

基于相干反馈的相敏放大器强度差压缩增强研究*

刘婷婷¹⁾ 杨晓华¹⁾ 韩亚帅^{2)3)†} 王军民^{4)5)‡}

1) (山西科技学院通识教育学院, 晋城 048000)

2) (安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000)

3) (安徽师范大学, 光电信息材料功能调控与应用安徽省重点实验室, 芜湖 241000)

4) (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)

5) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2024年3月21日收到; 2024年4月22日收到修改稿)

基于原子四波混频的光参量放大器是实现强度差压缩态光场的最有效手段之一。然而, 受限于原子蒸气对光场的吸收损耗, 其输出的压缩度仍有待提升。光参量放大器输出的非经典光场部分反馈回输入端口, 可实现其输出光场量子特性的增强。本文对相干反馈的相敏放大器开展理论分析, 研究了其输出光场的强度差压缩与反馈强度、强度增益和损耗的依赖关系。研究表明, 在无损耗的理想情况下, 通过调控反馈强度和位相可实现无穷大的压缩输出。在考虑实际的实验参数条件下, 此方案也可在一定的反馈强度范围内和特定的位相条件下, 实现显著的压缩增强。本研究结果可为实验实现高质量非经典光场提供有益的参考。

关键词: 光参量放大器, 压缩态光场, 相干反馈, 压缩增强**PACS:** 42.50.-p, 42.50.Lc, 42.65.Yj**DOI:** 10.7498/aps.73.20240407

1 引言

压缩态光场是量子光学的重要概念, 其不仅对于量子物理的基础研究具有重要意义, 还可作为量子通信、量子计算和量子精密测量领域的重要量子资源。到目前为止, 已经在多种实验系统中实现了压缩态光场的制备。基于原子四波混频效应的光参量放大器是最早实验实现压缩态光场的装置^[1]。此外, 将非线性光学晶体置于谐振腔内, 利用参量下转换也可产生此非经典光场^[2]。与基于非线性晶体的压缩光制备方案相比, 四波混频系统具有独特的优势, 例如与原子跃迁线天然匹配、无需复杂的光学谐振腔、强的非线性相互作用、多空间模压缩特

性等。目前, 利用铷原子蒸气四波混频系统产生的强度差压缩态光场, 实验上演示了此非经典光场在量子信息以及量子精密测量领域的应用优势, 例如 EPR 纠缠态的可调谐延迟^[3]、磁力梯度仪灵敏度的提升^[4]、全光纠缠交换^[5]等。在上述应用中, 为了提升量子信息传输的保真度以及精密测量的灵敏度, 对量子态的关联特性有较高的要求。因此, 提高光参量放大器输出光场的强度差压缩具有重要的意义。

对于光参量放大器输出光场的强度差压缩特性的提升, 目前有很多种方案。一种很自然的方案是级联, 即将第一个光参量放大器输出光场作为输入光场注入到下一步光参量放大器。目前, 有很多研究组开展了基于级联方案的量子特性增强的理

* 国家自然科学基金 (批准号: 12104013, 11974226) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: hanyashuai@ahmu.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

论研究^[6-8], 进一步得到了实验验证^[9-11]. 另一个可行的方案是相干反馈的方案, 即将光参量放大器输出的非经典光场通过分束器分出一部分, 反馈到光参量放大器的输入端, 最终输出光场的非经典特性得到提升. 2009年, Gough 和 Wildfeuer^[12] 最早提出了相干反馈实现量子压缩增强的方案. 相干反馈的方案相比级联的方案, 其系统简单, 无需另一套光参量放大器. 因此, 国内外很多研究组开展了相关的理论和实验研究, 有代表性的是 Iida 等^[13] 和 Yan 等^[14], 其分别在实验上演示了基于相干反馈的连续变量正交压缩态光场和正交纠缠态光场的量子特性增强. 2017年, Pan 等^[15] 在铷原子四波混频的非相敏放大器系统中, 实验证实了相干反馈对强度差压缩的增强效应. 2020年, 该研究组理论讨论了相干反馈对级联非相敏放大器输出的三光关联特性的增强^[16]. 基于原子四波混频的光参量放大器, 除了上述非相敏放大器, 还有相敏放大器. 相敏放大器由于量子干涉效应的存在^[17,18], 其产生的强度差压缩要优于非灵敏光参量放大器. 然而, 目前还没有将相干反应用于相敏放大器的理论和实验报道. 此外, 上述相干反馈的非相敏放大器为单端反馈^[15,16], 本文构建了双端反馈的相敏放大器系统, 理论研究反馈对量子压缩特性的调控效果.

