

相干反馈控制实现两组份纠缠态光场纠缠增强

李 芳 周瑶瑶 贾晓军

(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 两组份纠缠态光场是量子信息和量子计算的基本资源,随着研究的深入发展,为了完成更高效的量子信息处理,必须首先获得高纠缠度的两组份纠缠态光场。而通过操控实现纠缠光场纠缠度增加是目前提高纠缠光场质量的一个行之有效的办法。相干反馈控制由于不会带入额外噪声至光学参量系统的特点已经被实验证明可以用于压缩态光场压缩度的增强。理论计算增加了相干反馈系统的非简并光学参量放大器输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声与各系统参数的关系,并详细分析了各参数对相干反馈纠缠增强的影响,为进一步获得更高纠缠度的两组份纠缠态光场提供参考。

关键词 量子光学;两组份纠缠态光场;相干反馈控制;量子关联噪声;纠缠增强

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.1027001

Entanglement Enhancement of Bipartite Entangled States Through Coherent Feedback Control

Li Fang Zhou Yaoyao Jia Xiaojun

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

Abstract Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) entangled state is an essential resource in quantum information and quantum computation. With the deep development of research, bipartite entangled states of light with high entangled degree should be obtained firstly to complete quantum information processing efficiently. It has been proved an effective method to improve the quality of entangled light field by manipulation of entangled states of light. Coherent feedback control has been proved to enhance the squeezed degree of the squeezed state light field because of bring no additional noise to the optical parametric system. We theoretically calculate the relationship between the quantum correlation noise of the EPR entangled state generated from coherent feedback control non-degenerate optical parametric amplifier and various parameters of the total system, and the influence of these parameters on the entanglement enhancement is also analyzed detailedly. This provides references for further research on the EPR entangled state with higher entangled degree.

Key words quantum optics; bipartite entangled states of light; coherent feedback control; quantum correlation noise; entanglement enhancement

OCIS codes 270.5570; 270.5585; 270.6570

1 引 言

量子纠缠是量子信息中的一种重要资源,随着量子信息科学飞速的发展,量子通信的信道容量高、

保密性好和量子计算的高效计算能力等优点大大激发了人们对量子信息科学不断探索和研究的兴趣^[1-4],促使科学家们寻求制备高纠缠度纠缠态光

收稿日期: 2014-05-07; **收到修改稿日期**: 2014-06-07

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(61121064)、国家自然科学基金(11322440)、霍英东教育基金

作者简介: 李 芳(1989—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: lifanglinfen@163.com

导师简介: 贾晓军(1979—),男,教授,主要从事量子光学与量子信息理论及实验方面的研究。E-mail: jiaxj@sxu.edu.cn (通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

场的方法。连续变量纠缠态光场以其独特的优势引起人们广泛的关注^[5-7],为了能够更好地实现量子信息高质量传递、量子通信的远距离传输,必须首先制备具有高纠缠度的纠缠态光场。非简并光学参量放大器(NOPA)是产生 Einstein-Podolsky-Rosen (EPR)纠缠态光场的有效手段之一^[4-10]。但由于受光学元件和晶体等条件的制约,目前 NOPA 直接输出的 EPR 纠缠态光场的纠缠度不够高,因此,人们就开始研究通过其他办法提高 EPR 纠缠态光场的纠缠度。

