p) + \hat{a}_1^\dagger \exp(i\theta_p) \pm \hat{a}_2^\dagger \exp(i\theta_p)], \\
 \hat{Y}_{d1(2)}^{\theta_p} &= \frac{1}{2\sqrt{2}i}[\hat{a}_1 \exp(-i\theta_p) \pm \hat{a}_2 \exp(-i\theta_p) - \hat{a}_1^\dagger \exp(i\theta_p) \mp \hat{a}_2^\dagger \exp(i\theta_p)], \\
 \hat{X}_{\pm} &= \frac{1}{2\sqrt{2}}(\hat{c}_1 \pm \hat{c}_2 + \hat{c}_1^\dagger \pm \hat{c}_2^\dagger), \\
 \hat{Y}_{\pm} &= \frac{1}{2\sqrt{2}i}(\hat{c}_1 \pm \hat{c}_2 - \hat{c}_1^\dagger \mp \hat{c}_2^\dagger), \tag{4}
 \end{aligned}$$

假设 NOPA 注入一振幅反关联, 相位正关联的 EPR 纠缠态光场, 在理想情况下, 即注入光场处于最小不确定态, 则它们的耦合模的正交振幅及相位分量的量子起伏方差, 即注入信号场与闲置场的关联噪声起伏方差可以表示为

$$\begin{cases}
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d1}^{\text{in}} \rangle = \langle \delta^2 (\hat{X}_{a1}^{\text{in}} + \hat{X}_{a2}^{\text{in}}) \rangle / 2 = \exp(-2r) \\
 \langle \delta^2 \hat{Y}_{d1}^{\text{in}} \rangle = \langle \delta^2 (\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} + \hat{Y}_{a2}^{\text{in}}) \rangle / 2 = \exp(2r) \\
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d2}^{\text{in}} \rangle = \langle \delta^2 (\hat{X}_{a1}^{\text{in}} + \hat{X}_{a2}^{\text{in}}) \rangle / 2 = \exp(2r) \\
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d2}^{\text{in}} \rangle = \langle \delta^2 (\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} + \hat{Y}_{a2}^{\text{in}}) \rangle / 2 = \exp(-2r)
 \end{cases}, \tag{5}$$

式中 r 为注入 EPR 纠缠态光场的关联参量, 也表示耦合模的压缩参量。当 $r = 0$ 时表明注入光场为相干态光场, 此时耦合场 $\hat{d}_{1(2)}$ 的噪声起伏为量子噪声极限(1)。当时, 注入信号场与闲置场的正交振幅和关联噪声及正交相位差关联噪声将低于量子噪声极限, 而同时注入信号场与闲置场的正交振幅差关联噪声及正交相位和关联噪声将高于量子噪声极限, 表明注入 EPR 纠缠态光场的振幅与相位分量之间具有振幅反关联, 相位正关联的量子纠缠特性。将耦合模的噪声起伏 $\langle \delta^2 \hat{X}_{d1}^{\text{in}} \rangle$ ($\langle \delta^2 \hat{Y}_{d2}^{\text{in}} \rangle$) 或者信号场与闲置场的关联噪声起伏 $\langle \delta^2 (\hat{X}_{a1}^{\text{in}} + \hat{X}_{a2}^{\text{in}}) \rangle$ ($\langle \delta^2 (\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} - \hat{Y}_{a2}^{\text{in}}) \rangle$) 分别除以其对应的量子噪声极限,

$\langle \delta^2 \hat{X}_{d1}^{\text{in}} \rangle$ ($\langle \delta^2 \hat{Y}_{d2}^{\text{in}} \rangle$) 对应的量子噪声极限为 1, $\langle \delta^2 (\hat{X}_{a1}^{\text{in}} + \hat{X}_{a2}^{\text{in}}) \rangle$ ($\langle \delta^2 (\hat{Y}_{a1}^{\text{in}} - \hat{Y}_{a2}^{\text{in}}) \rangle$) 对应的量子噪声极限为 2, 并对其求对数, 即可计算得到信号场与闲置场之间纠缠度为 $10\lg[\exp(-2r)]$ ^[1]。当信号场与闲置场的纠缠度为 0 时, 他们之间的关联噪声为 2, 此时信号场与闲置场之间不存在量子纠缠。当信号场与闲置场的纠缠度大于 0 时, 他们之间的关联噪声小于 2, 此时信号场与闲置场之间存在量子纠缠, 而且纠缠度愈大, 他们之间的关联噪声愈小。