2 理论模型

本文讨论的四波混频过程是基于铷原子的超精密结构能级, 其能级结构为双- Λ 型, 如图 1(a) 所示, 在该非线性过程中, 两个泵浦光子 (红色线) 转化成一个探针光子 (蓝色线) 和一个共轭光子 (橙色线). $5S_{1/2}$ 与 $5P_{1/2}$ 之间跃迁所对应的波长约为 795 nm, $5S_{1/2}$ 的两个超精细能级的间距约

为 3.036 GHz.

首先讨论单独的相敏放大器, 一束强的泵浦光和两束弱的相干光 (探针光 \hat{a}_1 和共轭光 \hat{b}_1) 同时对称地在铷原子蒸气室中心以小角度交叉, 经历四波混频过程后, 探针光和共轭光均被放大, 变成新的探针光 \hat{a}_2 和共轭光 \hat{b}_2 , 其输入输出关系可表示为

$$\begin{aligned} \hat{a}_2 &= \sqrt{G}\hat{a}_1 + e^{i\theta}\sqrt{G-1}\hat{b}_1^\dagger, \\ \hat{b}_2^\dagger &= e^{-i\theta}\sqrt{G-1}\hat{a}_1 + \sqrt{G}\hat{b}_1^\dagger, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\theta = 2\phi_p$ 代表泵浦光的位相, G 为光参量放大器的强度增益. 相敏放大器输出光场的强度差压缩可表示为

$$\begin{aligned} \text{IDS}_{\text{PSA}} &= \frac{\text{Var}(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2})_{\text{PSA}}}{\text{Var}(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2})_{\text{SQL}}} \\ &= \frac{1}{(2G-1) + 4\sqrt{G(G-1)}\frac{\sqrt{\beta}}{1+\beta}\cos\phi}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\phi = 2\phi_p - \phi_a - \phi_b$, 一般定义 ϕ 为相敏放大器相位; β 为探针光与共轭光功率之比. 与非相敏放大器输出的强度差压缩 $1/(2G-1)$ 相比, 相敏放大器的分母多了一个干涉项, 此干涉项依赖于探针光与共轭光功率比 β 和相位 ϕ . 理论和实验研究表明, 当 $\beta = 1$ 和 $\cos\phi = 1$ 时, 干涉引入的压缩增强效应最强. 因此, 后续计算均设置 $\beta = 1$ 和 $\cos\phi = 1$ ^[16,17].

相干反馈的相敏放大器结构如图 1(b) 所示. 相敏放大器的两个输出模入射到两个分束器 (BS_1 和 BS_2) 中, 其后端输出光场 (\hat{a}_5 和 \hat{b}_5) 通过反馈环路返回四波混频的输入端口, 构成了一个闭合的反馈环路. 此过程考虑了两种损耗, 即原子蒸气对探针光和共轭光的吸收损耗以及反馈环路的光学损耗.

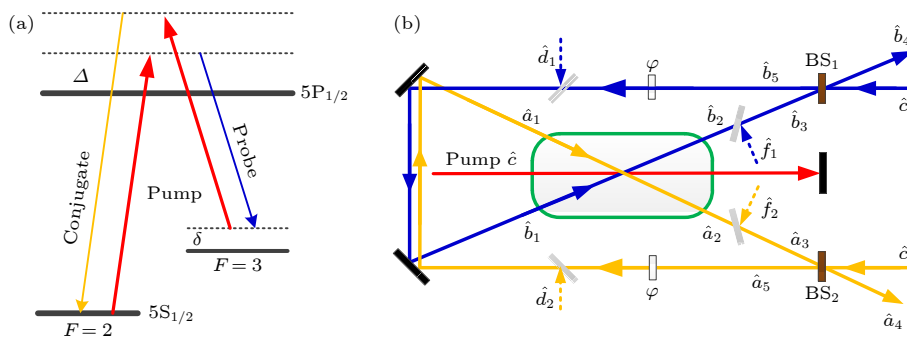


图 1 (a) 基于 ^{85}Rb 原子 D1 谱线的双- Λ 能级结构; (b) 相干反馈的相敏放大器理论模型

Fig. 1. (a) Double- Λ energy level diagram of ^{85}Rb D1 transition line; (b) schematic of the coherent feedback-controlled phase-sensitive amplifier.