受到激光放大的启发,非经典光场的增强也受到了广泛的关注,人们提出了各种不同的方案来实现各种光场的操控^[11-20]。2005年,Andersen等^[13]首先实现了相干态光场的非相敏放大,但是已有理论证明,这种非相敏放大很难应用于高纠缠度光场纠缠度的提高。山西大学光电研究所证明利用一个 NOPA 腔可以实现对注入的纠缠态光场的放大与操控^[16]。2012年,山西大学光电研究所利用级联 NOPA 实现 EPR 纠缠态光场的增强,将第一个 NOPA 产生的纠缠度为-5.3 dB 的 EPR 纠缠态光场经过两个级联的 NOPA 纠缠增强到-8.1 dB^[18]。利用相干反馈系统,同样可以实现非经典光场的增强。Yanagisawa等^[19-20]在理论上分别提出压缩态光场的压缩度增强能够利用线性光学分束器构成的相干反馈控制环路实现。2011年,Iida等^[21]实验上第一次利用相干反馈控制系统实现单模压缩态光场的压缩度提高,他们利用一个相干反馈的光学参量腔实现了对单模压缩态光场的相干操控。同年山西大学光电研究所提出了利用相干反馈实现多组份纠缠态光场纠缠增强的方案^[22]。由于纠缠产生系统可以和相干反馈系统集合在一起,便于系统调节及优化,为了实现双模纠缠态光场的相干操控,设计了具有相干反馈系统的 NOPA 系统(CFC-NOPA),通过控制相干反馈系统,为进一步操控及提高 EPR 纠缠态光场的纠缠度提供参考。本文理论计算了 NOPA 系统及相干反馈系统各参量对最终输出的 EPR 纠缠态光场量子关联噪声的影响,通过研究相干反馈系统中各参量与系统最终输出的 EPR 纠缠态光场量子关联噪声的关系,找到了最佳的实验系统参量,为获得具有更高纠缠度的 EPR 纠缠态光场提供了参考。

2 相干反馈 EPR 光场产生系统

相干反馈 EPR 光场产生系统由两部分组成,结

构示意图如图 1 所示,一部分是用于产生 EPR 纠缠态光场的非简并光学参量放大器 NOPA,另一部分是反馈控制部分。NOPA 由一个三镜环形腔和非线性晶体组成,M1 作为 NOPA 的输入输出耦合镜,对信号光场和闲置光场的耦合效率为 γ_1 ,腔镜 M2、M3 对信号光场和闲置光场高反,对抽运光场高透,所有其他不可避免的损耗可以当作由 M3 引入的损耗 γ_2 来处理,并且与信号光和闲置光分别进行耦合。非线性晶体为满足相应相位匹配条件的 II 类匹配晶体,可以实现注入基频光和倍频光的相互转换。反馈系统部分同样采用环形腔结构,M5 作为整个相干反馈系统的输入输出耦合镜,其透射率为 T ,相干反馈部分引入的噪声当作由透射率为 L 的腔镜 M4 引入的真空噪声来处理,它由腔镜 M4 引入到反馈回路中。

由于有反馈部分的存在,系统最终输出的光场 $\hat{c}_{s(i)}^{\text{out}}$ 由整个相干反馈系统输入输出耦合镜 M5 对输入光场的反射部分 $\sqrt{1-T}\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}}$ 和相干反馈系统中 NOPA 输出光场的透射部分 $\sqrt{T}\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}}$ 两部分组成,即

$$\hat{c}_{s(i)}^{\text{out}} = \sqrt{T}\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}} + \sqrt{1-T}\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}} = \sqrt{T(1-L)}\hat{a}_{s(i)}^{\text{out}} + \sqrt{TL}\hat{e}_{s(i)}^{\text{in}} + \sqrt{1-T}\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}}, \quad (1)$$

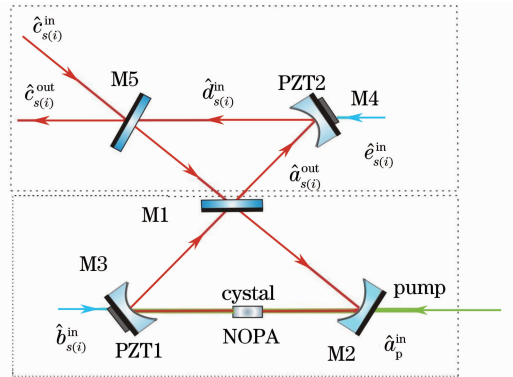


图 1 相干反馈控制 NOPA 系统

Fig. 1 Coherent feedback control NOPA system

式中 $\hat{a}_{s(i)}^{\text{out}}, \hat{e}_{s(i)}^{\text{in}}$ 分别是 NOPA 输出光场和反馈部分引入的噪声, $\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}}$ 是相干反馈系统注入光场, $\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}}$ 是相干反馈系统信号(闲置)场,由 NOPA 输出场和腔禁 M4 耦合的反馈系统的输入场两部分组成。而注入到 NOPA 中的光场 $\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}}$ 也包括注入光场通过相干反馈系统输入输出耦合镜 M5 的透射部分 $\sqrt{T}\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}}$ 和反馈部分引入的噪声的 NOPA 输出光场的反射部分 $\sqrt{1-T}\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}}$ 两部分,即