在实际情况下, 受到消相干等因素的影响, 注入的 EPR 纠缠态光场很难处于这样一个最小不确定态, 因为其关联分量都会存在一定的额外噪声^[23], 此时, 它们的耦合模的正交振幅及相位分量的量子起伏方差, 即注入信号场与闲置场的关联噪声起伏方差应该表示为

$$\begin{cases}
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d1}^{\text{in}} \rangle = \langle \delta^2 \hat{Y}_{d2}^{\text{in}} \rangle = \exp(-2r) \\
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d2}^{\text{in}} \rangle = \langle \delta^2 \hat{Y}_{d1}^{\text{in}} \rangle = \exp(2r + r_1)
 \end{cases}, \tag{6}$$

式中 r_1 为反关联分量的额外噪声大小, 当 $r_1 = 0$ 时, 即为(5)式所表示的理想情况。将(3)式做傅里叶变换并将(6)式代入后, 则可以得到当 NOPA 处于参量反放大状态时输出场关联噪声, 可表示为

$$\begin{aligned}
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d1}^{\text{out}} \rangle &= \langle \delta^2 \hat{Y}_{d2}^{\text{out}} \rangle = \langle \delta^2 (\hat{X}_{a1}^{\text{out}} + \hat{X}_{a2}^{\text{out}}) \rangle / 2 = \langle \delta^2 (\hat{Y}_{a1}^{\text{out}} - \hat{Y}_{a2}^{\text{out}}) \rangle / 2 = \\
 &\quad \{2\exp[2(r + r_1)]\{[(\gamma - \kappa)^2 - \gamma_c^2 + \Omega^2 - \Delta^2]^2 + 4\gamma_c^2\Omega^2\} + 8\exp(-2r)\gamma^2\Delta^2 + 4\Delta^2\gamma\gamma_c + \\
 &\quad 4\gamma\gamma_c[(\gamma + \gamma_c - \kappa)^2 + \Omega^2]\} / \{[(\gamma + \gamma_c)^2 + \Delta^2 - \Omega^2 - \kappa^2]^2 + 4\Omega^2(\gamma + \gamma_c)^2\}, \\
 \langle \delta^2 \hat{X}_{d2}^{\text{out}} \rangle &= \langle \delta^2 \hat{Y}_{d1}^{\text{out}} \rangle = \langle \delta^2 (\hat{X}_{a1}^{\text{out}} - \hat{X}_{a2}^{\text{out}}) \rangle / 2 = \langle \delta^2 (\hat{Y}_{a1}^{\text{out}} + \hat{Y}_{a2}^{\text{out}}) \rangle / 2 = \\
 &\quad \{2\exp(-2r)\{[(\gamma + \kappa)^2 - \gamma_c^2 + \Omega^2 - \Delta^2]^2 + 4\gamma_c^2\Omega^2\} + 8\exp[2(r + r_1)]\gamma^2\Delta^2 + 4\Delta^2\gamma\gamma_c + \\
 &\quad 4\gamma\gamma_c[(\gamma + \gamma_c + \kappa)^2 + \Omega^2]\} / \{[(\gamma + \gamma_c)^2 + \Delta^2 - \Omega^2 - \kappa^2]^2 + 4\Omega^2(\gamma + \gamma_c)^2\}, \tag{7}
 \end{aligned}$$

此时, 认为 NOPA 精确地锁定到参量反放大状态(即抽运光与注入信号光之间的相位差为 $(2n+1)$

π, n 为正整数), 但在实际实验中, 相位锁定不会精确的控制在某一点, 而是总会存在一些相位波动 θ 。

已有理论研究,当抽运光和信号光之间的相对相位与 θ 的关系为^[24] 有 θ 角度的起伏时,输出的纠缠态光场的关联噪声

$$R'_{\pm} = R_{\pm} \cos^2 \theta' \int \frac{1}{\sqrt{2\pi\theta}} \exp\left(-\frac{\theta'^2}{2\theta}\right) (R_{\pm} \cos^2 \theta' + R_{\mp} \sin^2 \theta') d\theta' = R_{\pm} \cos^2 \theta + R_{\mp} \sin^2 \theta, \quad (8)$$