考虑原子蒸气对探针光和共轭光的吸收损耗, 有如下关系:

$$\begin{aligned}\hat{a}_3 &= \sqrt{\eta_1} \hat{a}_2 + \sqrt{1-\eta_1} \hat{f}_1, \\ \hat{b}_3^\dagger &= \sqrt{\eta_1} \hat{b}_2^\dagger + \sqrt{1-\eta_1} \hat{f}_2^\dagger,\end{aligned}\quad (3)$$

式中, η_1 代表铷池内部光场的输出效率, 此处假设原子对探针光和共轭光吸收相等; \hat{f}_1 和 \hat{f}_2 为损耗引入的真空场.

在分束器处, 有如下输入和输出关系:

$$\begin{aligned}\begin{bmatrix} \hat{a}_4 \\ \hat{a}_5 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \sqrt{1-k} & \sqrt{k} \\ -\sqrt{k} & \sqrt{1-k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{a}_3 \\ \hat{c}_2 \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} \hat{b}_4 \\ \hat{b}_5 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \sqrt{1-k} & \sqrt{k} \\ -\sqrt{k} & \sqrt{1-k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{b}_3 \\ \hat{c}_1 \end{bmatrix},\end{aligned}\quad (4)$$

此处 k 分别为 BS_1 和 BS_2 的反射率, 为计算简单, 同样假设两反馈端口反射率相等. \hat{c}_1 和 \hat{c}_2 可看作相干反馈相敏放大器系统的输入端, \hat{a}_4 和 \hat{b}_4 则为输出端.

考虑反馈环路的位相延迟和传输效率, 有如下关系:

$$\begin{aligned}\hat{a}_1 &= \sqrt{\eta_2} e^{i\varphi} \hat{a}_5 + \sqrt{1-\eta_2} \hat{d}_2, \\ \hat{b}_1 &= \sqrt{\eta_2} e^{i\varphi} \hat{b}_5 + \sqrt{1-\eta_2} \hat{d}_1.\end{aligned}\quad (5)$$

此处同样假设两反馈环路的传输效率 η_2 和相位延迟 φ 相等.

联立 (1) 式—(5) 式, 消除中间项, 可得到整个反馈控制系统的输入和输出关系:

$$\begin{aligned}\begin{bmatrix} \hat{a}_4 \\ \hat{b}_4^\dagger \end{bmatrix} &= \frac{1}{T} \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} & A_{15} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} & A_{25} & A_{26} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} \hat{c}_2 & \hat{c}_1^\dagger & \hat{d}_2 & \hat{d}_1^\dagger & \hat{f}_2 & \hat{f}_1^\dagger \end{bmatrix}^\text{T},\end{aligned}\quad (6)$$

其中,

$$\begin{aligned}T &= 1 + \left(e^{i\varphi} + e^{-i\varphi} \right) \sqrt{Gk\eta_1\eta_2} + \eta_1\eta_2k, \\ A_{11} &= A_{22}^* = e^{i\varphi} \sqrt{G\eta_1\eta_2} + e^{-i\varphi} k \sqrt{G\eta_1\eta_2} \\ &\quad + \eta_1\eta_2\sqrt{k} + \sqrt{k}, \\ A_{12} &= A_{21}^* = e^{i(\phi-\varphi)} (1-k) \sqrt{(G-1)\eta_1\eta_2}, \\ A_{13} &= A_{24}^* = \sqrt{(1-k)(1-\eta_2)} \\ &\quad \times \left(\sqrt{G\eta_1} + e^{-i\varphi} \eta_1 \sqrt{k\eta_2} \right),\end{aligned}$$

$$A_{14} = A_{23}^* = e^{i\phi} \sqrt{(G-1)\eta_1(1-\eta_2)(1-k)},$$

$$A_{15} = A_{26}^* = \sqrt{(1-k)(1-\eta_1)} (1 + e^{-i\varphi} \sqrt{Gk\eta_1\eta_2}),$$

$$\begin{aligned}A_{16} &= A_{25}^* = -e^{i(\phi-\varphi)} \\ &\quad \times \sqrt{(G-1)(1-\eta_1)(1-k)k\eta_1\eta_2}.\end{aligned}$$

将上述结果代入 (2) 式可得到相干反馈的相位灵敏放大器的输出光场强度差表达式, 可根据表达式进行数值分析, 研究输出光场的关联特性与不同物理参量之间的依赖关系.