$$\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}} = \sqrt{T}\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}} + \sqrt{1-T}\hat{a}_{s(i)}^{\text{in}} = \sqrt{T}\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}} + \sqrt{(1-T)(1-L)}\hat{a}_{s(i)}^{\text{out}} + \sqrt{(1-T)L}\hat{e}_{s(i)}^{\text{in}}, \quad (2)$$

下面分析增加了相干反馈系统的 NOPA 输出光场的量子关联噪声。在相互作用表象中, II 类光学参量相互作用的哈密顿量可以表示为^[23]

$$\hat{H} = i\hbar k [\exp(i\theta_p) \hat{a}_s^{\text{int}} \hat{a}_i^{\text{int}} - \exp(-i\theta_p) \hat{a}_s^{\text{in}} \hat{a}_i^{\text{in}}], \quad (3)$$

式中 \hbar 为狄拉克常数, $k = \sigma(\gamma_1 + \gamma_2)$ 为非线性转换

效率, 其中 σ 为抽运因子, $\hat{a}_s^{\text{in}}, \hat{a}_i^{\text{in}}$ 为注入 NOPA 内的信号光场和闲置光场, $\hat{a}_s^{\text{int}}, \hat{a}_i^{\text{int}}$ 为相应的厄米共轭, θ_p 为注入抽运光场和信号光场的相对相位。当只考虑工作在参量反放大状态的 NOPA, 即 $\theta_p = \pi$ 时, NOPA 腔内下转换光场(信号光场和闲置光场) \hat{a}_s 和 \hat{a}_i 的运动方程可以写为

$$\begin{cases} \tau \frac{d\hat{a}_s}{dt} = -\chi \hat{a}_p \hat{a}_i^\dagger - (\gamma_1 + \gamma_2) \hat{a}_s + \sqrt{2\gamma_1} \hat{a}_s^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_2} \hat{b}_s^{\text{in}} \\ \tau \frac{d\hat{a}_i}{dt} = -\chi \hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger - (\gamma_1 + \gamma_2) \hat{a}_i + \sqrt{2\gamma_1} \hat{a}_i^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_2} \hat{b}_i^{\text{in}} \end{cases}, \quad (4)$$

式中 τ 为光场在 NOPA 腔内环行一个周期所用的时间, χ 为有效非线性系数, \hat{a}_p 为抽运光场, $\hat{a}_s^\dagger, \hat{a}_i^\dagger$ 分别表示 NOPA 腔内的信号光场和闲置光场的厄米共轭, $\hat{b}_s^{\text{in}}, \hat{b}_i^{\text{in}}$ 分别表示由各种损耗耦合到信号光场和闲置光场的真空噪声。

对时域空间的 NOPA 腔光场的运动方程进行傅里叶变换, 就可以得出其在频域的变化关系。NOPA 输入和输出的关系可表示为

$$\begin{cases} \delta \hat{a}_s^{\text{out}}(\omega) = \sqrt{2\gamma_1} \delta \hat{a}_s(\omega) - \delta \hat{a}_s^{\text{in}}(\omega) \\ \delta \hat{a}_i^{\text{out}}(\omega) = \sqrt{2\gamma_1} \delta \hat{a}_i(\omega) - \delta \hat{a}_i^{\text{in}}(\omega) \end{cases}, \quad (5)$$