式中 R_{\pm} 分别为在没有考虑相位波动 θ 时从 NOPA 输出场的关联分量及反关联分量的噪声起伏方差。则可以得到在实际情况下从 NOPA 腔输出光场的正交振幅和(差)与正交相位和(差)与各个实验参量的关系分别表示为

$$\begin{aligned} \langle \delta^2(\hat{X}_{a1\theta}^{\text{out}} + \hat{X}_{a2\theta}^{\text{out}}) \rangle &= \langle \delta^2(\hat{Y}_{a1\theta}^{\text{out}} - \hat{Y}_{a2\theta}^{\text{out}}) \rangle = 2\{ \{ 2\exp[2(r+r_1)] \{ [(\gamma-\kappa)^2 - \gamma_c^2 + \Omega^2 - \Delta^2]^2 + 4\gamma_c^2\Omega^2 \} + \\ & 8\exp(-2r)\gamma^2\Delta^2 + 4\Delta^2\gamma\gamma_c + 4\gamma\gamma_c [(\gamma+\gamma_c-\kappa)^2 + \Omega^2] \} \cos^2\theta + \\ & \{ 2\exp(-2r) \{ [(\gamma+\kappa)^2 - \gamma_c^2 + \Omega^2 - \Delta^2]^2 + 4\gamma_c^2\Omega^2 \} + 8\exp[2(r+r_1)]\gamma^2\Delta^2 + 4\Delta^2\gamma\gamma_c + \\ & 4\gamma\gamma_c [(\gamma+\gamma_c+\kappa)^2 + \Omega^2] \} \sin^2\theta \} / \{ [(\gamma+\gamma_c)^2 + \Delta^2 - \Omega^2 - \kappa^2]^2 + 4\Omega^2(\gamma+\gamma_c)^2 \}, \\ \langle \delta^2(\hat{X}_{a1\theta}^{\text{out}} - \hat{X}_{a2\theta}^{\text{out}}) \rangle &= \langle \delta^2(\hat{Y}_{a1\theta}^{\text{out}} + \hat{Y}_{a2\theta}^{\text{out}}) \rangle = 2\{ \{ 2\exp(-2r) \{ [(\gamma+\kappa)^2 - \gamma_c^2 + \Omega^2 - \Delta^2]^2 + 4\gamma_c^2\Omega^2 \} + \\ & 8\exp[2(r+r_1)]\gamma^2\Delta^2 + 4\Delta^2\gamma\gamma_c + 4\gamma\gamma_c [(\gamma+\gamma_c+\kappa)^2 + \Omega^2] \} \cos^2\theta + \\ & \{ 2\exp[2(r+r_1)] \{ [(\gamma-\kappa)^2 - \gamma_c^2 + \Omega^2 - \Delta^2]^2 + 4\gamma_c^2\Omega^2 \} + 8\exp(-2r)\gamma^2\Delta^2 + 4\Delta^2\gamma\gamma_c + \\ & 4\gamma\gamma_c [(\gamma+\gamma_c-\kappa)^2 + \Omega^2] \} \sin^2\theta \} / \{ [(\gamma+\gamma_c)^2 + \Delta^2 - \Omega^2 - \kappa^2]^2 + 4\Omega^2(\gamma+\gamma_c)^2 \}. \quad (9) \end{aligned}$$

3 数值分析与讨论

图 2 为当注入纠缠态光场的纠缠度不同, NOPA 运转于参量反放大状态时,输出信号场与闲置场之间的正交振幅和与正交相位差关联噪声随 NOPA 腔失谐的变化关系。其中曲线 0 表示散粒噪声基准,曲线 1~4 分别表示注入场的纠缠度为 3,5,7,9 dB 时,NOPA 输出场的关联噪声随腔失谐的变化曲线。由图 2 可以看出,在 NOPA 腔共振处 ($\Delta=0$),纠缠增强的效果最佳,输出信号场与闲置场之间的纠缠度都达到最大值(即对应的关联噪声达到最小值)。且都比注入场的纠缠度大,但增大的幅度随注入场纠缠度的增大而减小;当 NOPA 腔稍失谐时,输出信号场与闲置场之间的纠缠度迅速降低,且注入场纠缠度越大时随腔失谐的变化越快。这说明 NOPA 在无失谐处具有最佳的纠缠增强效果,随着 NOPA 失谐的增加,由于此时反关联分量噪声参与 NOPA 腔内相互作用,使得增强效果迅速变差。在 NOPA 腔远失谐时,注入光场几乎被 NOPA 完全反射,此时输出信号场与闲置场之间的纠缠度与注入光场几乎相同。

图 3 为当注入 EPR 纠缠态光场的纠缠度不同, NOPA 运转于参量反放大状态时,输出信号场与闲置场之间的正交振幅和与正交相位差关联噪声随腔失谐的变化曲线。其中的曲线 0 表示散粒噪声基准,曲线 1~4 分别表示注入 EPR 纠缠态光场的纠缠度分别为 3,5,7,9 dB 时,NOPA 输出场的关联噪

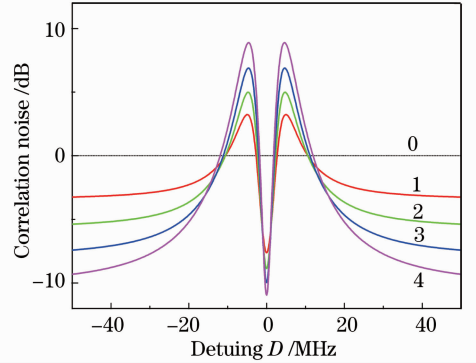


图 2 NOPA 输出场的关联噪声随腔失谐的变化
Fig. 2 Dependence of correlation noise of output field of NOPA on detuning of the cavity

声随腔内损耗的变化曲线。由图 3 可以看出在腔内损耗为 0 处,输出场的关联噪声功率最小,此时输出信号场与闲置场之间纠缠度最大,但随着腔内损耗的增大,输出场的关联噪声功率逐渐增大,且注入场纠缠度越大的曲线随腔内损耗的变化越快。这说明腔内损耗的大小对纠缠增强的效果有着很大的影响,为了提高纠缠增强的效率,应该尽可能地减小 NOPA 腔内损耗。

图 4 为当注入 EPR 纠缠态光场的纠缠度不同, NOPA 运转于参量反放大状态时,输出信号场与闲置场之间的正交振幅和与正交相位差关联噪声随输入输出镜透射率的变化曲线。其中的曲线 0 表示散粒噪声基准,曲线 1~4 分别表示注入场的纠缠度为 3,5,7,9 dB 时,NOPA 输出信号场与闲置场之间的

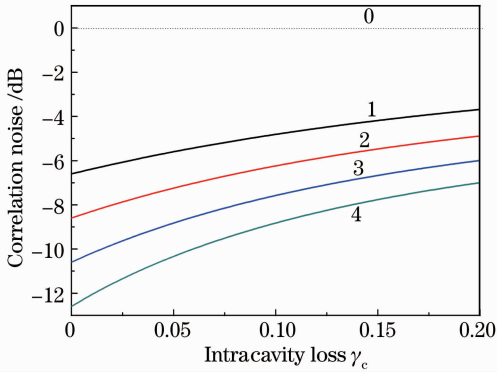


图 3 NOPA 输出场关联噪声随腔内损耗的变化
Fig. 3 Dependence of correlation noise of output field of NOPA on intracavity loss

关联噪声随输入输出镜透射率的变化曲线。由图 4 可以看出对注入光纠缠度不同的曲线，它们所对应的最佳透射率也不同。这表明，在注入光纠缠度发生变化时，我们需要根据实际情况，改变输入输出镜的透射率，以实现最佳效果的纠缠增强。

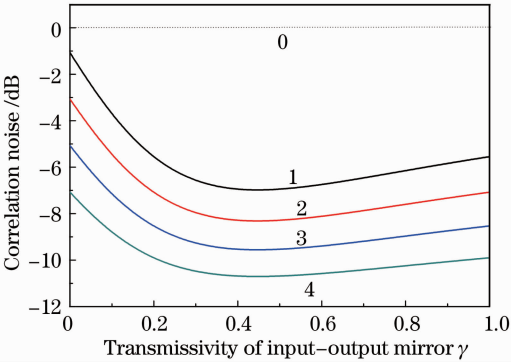


图 4 NOPA 输出场关联噪声随输入输出透射率的变化
Fig. 4 Dependence of correlation noise of output field of NOPA on transmissivity of input-output mirror

图 5 为当运转于参量反放大状态的 NOPA 的相位锁定有 θ 角度的起伏波动时，输出信号场与闲置场之间的正交振幅和与正交相位和的关联噪声随 θ 的变化关系。其中的曲线 0 表示散粒噪声基准，曲线 1~4 分别表示注入场的纠缠度为 3, 5, 7, 9 dB 时，NOPA 输出场的关联噪声随相位波动 θ 的变化曲线。从图 5 中可以看出当相位波动 θ 为 0 时，输出信号场与闲置场之间的纠缠度达到最大值（即对应的关联噪声达到最小值），且随注入场纠缠度的增大而增大；当 θ 不为 0 时，输出场的纠缠度逐渐减小，且注入场纠缠度越大的情况下，曲线随相位波动 θ 变化的越快。这表明，在注入 NOPA 的 EPR 光场纠缠度较大时，此时 EPR 纠缠光场的反关联分量噪声也很大，很小的相位波动 θ 就能对最终的实验结

果噪声很大影响，因此我们在实验系统中应该尽量减少 NOPA 反相位锁定的相位波动 θ ，以提高纠缠增强的效率。

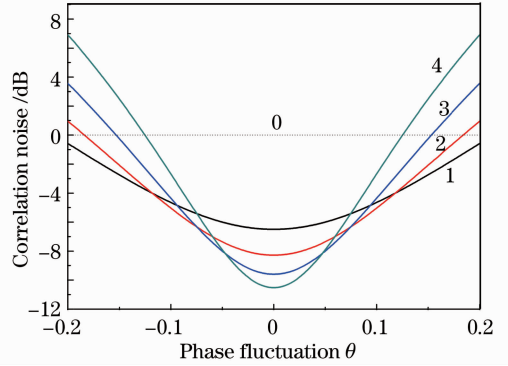


图 5 输出场关联噪声随相位波动的变化
Fig. 5 Dependence of correlation noise of output field of NOPA on phase fluctuation

图 6 为当注入纠缠态光场的反关联分量的额外噪声不同，NOPA 运转于参量反放大状态时，输出信号场与闲置场之间的正交振幅和与正交相位差的关联噪声随腔失谐的变化曲线。其中的曲线 0 表示散粒噪声基准，曲线 1~4 分别表示注入的额外噪声为 0, 4, 9, 13 dB 时，NOPA 输出场的关联噪声随相位波动的变化曲线。从图 6 中可以看出在共振处 ($\Delta=0$) 额外噪对注入的纠缠态没有影响，但是当腔稍失谐时，输出信号场与闲置场之间的关联噪声随注入场的额外噪声的增大而迅速增加，且额外噪声越大变化越快。这表明在注入 NOPA 的 EPR 光场纠缠度较大时，反关联分量的额外噪声在 ($\Delta \neq 0$) 时对最终输出场纠缠度有较大影响，而反关联分量的额外噪声又很难避免，因此在实验系统中应该尽量提高 NOPA 的锁定精度，减少 NOPA 的失谐量 Δ ，

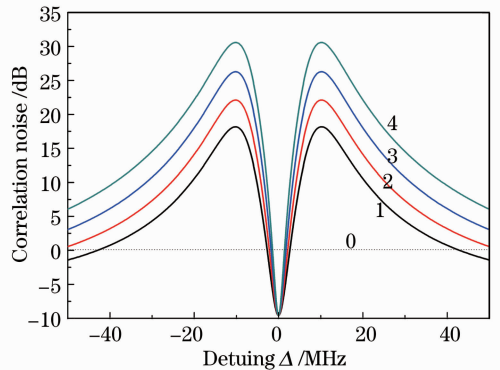


图 6 NOPA 输出场关联噪声随反关联分量的额外噪声的变化

Fig. 6 Dependence of correlation noise of output field of NOPA on extra noise in anti-correlation quadrature

降低其对纠缠增强的影响。

4 结 论

讨论了腔失谐 Δ 、内腔损耗 γ_c 、输入输出镜透射率 γ 、相位锁定波动 θ 以及反关联分量引入的额外噪声 r_1 等实验参量对连续变量纠缠增强的影响,结果表明,为了使得纠缠增强的效果达到最佳,应该根据实际情况,合理的选择 NOPA 的各个参量,使其达到最佳值。这一计算结果将为下一步改善利用多个非简并光学参变放大器实现连续变量纠缠多级放大的实验研究,提高最终输出的 EPR 纠缠态光场的纠缠度提供参考。

参 考 文 献

- 1 S. L. Braunstein, P. van Loock. Quantum information with continuous variables [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, **77**(2): 513~577
- 2 A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braustein *et al.*. Unconditional quantum teleportation [J]. *Science*, 1998, **282**(5389): 706~709
- 3 W. P. Bowen, N. Treps, B. C. Buchler *et al.*. Experimental investigation of continuous-variable quantum teleportation [J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **67**(3): 032302
- 4 X. Y. Li, Q. Pan, J. T. Jing *et al.*. Quantum dense coding exploiting a bright Einstein-Podolsky-Rosen beam [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(4): 047904
- 5 J. Mizuno, K. Wakui, A. Furusawa *et al.*. Experimental demonstration of entanglement-assisted coding using a two-mode squeezed vacuum state [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(1): 012304
- 6 X. J. Jia, X. L. Su, Q. Pan *et al.*. Experimental demonstration of unconditional entanglement swapping for continuous variables [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(25): 250503
- 7 N. Takei, T. Aoki, S. Koike *et al.*. Experimental demonstration of quantum teleportation of a squeezed state [J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(4): 042304
- 8 H. J. Kimble. The quantum internet [J]. *Nature*, 2008, **453**(7198): 1023~1030
- 9 Zhao Yaping, Hao Shuhong, Su Xiaolong *et al.*. Generation system of continuous-variable six-partite and eight-partite star cluster entangled states [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(6): 0627002
赵亚平, 郝树宏, 苏晓龙等. 连续变量六组份和八组份星型 Cluster 纠缠态光场产生系统 [J]. *光学学报*, 2012, **32**(6): 0627002
- 10 Sun Chao, Zhang Yingjie, Meng Xiangshui *et al.*. A study on the pairwise concurrence entanglement in the multipartite open system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(12): 3604~3609
孙超, 张英杰, 孟祥水等. 开放多体系统中共生纠缠的研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(12): 3604~3609
- 11 Lu Daoming. Entanglement properties in the system of atoms interacting with coupled cavities via a two-photon hopping interaction [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(2): 0227001
卢道明. 双光子过程耦合腔系统中的纠缠特性 [J]. *光学学报*, 2012, **32**(2): 0227001
- 12 Peng Kunchi, Jia Xiaojun, Su Xiaolong *et al.*. Optical manipulations of quantum states with continuous variables [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(9): 0900107
彭堃焯, 贾晓军, 苏晓龙等. 连续变量量子态的光学操控 [J]. *光学学报*, 2011, **31**(9): 0900107
- 13 Jia Xiaojun, Su Xiaolong, Pan Qing *et al.*. Experimental generation of two EPR entangled states with classical coherence [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(6): 2717~2722
贾晓军, 苏晓龙, 潘庆等. 具有经典相干性的两组 EPR 纠缠态光场的实验产生 [J]. *物理学报*, 2005, **54**(6): 2717~2722
- 14 C. Y. Zhao, W. H. Tan. Quantum fluctuations in the time-dependent linearly driven degenerate parametric amplifier [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(10): 2174~2179
- 15 Y. Wang, X. L. Su, H. Shen *et al.*. Toward demonstrating controlled-X operation based on continuous-variable four-partite cluster states and quantum teleporters [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **81**(2): 022311
- 16 G. S. Agarwal. Interferences in parametric interactions driven by quantized fields [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(2): 023601
- 17 J. Zhang, C. G. Ye, F. Gao *et al.*. Phase-sensitive manipulations of a squeezed vacuum field in an optical parametric amplifier inside an optical cavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(23): 233602
- 18 G. X. Li, H. T. Tan, S. S. Ke. Quantum-feedback-induced enhancement of continuous-variable entanglement in a self-phase-locked type-II nondegenerate optical parameter oscillator [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(1): 012304
- 19 H. X. Chen, J. Zhang. Phase-sensitive manipulations of the two-mode entangled state by a type-II nondegenerate optical parametric amplifier inside an optical cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**(6): 063826
- 20 Y. N. Shang, X. J. Jia, Y. M. Shen *et al.*. Continuous variable entanglement enhancement and manipulation by a subthreshold type II optical parametric amplifier [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(6): 853~855
- 21 Z. H. Yan, X. J. Jia, X. L. Su *et al.*. Cascaded entanglement enhancement [J]. *Phys. Rev. A*, 2012, **85**(4): 040305
- 22 Liao Qinghong, Liu Ye. Control of the entanglement between the two atoms interacting with a fock state field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(3): 0327002
廖庆洪, 刘晔. 两原子与数态场相互作用系统中纠缠的调控 [J]. *光学学报*, 2012, **32**(3): 0327002
- 23 J. Zhang, C. D. Xie, K. C. Peng. Entanglement swapping using nondegenerate optical parametric amplifier [J]. *Phys. Lett. A*, 2002, **299**(5): 427~432
- 24 T. Aoki, G. Takahashi, A. Furusawa. Squeezing at 946 nm with periodically poled KTiOPO4 [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(15): 6930~6935

栏目编辑: 李文誌