3 数值模拟结果与讨论

3.1 无损耗情况下的结果

首先考虑无损耗的理想情况, 即对应 $\eta_1 = \eta_2 = 1$, 设置相敏放大器强度增益 $G = 2$, 反馈环路的相位延迟 $\varphi = \pi$, 可得到相干反馈的相敏放大器输出的强度差压缩随分束器反射率 k 的依赖关系, 如图 2 所示. 此处需要说明的是, 对于反馈系统, 实现压缩增强理论上应该是正反馈, 反馈环路的位相应是整数倍 2π . 然而, 根据量子力学基本原理, 在分束器反射时会引入 π 位相差, 如 (4) 式所示, 因此需设置反馈环路位相为奇数倍 π , 从而最终达到正反馈效果. 在此参数条件下, 相敏放大器输出强度差压缩值为 0.17 (压缩度 -7.7 dB). 对于相干反馈控制的相敏放大器, 随着 k 的增加, 强度差压缩先从 0.17 开始减小, 当 $k = 0.17$ 时, 其达到最小值,

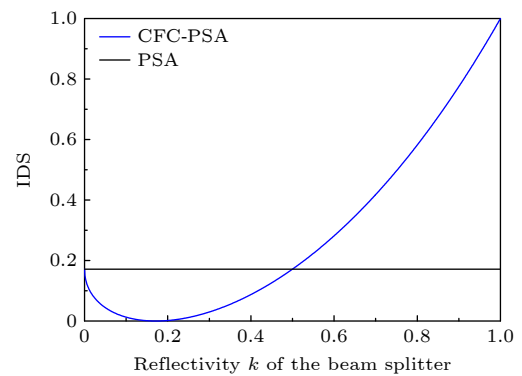


图 2 理想情况下强度差压缩随分束器反射率 k 的变化曲线. IDS 为强度差压缩; PSA 为相敏放大器; CFC-PSA 为相干反馈控制的相位灵敏放大器

Fig. 2. Curve of intensity-difference squeezing versus reflectivity k of the beam splitter under the ideal condition. IDS represents intensity-difference squeezing; PSA represents phase-sensitive amplifier; CFC-PSA represents coherent feedback-controlled phase-sensitive amplifier.

随后再一直增加到散粒噪声基准 1. 这是反馈导致的压缩增强和分束器导致的压缩衰减竞争的结果. 强度差压缩光反馈回相敏放大器, 由于非线性相互作用, 会导致压缩增强; 而对于原始输出的压缩光, 分束器的部分反射可看作一种损耗, 其会导致压缩减弱. 最终的压缩是增强还是减弱是二者竞争的结果, 当 k 比较小时, 分束器的反射损耗小, 反馈导致的压缩增强占主导, 所以压缩逐渐增强, 曲线下行, 当 $k = 0.17$ 时二者达到动态平衡, 压缩最大. 当 $k > 0.17$ 后, 分束器反射损耗占据主导, 压缩逐渐减小, 曲线上行, 最终达到散粒噪声基准.

当 $k = 0.17$ 时, 强度差压缩值趋近 0, 代表此时可实现无穷大的压缩. 此处定性讨论上述实现无穷大压缩的物理机制. 对于一个相敏的放大器, 其压缩结果可由 (2) 式给出. 相干反馈的相敏放大器可看作级联的相敏放大器, 由于无额外的损耗, 其可往复循环, 级联的放大器数目可看作无穷多. 无损耗情况下, $\text{Var}(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2})_{\text{PSA}} = \langle \hat{N}_{a_1} \rangle + \langle \hat{N}_{b_1} \rangle$, 其对参量过程不敏感, 随着级联数目增多, $\text{Var}(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2})_{\text{PSA}}$ 保持不变; 对 $\text{Var}(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2})_{\text{SQL}} = \langle \hat{N}_{a_2} \rangle + \langle \hat{N}_{b_2} \rangle$ 而言, 随着级联数目增加, 由于非线性过程, 其不断放大, 当级联数目趋于无穷大, $\text{Var}(\hat{N}_{a_2} - \hat{N}_{b_2})_{\text{SQL}}$ 也趋于无穷大, 压缩值为二者比值, 所以其趋于 0.