式中 ω 为测量的分析频率, δ 代表光场起伏。正交振幅分量和正交位相分量的定义为 $\hat{X} = (a + a^\dagger)$, $\hat{Y} = \frac{(a - a^\dagger)}{i}$, 结合(5)式得到 NOPA 输出信号光场 \hat{a}_s^{out} 和闲置光场 \hat{a}_i^{out} 的正交振幅分量和正交位相分量的噪声起伏分别为

$$\begin{cases} \delta \hat{X}_{as}^{\text{out}} + \delta \hat{X}_{ai}^{\text{out}} = m_1 (\delta \hat{X}_{as}^{\text{in}} + \delta \hat{X}_{ai}^{\text{in}}) + n_1 (\delta \hat{X}_{bs}^{\text{in}} - \delta \hat{X}_{bi}^{\text{in}}) \\ \delta \hat{Y}_{as}^{\text{out}} - \delta \hat{Y}_{ai}^{\text{out}} = m_2 (\delta \hat{Y}_{as}^{\text{in}} - \delta \hat{Y}_{ai}^{\text{in}}) + n_2 (\delta \hat{Y}_{bs}^{\text{in}} - \delta \hat{Y}_{bi}^{\text{in}}) \end{cases}, \quad (6)$$

式中的各系数分别为

$$\begin{cases} m_1 = \frac{-k + \gamma_1 - \gamma_2 - i\omega\tau}{k + \gamma_1 + \gamma_2 + i\omega\tau} \\ n_1 = \frac{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{k + \gamma_1 + \gamma_2 + i\omega\tau} \\ m_2 = \frac{k + \gamma_1 - \gamma_2 - i\omega\tau}{k + \gamma_1 + \gamma_2 + i\omega\tau} \\ n_2 = \frac{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{-k + \gamma_1 + \gamma_2 + i\omega\tau} \end{cases}, \quad (7)$$

$\delta \hat{X}_{as}^{\text{out}}, \delta \hat{X}_{ai}^{\text{out}}$ 分别表示 NOPA 输出信号光场和闲置光场正交分量的起伏, $\delta \hat{X}_{as}^{\text{in}}, \delta \hat{X}_{ai}^{\text{in}}$ 分别表示 NOPA 输入信号光场和闲置光场正交分量的起伏, $\delta \hat{X}_{bs}^{\text{in}}, \delta \hat{X}_{bi}^{\text{in}}$ 分别表示耦合到 NOPA 腔内信号光场和闲置光场

真空噪声的起伏。由 Duan 等^[24-25]提出的连续变量两组份纠缠态光场的不可分判据, 即如果两组份光场的正交振幅分量和正交位相分量的关联噪声满足 $\langle \Delta(\hat{X}_1 \mp \hat{X}_2)^2 \rangle + \langle \Delta(\hat{Y}_1 \pm \hat{Y}_2)^2 \rangle < 4$, 就能判断输出光场是否为两组份纠缠态光场。

当注入光场 $\hat{c}_{s(i)}^{\text{in}}$ 为相干态光场时, 利用 NOPA 输出信号光场 \hat{a}_s^{out} 和闲置光场 \hat{a}_i^{out} 的正交振幅分量和正交位相分量的噪声起伏[(6)式]和相干反馈系统的输入输出关系[(1)、(2)式], 可以计算得出整个相干反馈系统输出光场的正交振幅分量之和与正交位相分量之差的量子关联噪声, 即

$$\begin{aligned} \langle \delta^2 [\hat{X}_{s_s}^{\text{out}}(\omega) + \hat{X}_{i_i}^{\text{out}}(\omega)] \rangle + \langle \delta^2 [\hat{Y}_{s_s}^{\text{out}}(\omega) - \hat{Y}_{i_i}^{\text{out}}(\omega)] \rangle = 4 \left\{ \left[\frac{m_1 T \sqrt{(1-L)}}{1 - m_1 \sqrt{(1-T)(1-L)}} - \sqrt{1-T} \right]^2 + \right. \\ \left. \left[\frac{m_1 \sqrt{(1-T)L} \sqrt{T(1-L)}}{1 - m_1 \sqrt{(1-T)(1-L)}} + \sqrt{TL} \right]^2 + \left[\frac{n_1 \sqrt{T(1-L)}}{1 - m_1 \sqrt{(1-T)(1-L)}} \right]^2 \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

式中 $\hat{X}_{s_s}^{\text{out}}, \hat{X}_{i_i}^{\text{out}}$ 和 $\hat{Y}_{s_s}^{\text{out}}, \hat{Y}_{i_i}^{\text{out}}$ 分别表示相干反馈系统输出信号光场和闲置光场正交振幅分量和正交相位分量。

3 相干反馈系统对两组份纠缠态光场纠缠增强的影响

由于反馈部分的存在,使得相干反馈系统最终输出的两组份纠缠态光场是 NOPA 和反馈部分共同作用的结果。相干反馈控制系统输出的量子关联噪声不仅与 NOPA 的各参量有关系,而且和反馈部分的各参量也有关系。下面详细分析相干反馈系统和 NOPA 系统中各参量对两组份纠缠态光场量子关联噪声的影响。为了给今后相关实验研究提供参考,在计算时,选取的系统参量值都是参照目前实验上所能达到的数值^[18,21]。首先来分析当 NOPA 输入输出镜 M1 对信号光场和闲置光场的耦合效率 γ_1 取不同值时,系统输出的 EPR 纠缠态光场量子关联噪声随相干反馈系统输入输出耦合镜 M5 的透射率 T 的依赖关系。图 2 为 NOPA 输入输出耦合镜 M1 透射率 γ_1 为 0.025 时,系统输出 EPR 纠缠态光场量子关联噪声与相干反馈系统输入输出耦合镜 M5 透射率 T 的关系曲线。其中曲线 1 表示 NOPA 直接输出两组份纠缠态光场的量子关联噪声,曲线 2 表示 NOPA 经反馈后输出两组份纠缠态光场的量子关联噪声。

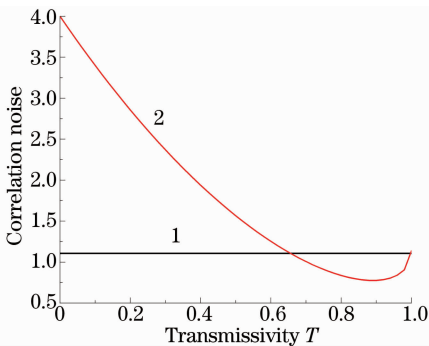


图 2 系统输出光场关联噪声随 M5 透射率 T 的变化
Fig. 2 Dependences of correlation noise of output field on transmissivity T of M5

可以看出当 $T=0$ 时,输入光场被直接反射,此时输出光场为相干态光场,量子关联噪声也等于散粒噪声基准。随着透射率 T 的增大输出光场的量子关联噪声低于相应的散粒噪声基准,但是此时相干反馈系统作用较小,因此输出光场的量子关联噪声高于 NOPA 直接输出光场的量子关联噪声。只有当 $0.66 < T < 1$ 时,相干反馈系统才起到了纠缠增强的作用。当 $T=0.9$ 时,两组份纠缠态光场纠缠增强最为明显;当 $T=1$ 时,相当于 NOPA 输出光场直接从 M5 输出,反馈部分不参与作用,此时系统输出光场量子关联噪声与 NOPA 直接输出的光

场量子关联噪声几乎相同。

图 3 为 NOPA 输入输出耦合镜 M1 透射率 γ_1 分别取不同的值时,系统输出的 EPR 纠缠态光场量子关联噪声随相干反馈系统输入输出耦合镜 M5 透射率 T 的变化关系。其中曲线 1~4 分别表示 $\gamma_1 = 0.1, 0.05, 0.03, 0.015$ 时,系统输出两组份纠缠态光场的量子关联噪声随相干反馈系统输入输出镜 M5 透射率 T 的变化关系。可以看出当 γ_1 取不同的值时,NOPA 经反馈部分输出 EPR 纠缠态光场的量子关联噪声随相干反馈系统输入输出镜 M5 透射率 T 的变化关系的趋势是大致相同的,对于不同的 γ_1 ,可以通过改变 M5 透射率 T 使系统输出光场量子关联噪声最小。因此,需取合适的系统输入输出镜透射率 T 和 NOPA 输入输出镜透射率 γ_1 ,使得两组份纠缠态光场的纠缠增强作用效果最好。