3.2 考虑实际实验参数情况下的结果

3.1 节中无损耗的情况下的结果, 其意义主要是物理层面的, 实际实验系统中原子蒸气的吸收损耗以及反馈环路的损耗不可避免. 此处, 设置铷池内部光场的传输效率 $\eta_1 = 0.9$, 反馈环路的传输效率 $\eta_2 = 0.95$, 其他参数设置同上述理想情况下一致, 即 $G = 2$ 和 $\varphi = \pi$. 可得到此情况下输出的强度差压缩随反射率 k 的变化曲线如图 3 所示. 此时, 相敏放大器输出的压缩值 $0.25(-6.02 \text{ dB})$, 而相干反馈的相位放大器其变化规律和图 2 相似, 但是由于损耗的存在, 无穷大的压缩不复存在, $k = 0.15$ 时对应系统最佳的压缩值 $0.13(-8.86 \text{ dB})$, 相比相敏放大器结果, 提高了 -2.84 dB . 从此结果可看出, 在实际实验参数下, 相干反馈的方案仍能实现显著的压缩增强.

图 3 的结果对应强度增益 $G = 2$ 的结果, 一般强度差压缩严重依赖于强度增益, 有必要讨论在

其他的经典增益下相干反馈方案对强度差压缩的增强特性. 数值模拟了强度增益 G 从 1—10 范围内, 相干反馈的相敏放大器输出的强度差结果, 如图 4 所示. 需要注意的是, 图中结果为在每个强度增益 G 下选择最优的分束器反射率 k_{opt} 的结果, 图 4 插图给出 k_{opt} 随强度增益 G 的变化曲线. 与无反馈的方案相比, 在 $1 < G < 10$ 范围内, 相干反馈均可实现强度差压缩的增强. 随着强度增益增大, 压缩增强效应先增强, 然后又逐渐减弱, $1.2 < G < 3.5$ 范围内, 压缩增强效应最明显.

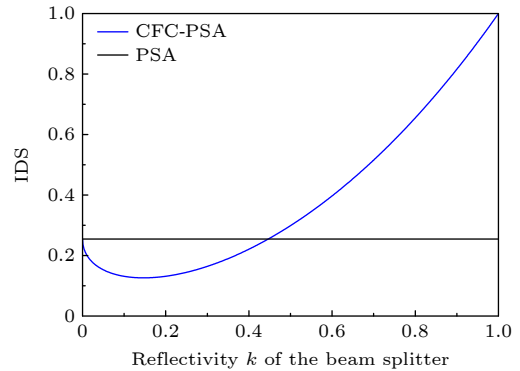


图 3 实际实验参数情况下强度差压缩随分束器反射率 k 的变化曲线

Fig. 3. Curve of intensity-difference squeezing versus reflectivity k of the beam splitter under the practical experimental parameters.

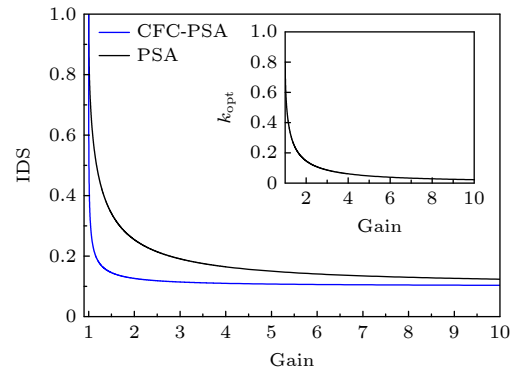


图 4 实际实验参数情况下强度差压缩随强度增益 G 的变化曲线

Fig. 4. Curve of intensity-difference squeezing versus intensity gain G under the practical experimental parameters.