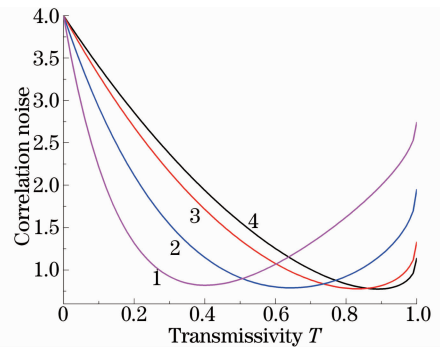


图 3 不同的 γ_1 下输出光场关联噪声随 M5 透射率 T 的变化

Fig. 3 Dependences of correlation noise of output field on transmissivity T of M5 with different γ_1

图 4 表示选取不同的 NOPA 输入输出耦合镜 M1 透射率 γ_1 时,相干反馈系统输出的两组份 EPR 纠缠态光场量子关联噪声随抽运因子 σ 的变化关系。其中曲线 1~4 分别表示 $\gamma_1 = 0.1, 0.05, 0.03, 0.015$

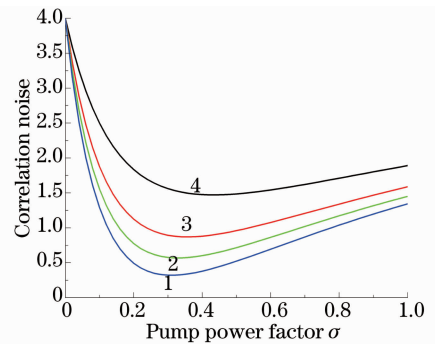


图 4 不同的 γ_1 下输出光场关联噪声随抽运功率因子 σ 的变化

Fig. 4 Dependences of correlation noise of output field on pump power factor σ with different γ_1

0.015时,系统输出两组份纠缠态光场量子关联噪声随抽运因子 σ 的变化关系。由图中可以看出当NOPA输入输出耦合镜M1对信号光场和闲置光场的透射率 γ_1 改变时,相干反馈系统输出的两组份纠缠态光场随抽运功率因子 σ 的变化趋势是相同的。当抽运功率因子 σ 取一定值时, γ_1 的值越大,相干反馈系统输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声越小;当 γ_1 取0.1时系统输出的两组份纠缠态光场量子关联噪声是最小的,NOPA产生的两组份纠缠态光场的纠缠增强作用大于反馈部分引入的噪声的副作用。可以选取适当的低抽运因子范围和NOPA输入输出耦合镜的耦合率 γ_1 ,来提高两组份纠缠态光场的纠缠度。

接下来分析系统输出两组份纠缠态光场的量子关联噪声随分析频率 ω 的变化关系。图5表示当 γ_1 取0.025时,分析频率 ω 对相干反馈系统输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声影响。曲线1表示NOPA直接输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声,曲线2表示相干反馈控制NOPA输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声。由图5可知当分析频率低于3.2 MHz时,相干反馈系统控制的NOPA输出的两组份纠缠态光场纠缠增强。分析频率高于3.2 MHz时,相干反馈系统控制输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声高于NOPA直接输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声,主要原因是由于相位延迟,在高的分析频率处,相干反馈的控制效果和NOPA工作带宽会受到影响,这就要求尽量在低的分析频率处测量系统输出的两组份纠缠态光场量子关联噪声。

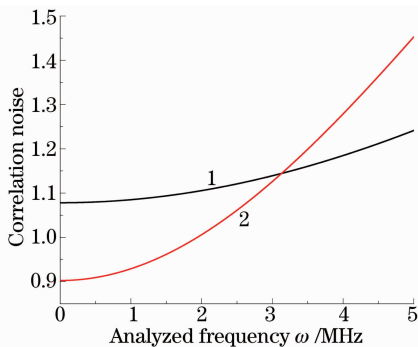


图5 输出光场关联噪声随分析频率 ω 的变化

Fig. 5 Dependences of correlation noise of output field on analyzed frequency ω

4 结 论

理论分析了利用相干反馈控制实现两组份纠缠

态光场的纠缠增强的原理,通过数值分析法,研究了整个相干反馈控制系统输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声和相干反馈系统输入输出耦合镜M5的透射率 T 、NOPA的抽运功率因子 σ 、分析频率 ω 的依赖关系。以及当NOPA的输入输出耦合镜M1的耦合效率 γ_1 取不同值时,相干反馈系统输入输出耦合镜的透射率 T 、NOPA的抽运功率因子 σ 对相干反馈系统输出的两组份纠缠态光场的量子关联噪声的影响。计算结果表明增加反馈部分可以控制NOPA直接产生的两组份纠缠态光场的纠缠度,对于整个相干反馈系统,可以选取适当的NOPA输入输出耦合镜M1耦合效率 γ_1 、相干反馈系统的输入输出耦合镜M5透射率 T 、NOPA抽运功率因子 σ 来实现两组份纠缠态光场的纠缠增强,这将为未来研究量子信息的发展所需要的优质资源提供参考。

参 考 文 献

- 1 A Galindo, M A Martin-Delgado. Information and computation: Classical and quantum aspects [J]. Rev Mod Phys, 2002, 74(2): 347-423.
- 2 A Furusawa, N Takei. Quantum teleportation for continuous variables and related quantum information processing [J]. Phys Rep, 2007, 443(3): 97-119.
- 3 N C Menicucci, P van Loock, M Gu, *et al.*. Universal quantum computation with continuous variable cluster states [J]. Phys Rev Lett, 2006, 97(11): 110501.
- 4 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.
- 5 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.
- 6 Lu Daoming. Entanglement properties in the system of atoms interaction [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(2): 0227001.
卢道明. 双光子过程耦合腔系统的纠缠特性 [J]. 光学学报, 2012, 32(2): 0227001.
- 7 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.
- 8 Z Y Ou, S F Pereira, H J Kimble, *et al.*. Realization of Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables [J]. Phys Rev Lett, 1992, 68(25): 3663-3663.
- 9 S F Pereira, K C Peng, H J Kimble. Squeezed State Generation and Nonclassical Correlations in Nondegenerate Parametric Down Conversion [M]. // Coherence and Quantum Optics VI. Springer US, 1989. 889-890.
- 10 Y Wang, H Shen, X L Jin, *et al.*. Experimental generation of 6 dB continuous variable entanglement from a non-degenerate optical parametric amplifier [J]. Opt Express, 2010, 18(6): 6149-6155.
- 11 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.
- 12 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.
- 13 U L Andersen, V Josse, G Leuchs. Unconditional quantum cloning of coherent states with linear optics [J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 94(24): 240503.
- 14 Peng Kunchi, Jia Xiaojun, Su Xiaolong, *et al.*. Optical manipulations of quantum states with continuous variables [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(9): 0900107.
彭堃焜, 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.
- 15 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 .
- 16 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.
- 17 Jia Xiaojun, Duan Zhiyuan, Yan Zhihui. Dependence of continuous variable entanglement enhancement on experimental parameters [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(2): 0227001.
贾晓军, 段志园, 闫智辉. 连续变量纠缠增强对实验参量的依赖关系 [J]. *光学学报*, 2013, 33(2): 0227001.
- 18 Z Yan, X Jia, X Su, *et al.*. Cascaded entanglement enhancement [J]. *Phys Rev A*, 2012, 85(4): 04305.
- 19 M Yanagisawa, H Kimura. Transfer function approach to quantum control-Part I: Dynamics of quantum feedback systems [J]. *IEEE Trans Automat Contr*, 2003, 48(12): 2107–2120.
- 20 J E Gough, S Wildfeuer. Enhancement of field squeezing using coherent feedback [J]. *Phys Rev A*, 2009, 80(4): 042107.
- 21 S Iida, M Yukawa, H Yonezawa, *et al.*. Experimental demonstration of coherent feedback control on optical field squeezing [J]. *IEEE*, 2012, 57(8): 2045–2050.
- 22 Z Yan, X Jia, C Xie, *et al.*. Coherent feedback control of multipartite quantum entanglement for optical fields [J]. *Phys Rev A*, 2011, 84(6): 062304.
- 23 M O Scully. *Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 271–284.
- 24 L M Duan, G Giedke, J I Cirac, *et al.*. Inseparable criterion for continuous variable systems [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(12): 2722–2725.
- 25 R Simon. Peres-Horodecki separability criterion for continuous variable systems [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(12): 2726–2729.

栏目编辑: 史 敏