上述的讨论均是在传输效率 η_1 和 η_2 固定的情况, 然而, 在实际实验系统中, 当探针光和共轭光相对于原子线失谐量改变时, 原子对光的吸收损耗也会随之改变, 其在原子蒸气池的传输效率 η_1 会发生变化. 传输效率 η_2 来源于反馈环路的光

学元件吸收和散射等,其随光波长变化非常小.为了保证结论的普适性,进一步研究了相干反馈系统输出的强度差压缩随传输效率 η_1 的依赖关系,如图 5 所示.此曲线对应的放大器和反馈环路参数为: $G = 2$, $\varphi = \pi$ 和 $\eta_2 = 0.95$.每个传输效率下的结果均为优化分束器反射率 k 后的结果,最佳反射率 k_{opt} 随 η_1 的变化曲线如插图所示.从模拟结果可看出,在 η_1 从 0—1 的整个范围内,相干反馈的方案均可实现强度差压缩的增强,并且随着传输效率 η_1 的增长,压缩增强效应越明显.

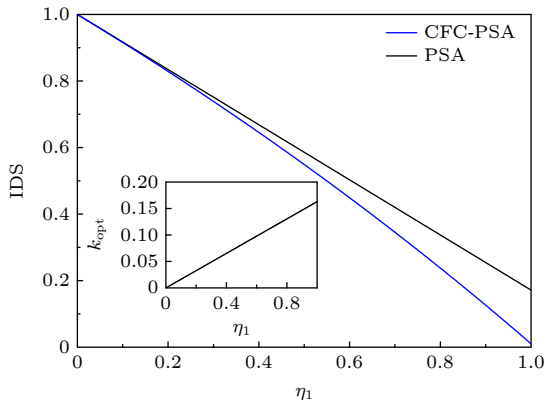


图 5 实际实验参数情况下强度差压缩随铷池内部传输效率 η_1 的变化曲线

Fig. 5. Curve of intensity-difference squeezing versus the internal transmission efficiency of rubidium cells under the practical experimental parameters.

3.3 实验方案设计

最后,给出了相干反馈的相敏放大器实验方案设计,如图 6 所示,此方案是在荆杰泰教授课题组相敏放大器实验方案基础上^[17]改进的.在该实验

中,泵浦光(红色线)相对⁸⁵Rb 原子蓝失谐 1.1 GHz,信号光(蓝色线)和共轭光(橙色线)分别相对泵浦光红移和蓝移 3.0 GHz.信号光单独注入的非相敏放大器,强度差压缩为 -8.97 dB.信号光和共轭光同时入射到铷池,从探测器 D1 探测共轭光干涉,探测器直流 DC1 送入电子环路调制解调,通过比例积分放大电路反馈到泵浦光压电陶瓷 PZT₁,将相敏放大器位相 ϕ 锁定在 0.在此条件下,该课题组实验实现了 -10.13 dB 的强度差压缩,这也是目前强度差压缩的最高指标.

相敏放大器的信号和共轭输出端通过两个透过率可变的分束器 CBS₁ 和 CBS₂ 分束,分别经安装在压电陶瓷 (PZT₂ 和 PZT₃) 的反射镜和放置在信号和共轭光光路的分束器 (BS₁ 和 BS₂) 反馈回原始的输入端口,从而构建相干反馈的相敏放大器系统.由于一般相敏放大器信号光和共轭光入射功率很小,可设置分束器 BS₁ 和 BS₂ 反射率 95%,从而减小反馈环路对信号光和共轭光损耗.透过率可变的分束器可用半波片和偏振分束棱镜构成,其透过率根据理论计算初步设置,最终根据实际获得的压缩进一步优化.首先通过反馈压电陶瓷 PZT₁ 将相敏放大器位相 ϕ 锁定在 0,进一步扫描信号光和共轭光反馈光路上的压电陶瓷 PZT₂ 和 PZT₃,此时信号和共轭端的探测器 D1 和 D2 可观测到干涉信号,将直流信号 DC2 和 DC3 分别送入电子学负反馈回路控制 PZT₂ 和 PZT₃,将反馈环路的位相延迟 φ 锁定在 π ,此时,在测量端可观测到强度差压缩态光场的增强.

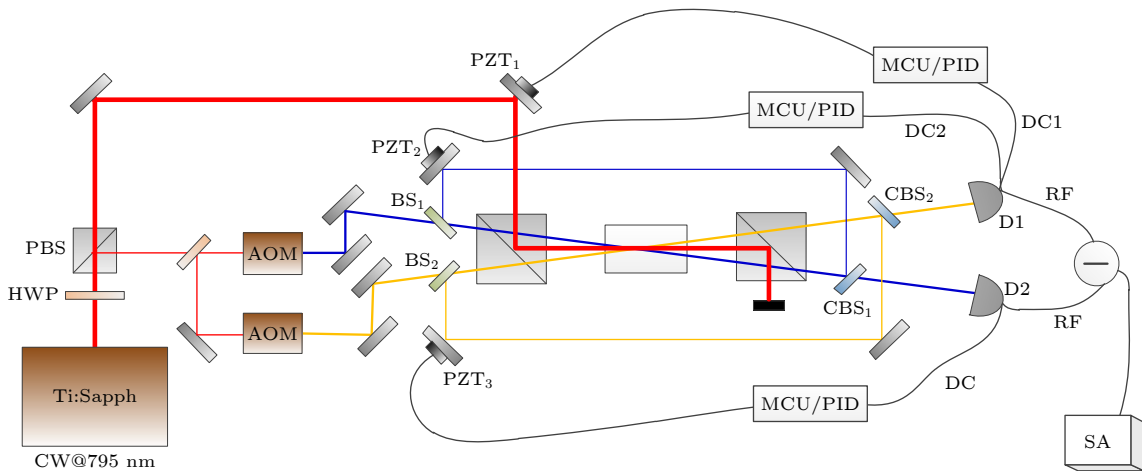


图 6 相干反馈的相敏放大器实验系统设计

Fig. 6. Experimental system design on coherent feedback controlled PSA.

对于相敏放大器, 当运转于高增益 $G = 16$ 时, 实验实现了 -10.13 dB 的强度差压缩. 然而, 实验上获得如此大的强度增益下并且同时获得高压缩度输出并不容易, 需协调泵浦光功率、原子蒸气池温度、单光子失谐和双光子失谐量等参量, 实验难度较大. 实验上, 受限于泵浦光功率以及额外噪声等问题, 大部分基于四波混频的参量放大器工作于中等强度增益区间, 当设置强度增益 $G = 4$ 时, 考虑 $\eta_1 = 0.9$ 可获得强度差压缩值为 0.164 , 对应压缩值为 -7.85 dB. 利用相干反馈方案, 考虑环路传输效率 $\eta_2 = 0.95$, 压缩度可提升到 -9.59 dB, 当铷池的传输效率 η_1 提高到 0.92 时, 输出压缩可进一步提升到 -10.51 dB, 此结果与工作在高强度增益下的相敏放大器实验结果相当. 铷池的传输效率提升可选用优质镀膜的铷蒸气池来实现. 因此, 对于实验室中运转在中低强度增益的相敏放大器, 相干反馈的方案可在不对四波混频系统进行优化的前提下将压缩度指标提升到接近国际一流水准.

4 结论与展望

本文基于四波混频的相敏放大器构造了一种相干反馈控制系统, 分别在不考虑损耗的理想情况下和考虑实际实验系统损耗的情况下研究了该系统对强度差压缩的增强特性. 在理想情况下, 此相干反馈方案可实现无穷大的压缩增强. 在考虑实际的原子吸收损耗和反馈环路的光学损耗前提下, 相干反馈方案在很宽的强度增益范围内, 均可实现强度差压缩增强, 并且在中等强度增益范围, 其压缩增强效应最显著. 此外, 相干反馈方案对相敏放大器的强度差压缩增强效应还依赖于原子蒸气的吸收损耗, 吸收损耗越小, 压缩增强效应越显著. 通

过与最新的实验研究进行了比较, 发现相干反馈的方案在不对四波混频作大幅度优化的前提下, 只需额外的两个分束器以及相位锁定环路, 即可将运转于低强度增益的光参量放大器输出的压缩提升到接近国际一流水平. 本研究结果可为实际实验系统中强度差压缩的提升提供一种可行的方案, 进而促进其在量子通信和量子精密测量领域的应用.

参考文献

- [1] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, Mertz J C, Valley J F 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2409
- [2] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, Wu H F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
- [3] Marino M, Pooser R C, Boyer V, Lett P D 2009 *Nature* **457** 859
- [4] Wu S H, Bao G Z, Guo J X, Chen J, Du W, Shi M W, Yang P Y, Chen L Q, Zhang W P 2023 *Sci. Adv.* **9** 1760
- [5] Liu S S, Lou Y B, Chen Y X, Jing J T 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 060503
- [6] Wang D, Zhang Y, Xiao M 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023834
- [7] Han Y S, Zhang X, Zhang Z, Qu J, Wang J M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 074202 (in Chinese) [韩亚帅, 张啸, 张昭, 屈军, 王军民 2022 物理学报 **71** 074202]
- [8] Yang R G, Zhang C X, Li N, Zhang J, Gao J R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 094205 (in Chinese) [杨荣国, 张超霞, 李妮, 张静, 郜江瑞 2019 物理学报 **68** 094205]
- [9] Shang Y N, Jia X J, Shen Y M, Xie C D, Peng K C 2010 *Opt. Lett.* **35** 853
- [10] Xin J, Qi J, Jing J T 2017 *Opt. Lett.* **42** 366
- [11] Lou Y B, Chen Y X, Wang J B, Liu S S, Jing J T 2023 *Sci. China Phys. Mech.* **66** 250311
- [12] Gough J E, Wildfeuer S 2009 *Phys. Rev. A* **80** 042107
- [13] Iida S, Yukawa M, Yonezawa H, Yamamoto N, Furusawa A 2012 *IEEE Trans. Autom. Control* **57** 2045
- [14] Yan Z H, Jia X J, Su X L, Duan Z Y, Xie C D, Peng K C 2012 *Phys. Rev. A* **85** 040305
- [15] Pan X C, Chen H, Wei T X, Zhang J, Marino A M, Treps N, Glasser R T, Jing J T 2018 *Phys. Rev. B* **97** 161115
- [16] Zhong Y Y, Jing J T 2020 *Phys. Rev. A* **101** 023813
- [17] Fang Y M, Jing J T 2015 *New J. Phys.* **17** 023027
- [18] Liu S S, Lou Y B, Jing J T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 113602

Research on intensity–difference squeezing enhancement of phase-sensitive amplifier based on coherent feedback*

Liu Ting-Ting¹⁾ Yang Xiao-Hua¹⁾ Han Ya-Shuai^{2)3)†} Wang Jun-Min^{4)5)‡}

1) (*College of General Education, Shanxi Institute of Science and Technology, Jincheng 048000, China*)

2) (*College of Physics and Electronic Information,
Anhui Normal University, Wuhu 241000, China*)

3) (*Anhui Province Key Laboratory for Control and Applications of Optoelectronic Information Materials,
Anhui Normal University, Wuhu 241000, China*)

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

5) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 21 March 2024; revised manuscript received 22 April 2024)

Abstract

The intensity-difference squeezed state is an important concept in quantum optics, which is not only of great significance for fundamental research in quantum physics, but also an important quantum resource in the fields of quantum communication, quantum computing, and quantum precision measurement. The optical parametric amplifier based on atomic four-wave mixing is one of the most effective means to achieve intensity-difference squeezed light. However, due to the absorption loss of atomic vapor in the light field, the output squeezing still needs improving. By feeding the non-classical optical field from the optical parametric amplifier back to the input port, the quantum characteristics of its output optical field can be enhanced. However, the intensity-difference squeezing enhancement from a phase-insensitive amplifier is experimentally realized based on coherent feedback control. The intensity-difference squeezing enhancement of the phase-sensitive amplifier has not been discussed. In this work, a two-port coherent feedback-controlled phase-sensitive amplifier is analyzed theoretically. The dependence of the intensity-difference squeezing, respectively, on the feedback intensity, the intensity gain of the optical parametric amplifier, and the losses of the system are investigated. For the ideal case in which the losses of the system are ignored, infinite squeezing can be achieved by adjusting the strength and phase of feedback. Considering the actual atomic absorption losses, squeezing enhancement can also be achieved over a wide range of intensity gains within a certain feedback intensity range. In addition, the squeezing enhancement is quite efficient for the medium intensity gain range. The intensity-difference squeezing enhancement strongly depends on the absorption loss of atomic vapor. The smaller the absorption loss, the more significant the squeezing enhancement effect is. Furthermore, the experimental feasibility of this scheme is also considered in detail. Our research can provide useful references for achieving high-quality non classical light fields in experiment, which may find applications in quantum information processing and quantum precise measurement.

Keywords: optical parametric amplifiers, squeezed light field, coherent feedback control, squeezing enhancement

PACS: 42.50.–p, 42.50.Lc, 42.65.Yj

DOI: 10.7498/aps.73.20240407

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12104013, 11974226).

† Corresponding author. E-mail: hanyashuai@ahnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn