

压缩增强的强度噪声抑制机理*

张若涛¹⁾ 张文慧^{1)2)3)†}

1) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

2) (太原师范学院, 计算与应用物理研究所, 晋中 030619)

3) (太原师范学院, 智能优化计算与区块链技术山西省重点实验室, 晋中 030619)

(2024 年 12 月 3 日收到; 2025 年 3 月 24 日收到修改稿)

激光光源的噪声直接影响精密测量系统的精度和灵敏度, 特别是在引力波探测和生物成像等高精度应用中. 尽管经典反馈控制技术能有效地抑制强度噪声, 但其降噪水平受到经典噪声极限的限制. 本研究提出一种结合量子压缩光与经典反馈控制技术的新方法, 旨在进一步降低系统中的强度噪声, 突破经典反馈控制技术的抑噪瓶颈. 通过引入正交振幅压缩态光场, 在理论上建立了压缩光辅助的反馈控制系统, 理论分析了反馈增益和压缩度对噪声抑制的影响, 并与经典方案进行对比. 理论分析结果表明, 压缩光的引入显著地提高了噪声抑制水平, 接近散粒噪声极限, 从而大幅提升系统的灵敏度. 该方法为在不增加激光功率的情况下实现更低噪声水平提供了新的量子控制手段, 对精密测量技术的发展具有重要意义.

关键词: 精密测量, 压缩态, 噪声抑制, 反馈控制**PACS:** 42.50.Dv, 42.79.-e, 42.50.Lc, 06.20.-f**DOI:** 10.7498/aps.74.20241674**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241674

1 引言

激光技术在实现高精度目标测量方面发挥着至关重要的作用, 已成为提升测量精度的关键手段, 广泛应用于引力波探测^[1-4]、生物成像^[5,6]和天基传感^[7,8]等领域. 然而, 测量系统的精度在很大程度上受限于激光源本身的噪声特性. 为获得低噪声光源, 通常采用主动反馈控制^[9-12]或滤波腔^[13,14]等噪声抑制手段. 这些方法在降低噪声方面已经取得了一定的成效, 但在某些频段内 (如 1—100 Hz 的低频段和 10 kHz—1 MHz 的高频段) 的噪声抑制效果仍然存在局限性. 因此, 发展高效的噪声抑制技术对提升精密测量的性能具有重要意义.

目前, 经过几十年的发展, 世界范围内已形成

多种不同的方法用来抑制光场的强度噪声. 实验上已实现了注入锁定、光电反馈、模清洁剂等技术对激光强度噪声进行抑制. 其中, 主动反馈降噪是抑制噪声的有效方法之一, 例如直流 (direct current, DC) 耦合与交流耦合 (alternating current, AC) 反馈系统, 通过传感器 (探测器) 和执行器 (振幅调制器 amplitude modulator, AM 或声光调制器 acousto-optic modulator, AOM) 结合反馈控制环路降低光场的强度噪声^[15-17], 其噪声抑制能力主要取决于反馈控制环路的增益^[18]和传感器的灵敏度^[19]. 然而在引力波探测等精密测量中, 只有有限的光功率用于降低低频噪声, 光功率的大小与传感器的灵敏度直接相关, 在这种情况下, 如何进一步降低光场的噪声, 正是本研究要解决的问题.

使用 DC 耦合^[20]的功率探测方法, 可以允许

* 国家自然科学基金 (批准号: 12304404) 和山西省基础研究计划 (批准号: 202203021222236) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangwh@tynu.edu.cn

光场的全频段通过, 包括直流和低频分量, 且信号保留完整性高. 2006 年, Seifert 等^[10]通过在 DC 耦合控制环路中使用高功率、低噪声的光电探测器, 在 10 Hz 处相对强度噪声达到 $5 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$, 在 kHz 处达到 $3.5 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$. 2009 年, Kwee 等^[11]采用 4 个低噪声光电二极管阵列串接的探测技术, 完成了低噪声、大电流探测器的设计 (光电流 189 mA), 对连续波 Nd:YAG 激光器 1 Hz 到 1 kHz 的强度噪声进行了有效抑制, 10 Hz 处相对强度噪声首次低至 $2.4 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$. 2017 年, Junker 等^[12]采用同样的技术 (光电流 128.8 mA), 在 100 Hz 到 1 kHz 频带范围将噪声抑制到 $2.6 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$. 2023 年, 王在渊等^[21]通过采用光电负反馈技术控制光纤放大器的泵浦电流并对关键器件进行温度控制, 在 1 Hz 处相对强度噪声达到 $5 \times 10^{-6} \text{ Hz}^{-1/2}$, 在 1 mHz 处达到 $6.8 \times 10^{-4} \text{ Hz}^{-1/2}$.

使用 AC 耦合^[22]的功率探测方法, 可以在保持功率波动边带的同时, 降低光场载波的功率. 2008 年, Kwee 等^[23]提出 AC 耦合技术, 由谐振腔反射端提取到仅仅 3 mA 的光电流即完成了 $7.2 \times 10^{-10} \text{ Hz}^{-1/2}$ 相对强度噪声抑制, 等价于传统探测器 702 mA 的抑噪效果. 2011 年, Kwee 等^[24]同样利用 AC 耦合技术, 在反射光束中额外插入一个模式清洁剂, 构成光学带通滤波反馈控制传感器, 探测光电流为 23 mA 时, 首次实现了 $1.1 \times 10^{-10} \text{ Hz}^{-1/2}$ 的相对功率噪声, 等效于光电流为 32 A (探测功率为 67 W) 的传统抑噪技术. 2019 年, Kaufer 和 Willke 等^[25]使用一个线宽为 4 kHz 的光学谐振腔, 在 4—50 kHz 频率范围内、光电流 50 mA 时, 噪声水平达到 $7 \times 10^{-9} \text{ Hz}^{-1/2}$.

随着以上高精度经典反馈控制系统的不断优化, 噪声的抑制水平达到了经典降噪的极限, 利用经典的手段无法突破. 而压缩态光场作为一种典型的非经典光场^[26], 通过非线性过程, 可以抑制其中一个正交分量的噪声涨落, 在特定的正交分量上实现噪声的量子压缩. 因此, 通过将振幅压缩态光场引入经典的反馈控制系统, 有望进一步抑制经典反馈控制系统的强度噪声, 突破经典反馈控制系统降噪的极限. 近年来, 压缩光在多个高精度测量系统 (如 LIGO 引力波探测器) 中得到了应用, 验证了其在突破量子噪声极限方面的显著潜力^[27–29].

在国际上, 1986 年, Wu 等^[30]首次利用运转于阈值以下光学参量下转换过程, 使输出场噪声功率

相对于真空涨落降低超过 50% (−3 dB). 1998 年, 德国康斯坦茨大学采用了由 532 nm 倍频 Nd: YAG 激光器泵浦的半单片简并 MgO: LiNbO₃ 光学参量放大器, 制备得到 −6.2 dB 的 1064 nm 压缩^[31]. 2007 年, Vahlbruch 等^[32]首次在 1 Hz 到 3.2 kHz 频段, 观察到 −6.5 dB 的压缩态光场. 到 2016 年 9 月, 德国马普所通过进一步降低光学损耗, 减小位相抖动, 产生了 −15 dB@1064 nm 的压缩态光场^[33], 为国际上的最高指标. 2020 年, Kleybolte 等^[34]在一种低温冷却微机械膜的压缩光位置传感装置中, 通过压缩光将传感精度提高了约 4.8 dB. 2022 年, Meylahn 等^[35]首次在地面引力波探测装置的完整检测带宽 (1 Hz 至 10 kHz) 内, 通过采用蝴蝶结式的光学参量腔产生了高达 11.5 dB@1550 nm 的压缩态光场. 在国内, 2017 年, Yang 等^[36]在原有平衡零拍探测器的基础上减小跨阻, 改进电路不再将交直流分开, 使得探测器在 20 Hz 至 20 kHz 频段有较大的增益, 最终在分析频率 15.2 kHz 处直接探测到了 −9.9 dB 真空压缩态光场. 2019 年, Zhang 等^[37]通过考虑压缩态产生过程中由腔失谐和相位不匹配引起的相移的补偿特性, 在 5 MHz 处将正交振幅噪声降低 −12.3 dB@1550 nm.

本文提出了一种非经典光场辅助降噪的反馈控制系统, 将非经典光场与经典反馈控制系统相结合, 利用非经典光场的低噪声特性, 实现更深层次的强度噪声抑制. 在有无振幅压缩态光场注入的条件下, 理论上分别计算了该反馈控制系统外环与内环的强度噪声方差, 发现压缩光的注入对外环光场强度噪声的抑制效果显著优于内环. 通过分析内外环光场中各噪声因子与系统参数对噪声抑制效果的影响, 进一步得出上述现象的原因以及噪声抑制的最佳增益. 此外, 为了检验非经典手段在噪声抑制方面的物理极限, 在不同增益下深入探究了外环光场强度噪声方差与压缩度之间的内在关联. 该方法将压缩态光场与经典控制系统有效融合, 为当前精密测量和量子信息技术的发展^[38]提供了新的解决方案.

2 理论部分

2.1 强度噪声的定义

光场的强度噪声是指光场功率的波动情况. 光场强度噪声通常用相对强度噪声 (relative inten-

sity noise, RIN) 来定量表示^[39]:

$$\text{RIN} = \sqrt{\frac{\Delta P}{P}}. \quad (1)$$

它定义为光功率的波动与平均光功率的比值. 其中, ΔP 为单位频带内的噪声功率谱密度, P 为激光器的平均功率, RIN 可以通过功率谱密度 (power spectral density, PSD) 来描述, 其单位通常为 1/Hz, 但常常以对数形式表示, 单位为 dBc/Hz.

散粒噪声极限 (shot noise limit, SNL) 的计算公式为^[40]

$$N_s = \frac{2h\nu}{p}, \quad (2)$$

其中 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J·s 为普朗克常量; p 为进入探测器 (PD) 的光功率, 单位为 W; $\nu = c/\lambda$ 为光场的频率, 单位为 Hz; $c = 3.0 \times 10^8$ m/s 为光速, λ 为光场的波长, 单位为 m.

2.2 反馈控制理论

图 1 展示了反馈控制回路的原理图, 激光器输出的激光 A_{in} 经振幅调制后变为 A'_{in} , 通过分束器 ε 分为两束, 其中一束作为内环场, 用于反馈控制, 另一束作为输出场, 用于探测和应用.

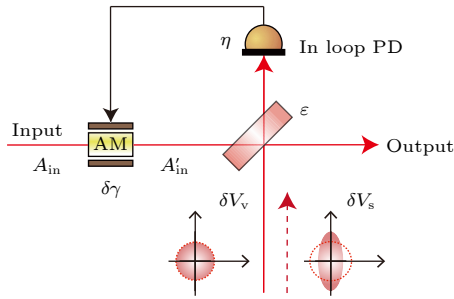


图 1 反馈控制回路原理图

Fig. 1. Schematic diagram of feedback control loop.

首先, 我们可以将输入光场写为线性形式^[27]:

$$\hat{A}_{\text{in}}(t) = \bar{A}_{\text{in}} + \delta\hat{A}_{\text{in}}(t), \quad (3)$$

其中 $\hat{A}_{\text{in}}$ 是光场湮灭算符; $\bar{A}_{\text{in}}$ 是光场的经典平均值; $\delta\hat{A}_{\text{in}}$ 是一个包含输入光场所有噪声的起伏算符, 其平均值为 0. 激光通过振幅调制器 (AM) 后, 光场的湮灭算符表示为

$$\hat{A}'_{\text{in}}(t) = \hat{A}_{\text{in}}(t) + \delta\hat{\gamma} = \bar{A}_{\text{in}} + \delta\hat{A}_{\text{in}}(t) + \delta\hat{\gamma}, \quad (4)$$

这里, $\delta\hat{\gamma}$ 是振幅调制器在激光场中添加的波动项, 不影响光场的平均值. 光场经过透射率为 ε 的分束镜后分成两束. 反射光场入射到探测效率为 η 的内

环光电探测器上, 产生反馈电流, 透射的光束作为输出场 (外环光场). 外环光场和内环光场的湮灭算符分别表示为

$$\hat{A}_{\text{out-of-loop}} = \sqrt{\varepsilon}(\bar{A}_{\text{in}} + \delta\hat{A}_{\text{in}} + \delta\hat{\gamma}) + \sqrt{1-\varepsilon}\delta\hat{V}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{A}_{\text{in-loop}} = & \sqrt{\eta} \left[\sqrt{1-\varepsilon}(\bar{A}_{\text{in}} + \delta\hat{A}_{\text{in}} + \delta\hat{\gamma}) - \sqrt{\varepsilon}\delta\hat{V} \right] \\ & + \sqrt{1-\eta}\delta\hat{V}_p, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\delta\hat{V}$ 代表分束器所引入的真空起伏; $\delta\hat{V}_p$ 代表内环光电探测器由于损耗所引入的真空噪声起伏. 内环反馈回路的平均值和起伏项可以表示为

$$\bar{A}_{\text{in-loop}} = \sqrt{\eta(1-\varepsilon)}\bar{A}_{\text{in}}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \delta\hat{A}_{\text{in-loop}} = & \sqrt{\eta} \left[\sqrt{1-\varepsilon}(\delta\hat{A}_{\text{in}} + \delta\hat{\gamma}) - \sqrt{\varepsilon}\delta\hat{V} \right] \\ & + \sqrt{1-\eta}\delta\hat{V}_p. \end{aligned} \quad (8)$$

内环反馈回路中的光电流 $I_{\text{in-loop}}(t)$ 可以根据内环的产生算符和湮灭算符表示为

$$I_{\text{in-loop}}(t) = \sigma \hat{A}_{\text{in-loop}}^{\dagger}(t) \hat{A}_{\text{in-loop}}(t). \quad (9)$$

σ 是一个常数, 与探测器带宽有关. 当我们只保留一阶抖动项时, 内环电流的抖动由下式给出:

$$\begin{aligned} \delta I_{\text{in-loop}}(t) = & \sigma \bar{A}_{\text{in-loop}} \delta\hat{X}_{\text{in-loop}}(t) \\ = & \sigma \sqrt{\eta(1-\varepsilon)}\bar{A}_{\text{in}} \left[\sqrt{\eta}(\sqrt{1-\varepsilon}(\delta\hat{X}_{\text{in}} + \delta\hat{X}_{\gamma}) \right. \\ & \left. - \sqrt{\varepsilon}\delta\hat{X}_v) + \sqrt{1-\eta}\delta\hat{X}_{v_p} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\delta\hat{X}_{\text{in}}$, $\delta\hat{X}_{\gamma}$, $\delta\hat{X}_v$, $\delta\hat{X}_{v_p}$ 是分别与输入光场的噪声起伏 $\delta\hat{A}_{\text{in}}$ 、振幅调制器在光场中添加的波动项 $\delta\hat{\gamma}$ 、由分束器和非理想探测效率引入的真空噪声起伏 $\delta\hat{V}$ 和 $\delta\hat{V}_p$ 相对应的振幅噪声起伏, 分别表示为 $\delta\hat{X}_{\text{in}} = \delta\hat{A}_{\text{in}}(t) + \delta\hat{A}_{\text{in}}^{\dagger}(t)$, $\delta\hat{X}_{\gamma} = \delta\hat{\gamma}(t) + \delta\hat{\gamma}^{\dagger}(t)$, $\delta\hat{X}_v = \delta\hat{V}(t) + \delta\hat{V}^{\dagger}(t)$, $\delta\hat{X}_{v_p} = \delta\hat{V}_p(t) + \delta\hat{V}_p^{\dagger}(t)$. 反馈回路引入的小起伏项 $\delta\hat{\gamma}$ 可表示为反馈回路特征函数 ($k(t)$) 和环路光电流的交流分量 ($\delta I(t-\tau)$) 的卷积:

$$\begin{aligned} \delta\hat{\gamma} = & - \int_0^{\infty} k(\tau) \delta I(t-\tau) d\tau \\ = & - \int_0^{\infty} \sigma k(\tau) \sqrt{\eta} \sqrt{1-\varepsilon} \bar{A}_{\text{in}} \\ & \times \left[\sqrt{\eta}(\sqrt{1-\varepsilon}(\delta\hat{X}_{\text{in}}(t-\tau) + \delta\hat{X}_{\gamma}(t-\tau)) \right. \\ & \left. - \sqrt{\varepsilon}\delta\hat{X}_v(t-\tau)) + \sqrt{1-\eta}\delta\hat{X}_{v_p}(t-\tau) \right] d\tau. \end{aligned} \quad (11)$$

此式中的负号与负反馈有关. 振幅噪声波动的傅里叶变换^[20,23] 是

$$\begin{aligned}\delta\hat{X}_\gamma(w) = & -2\sigma k(w)\sqrt{\eta}\sqrt{1-\varepsilon}\bar{X}_{\text{in}}[\sqrt{\eta}(\sqrt{1-\varepsilon}(\delta\hat{X}_{\text{in}}(w) + \delta\hat{X}_\gamma(w)) \\ & - \sqrt{\varepsilon}\delta\hat{X}_v(w)) + \sqrt{1-\eta}\delta\hat{X}_{v_p}(w)].\end{aligned}\quad (12)$$

上述方程可化简为

$$\delta\hat{X}_\gamma(w) = \frac{-h(w)\left[\delta\hat{X}_{\text{in}}(w) - \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{1-\varepsilon}}\delta\hat{X}_v(w) + \frac{\sqrt{1-\eta}}{\sqrt{\eta}\sqrt{1-\varepsilon}}\delta\hat{X}_{v_p}(w)\right]}{1+h(w)}.\quad (13)$$

其中回路增益参数 $h(w) = 2\sigma k(w)\eta(1-\varepsilon)\bar{A}_{\text{in}}$, $k(w)$ 为反馈控制回路的特征函数^[27-29].

外环的波动项由下式给出:

$$\delta A_{\text{out-of-loop}} = \sqrt{\varepsilon}(\delta\hat{A}_{\text{in}} + \delta\hat{\gamma}) + \sqrt{1-\varepsilon}\delta\hat{V}. \quad (14)$$

根据方程 $\delta\hat{X}_\gamma(w)$, 外环的振幅噪声波动 $\delta\hat{X}_{\text{out-of-loop}}$ 可以表示为

$$\begin{aligned}\delta\hat{X}_{\text{out-of-loop}}(w) &= \sqrt{\varepsilon}(\delta\hat{X}_{\text{in}}(w) + \delta\hat{X}_\gamma(w)) + \sqrt{1-\varepsilon}\delta\hat{X}_v(w) \\ &= \frac{\sqrt{\varepsilon}}{1+h(w)}\delta\hat{X}_{\text{in}}(w) \\ &\quad + \left(\frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon}\right)\delta\hat{X}_v(w) \\ &\quad - \frac{\sqrt{\varepsilon}\sqrt{1-\eta}h(w)}{\sqrt{\eta}\sqrt{1-\varepsilon}(1+h(w))}\delta\hat{X}_{v_p}(w).\end{aligned}\quad (15)$$

外环的正交振幅方差 $V_{\text{out-of-loop}} = \langle |\delta X_{\text{out-of-loop}}|^2 \rangle$ 表示为

$$\begin{aligned}V_{\text{out-of-loop}}(w) &= \frac{\varepsilon}{|1+h(w)|^2}V_{\text{in}}(w) \\ &\quad + \left|\frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon}\right|^2 V_v(w) \\ &\quad + \frac{\varepsilon(1-\eta)|h(w)|^2}{\eta(1-\varepsilon)|1+h(w)|^2}V_p(w).\end{aligned}\quad (16)$$

这里, V_{in} , V_v , 和 V_p 分别代表输入场的噪声方差、分束镜引入的噪声方差和内环光电探测器引入的噪声方差.

使用相同的方法, 内环正交振幅噪声方差可表示为

$$\begin{aligned}V_{\text{in-loop}}(w) &= \frac{\eta(1-\varepsilon)}{|1+h(w)|^2}V_{\text{in}}(w) + \frac{\varepsilon\eta}{|1+h(w)|^2}V_v(w) \\ &\quad + \frac{1-\eta}{|1+h(w)|^2}V_p(w).\end{aligned}\quad (17)$$

当 $V_p = 1$ 时, 外环和内环的正交振幅噪声方差分别

表示为

$$\begin{aligned}V_{\text{out-of-loop}}(w) &= \frac{\varepsilon}{|1+h(w)|^2}V_{\text{in}}(w) \\ &\quad + \left|\frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon}\right|^2 V_v(w) \\ &\quad + \frac{\varepsilon(1-\eta)|h(w)|^2}{\eta(1-\varepsilon)|1+h(w)|^2},\end{aligned}\quad (18)$$

$$\begin{aligned}V_{\text{in-loop}}(w) &= \frac{\eta(1-\varepsilon)}{|1+h(w)|^2}V_{\text{in}}(w) + \frac{\varepsilon\eta}{|1+h(w)|^2}V_v(w) \\ &\quad + \frac{1-\eta}{|1+h(w)|^2}.\end{aligned}\quad (19)$$

通过 $\frac{\partial V_{\text{out-of-loop}}(w)}{\partial h(w)} = 0$, 最小化 $V_{\text{out-of-loop}}(w)$, 可以得到经典反馈回路的最佳增益:

$$h^{\text{opt}}(w) = \frac{(1-\varepsilon)\eta(V_{\text{in}}(w) - V_v(w))}{1-\eta+\eta V_v(w)}.\quad (20)$$

在最佳增益下, 获得经典反馈的最小外环噪声方差为

$$\begin{aligned}V_{\text{out-of-loop}}(w) &= \frac{\varepsilon V_{\text{in}}(w)(1-\eta) + V_v(w)(1-\varepsilon-\eta+V_{\text{in}}(w)\eta+\varepsilon\eta)}{1+\eta[V_v(w)\varepsilon-1+V_{\text{in}}(w)(1-\varepsilon)]}.\end{aligned}\quad (21)$$

2.3 压缩光的注入

在最优增益下, 噪声的抑制水平达到了经典反馈降噪的极限, 无法利用经典的手段进一步降低光场的强度噪声. 量子压缩态光场可以在满足海森伯不确定原理的条件下, 使某一个正交分量的噪声涨落突破量子噪声极限, 在经典反馈控制环路中引入振幅压缩态光场 V_s , 取代真空场 V_v , 进一步降低光场的强度噪声.

此时, 在分束器中注入压缩光 V_s , 取代 (18) 式与 (19) 式中的 V_v , 外环与内环的正交振幅噪声方差分别表示为

$$V'_{\text{out-of-loop}}(w) = \frac{\varepsilon}{|1 + h(w)|^2} V_{\text{in}}(w) + \left| \frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1 - \varepsilon}(1 + h(w))} + \sqrt{1 - \varepsilon} \right|^2 V_s(w) + \frac{\varepsilon(1 - \eta)|h(w)|^2}{\eta(1 - \varepsilon)|1 + h(w)|^2}, \quad (22)$$

$$V'_{\text{in-loop}}(w) = \frac{\eta(1 - \varepsilon)}{|1 + h(w)|^2} V_{\text{in}}(w) + \frac{\varepsilon\eta}{|1 + h(w)|^2} V_s(w) + \frac{1 - \eta}{|1 + h(w)|^2}. \quad (23)$$

3 结果分析

3.1 外环噪声方差与内环噪声方差分析

反馈控制系统中, 依据实际情况, 取折射率 $\varepsilon = 0.99$, 光电探测效率 $\eta = 0.98$, 输入场噪声项 $V_{\text{in}} = 1000$, 系统整体的效率为

$$\eta_1 = \varepsilon\eta = 0.99 \times 0.98 = 0.9702. \quad (24)$$

为了进一步降低光场的噪声, 注入 -10 dB 的压缩态光场 V_s , 经过系统整体的损耗后变为

$$V'_s = \left[10 \log_{10}(\eta_1 \times 10^{\frac{1}{10}(-10)} + 1 - \eta_1) \right] = 8.96812 \text{ dB}. \quad (25)$$

将外环噪声方差 (18) 式和 (22) 式、内环噪声方差 (19) 式和 (23) 式, 与经典反馈控制回路系统实际的参数相结合, 计算并绘制曲线, 如图 2 所示.

在图 2(a) 中, 黑色曲线为未注入压缩光时外环光场的强度噪声方差; 红色曲线为注入压缩光时外环光场的强度噪声方差; 蓝色曲线为无压缩光注入时有压缩光注入时, 外环光场的强度噪声方差

的差值. 在注入 -10 dB 的压缩态光场后, 经过系统损耗最终外环实际噪声应至少降低约 8.97 dB. 通过黑色曲线可以清晰看出系统在增益为 9.79 时 (点 A), 噪声方差降低约 10.29 dB, 此时为经典反馈控制系统的最佳增益, 此后黑色曲线略有回升, 表明降噪效果出现反跳现象. 通过红色曲线和蓝色曲线可以看到系统在增益为 30.66 时 (点 B 和 B'), 压缩态光场经系统损耗后 8.97 dB 的降噪效果已经完全显现, 系统整体降噪水平达到 19.07 dB. 此外, 红色曲线从增益为 0 时显著下降至增益为 83.04 时, 噪声方差降低约 19.21 dB, 表明通过不断加强增益的输出仍可在降噪效果完全显现后进一步抑制噪声. 通过整体曲线趋势, 可以发现压缩态光场的注入有助于外环光场突破经典反馈控制系统的降噪极限.

图 2(b) 表示有无压缩光注入时内环光场的强度噪声方差. 黑色曲线表示未注入压缩光时内环光场的强度噪声方差; 红色曲线表示注入压缩光时内环光场的强度噪声方差. 相比于外环光场, 内环光场强度噪声方差曲线在注入压缩光后, 曲线较为接近, 变化不明显, 表明压缩态光场的注入对内环光场突破经典反馈控制系统的降噪极限影响不大.

3.2 外环与内环光路注入压缩光后各因子的影响

根据外环正交振幅噪声方差 (18) 式与 (22) 式, 内环正交振幅噪声方差 (19) 式与 (23) 式, 我们发现外环与内环的正交振幅噪声方差主要包括三项: 输入场引入的噪声项 V_{in} 、内环光电探测器引入的噪声项 V_p 和分束镜引入的噪声项 V_v . 各个分量对振幅噪声抑制的影响如图 3(a)—(d) 所示.

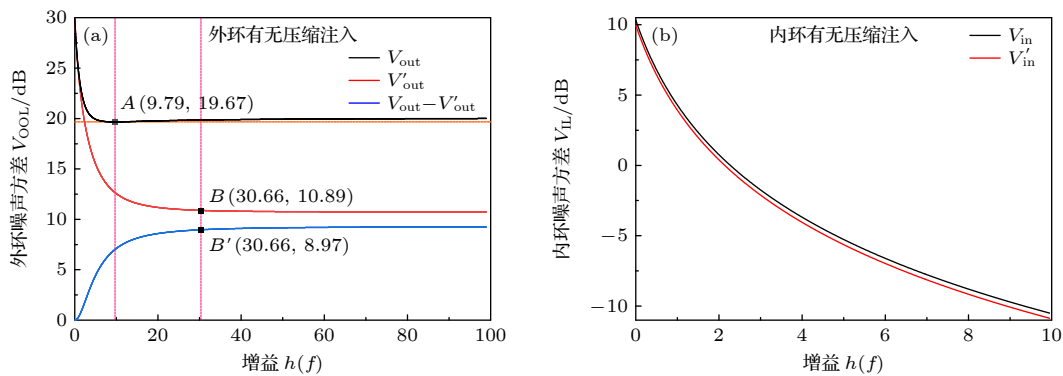


图 2 在有无压缩注入时, 外环与内环的强度噪声方差

Fig. 2. The intensity noise variance between the outer and inner loops with and without squeezed state injection.

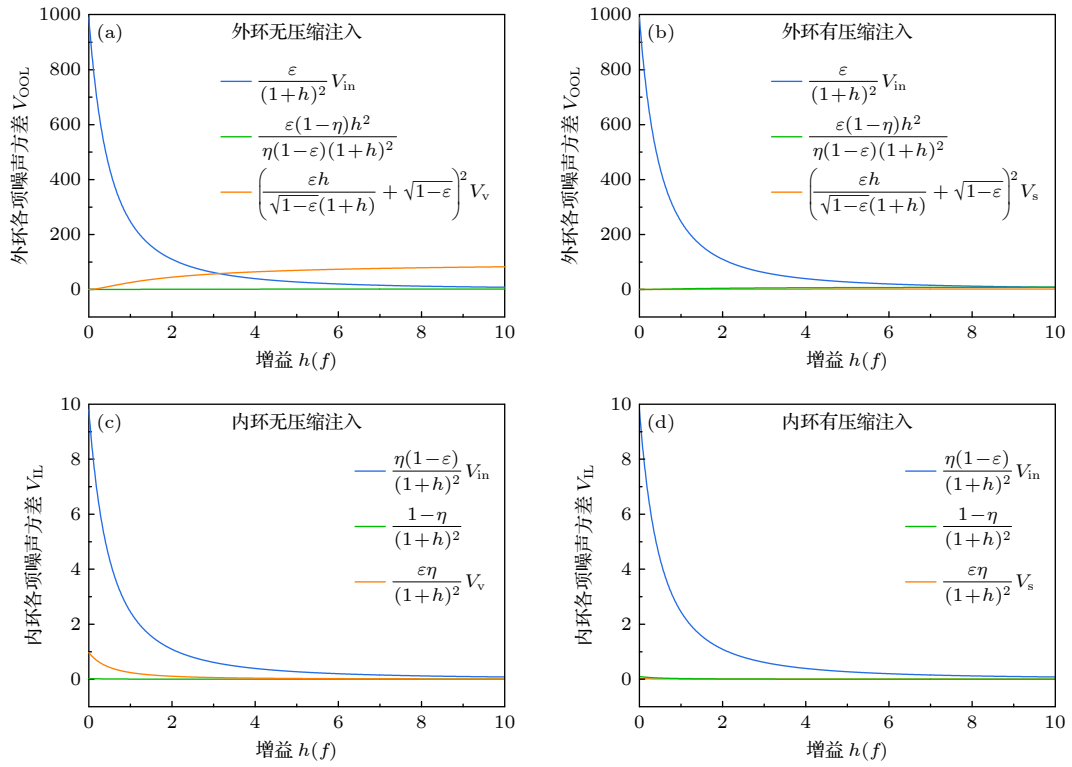


图 3 有无压缩注入时, 内外环光场各个分量的噪声方差

Fig. 3. Noise variance of each component of the inner and outer ring optical fields with and without squeezed state injection.

图 3 中, 在注入和未注入压缩光的情况下, 清晰地展现了内环光场与外环光场中各分量噪声方差的曲线差异。

对于外环光场, 在未注入压缩光时 (见图 3(a)), 随着增益的增加, 分束镜引入的真空噪声项 $\left(\frac{\varepsilon h}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h)} + \sqrt{1-\varepsilon}\right)^2 V_v$ 永远高于输入场引入的噪声项 $\frac{\varepsilon}{1+h^2} V_{in}$ 和内环光电探测器引入的噪声项 $\frac{\varepsilon(1-\eta)h^2}{\eta(1-\varepsilon)(1+h)^2}$ 。因此, 外环光场的强度噪声方差水平主要受限于分束镜引入的真空噪声项 $\left(\frac{\varepsilon h}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h)} + \sqrt{1-\varepsilon}\right)^2 V_v$ (橙色曲线)。在注入压缩光的情况下 (图 3(b)), 即通过分束镜的真空通道注入 -10 dB 的压缩态光场时, 可以清晰地看到分束镜引入的噪声方差水平 (橙色曲线) 显著降低, 这表明压缩光的注入有助于突破经典反馈控制系统的降噪极限, 通过压缩光注入的优势, 进一步抑制光场的振幅噪声。在注入压缩光的情况下, 随着反馈控制环路的增益逐渐增加, 外环光场的降噪水平将受到压缩态光场的振幅噪声的限制。

对于内环光场, 在未注入压缩光时 (见图 3(c)), 分束镜引入的真空噪声项 $\frac{\varepsilon\eta}{(1+h)^2} V_v$ (橙色曲线)

随着增益的少量增加而显著降低, 逐渐接近 0 噪声水准; 在注入压缩光的情况下 (图 3(d)), 即通过分束镜的真空通道注入 -10 dB 的压缩态光场时, 可以看到分束镜引入的噪声项 $\frac{\varepsilon\eta}{(1+h)^2} V_s$ (橙色曲线) 整体接近 0 噪声水准, 这表明压缩光的注入有助于进一步抑制噪声, 但是相比于外环光场, 内环光场在未注入压缩光的情况下, 少量的增益也可达到注入压缩光后的噪声抑制水平。即使增益的增加可以提升降噪水平, 但对内环光路注入压缩光后, 噪声的抑制并不明显, 最终的降噪水平仍将受到压缩态光场的振幅噪声的限制。

最后, 结合四幅图观察到, 注入压缩态光场的压缩度越大, 压缩光辅助降噪效果越明显。在理想情况下 (不考虑损耗), 经典反馈控制方案中注入 -10 dB 压缩光的降噪效果相当于探测光功率增加 10 倍。通过利用压缩光辅助降噪的反馈控制系统, 能够在经典反馈控制系统的基础上进一步降低约 10 dB 的噪声, 验证了非经典手段在有限探测光功率下抑制噪声的能力。

3.3 噪声抑制水平的限制因素

图 4 为该系统中不同增益下压缩度与外环噪

声方差的关系,揭示了系统降噪能力的物理极限.显然,增加系统反馈增益或提升压缩态光场的压缩度可以有效地抑制外环光场的强度噪声,尤其在 $h = 500$ 时,系统已接近最优增益,噪声方差显著降低;然而在 $h = 1000$ 时,由于经典反馈控制系统的抑噪能力减弱,导致总的外环噪声方差略有上升,但也趋于稳定.最后,图4中外环噪声方差的收敛趋势表明,系统的降噪水平最终会受限于SNL.这意味着,尽管振幅压缩态光场的注入能够使强度噪声的抑制水平低于经典噪声极限,实现对经典反馈控制系统噪声抑制瓶颈的突破,但随着反馈控制系统增益和压缩态光场压缩度的进一步提升,系统总噪声方差会在SNL附近收敛,无法突破0 dB噪声水平.

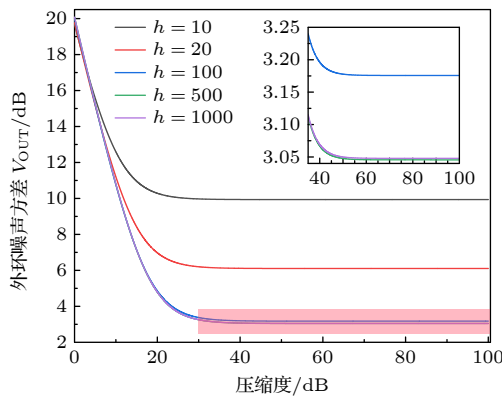


图4 不同增益下压缩度与外环噪声方差的关系
Fig. 4. Relationship between the degree of squeezing and the variance of outer loop noise at different feedback gains.

换句话说,即使反馈增益趋于无限大和压缩态光场压缩度趋向理想极限时,系统的降噪效果也只能无限接近SNL,而无法真正超越,达到理论最低噪声水平.这表明,SNL是该反馈控制系统噪声抑制技术的绝对下限,同时也反映了量子力学原理在精密测量中的根本约束条件.

4 结 论

本研究针对量子精密测量系统中激光光源噪声对测量精度的限制问题,提出了一种量子压缩态光场与经典反馈控制系统相结合的方法.通过理论模型,分析了振幅压缩态光场对反馈控制系统噪声抑制的影响,揭示了反馈回路增益与噪声抑制水平的关系.理论分析结果表明,经典反馈控制系统的输出噪声主要受输入场、光电探测器以及分束器三

部分引入的噪声影响,在经典反馈回路增益最优时,噪声水平达到了经典噪声极限,无法进一步降低.引入-10 dB振幅压缩态光场后,有效抑制了分束器引入的噪声,进一步将外环光场的强度噪声降低了8.97 dB,整体降噪水平达到19.07 dB,接近SNL水平.这意味着,压缩态光场的引入使系统噪声抑制能力相当于将光电探测器的灵敏度提升9倍.但压缩态光场辅助技术对内环光场的噪声抑制效果有限,是因其主要噪声来自输入场的噪声,而分束器带来的影响较小.尽管压缩态光场提高了外环光场的降噪性能,但噪声抑制的水平仍受限于压缩度和散粒噪声极限的影响.本文理论分析了压缩态光场与经典反馈控制技术结合的优势,在不增加激光功率的情况下实现了显著降噪效果,为引力波探测和量子通信等领域提供了理论支撑,开辟了精密测量的新方向.

参考文献

- [1] The LIGO Scientific Collaboration 2015 *Classical Quantum Gravity* **32** 074001
- [2] Acernese F, Agathos M, Agatsuma K, Aisa D, Allemandou N, Allocca A, Meidam J 2014 *Classical Quantum Gravity* **32** 024001
- [3] LIGO Scientific and Virgo Collaborations 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102
- [4] LIGO Scientific and Virgo Collaborations 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 141101
- [5] Taylor M A, Janousek J, Daria V, Knittel J, Hage B, Bachor H A, Bowen W P 2013 *Nat. Photonics* **7** 229
- [6] Casacio C A, Madsen L S, Terrasson A, Waleed M, Barnscheidt K, Hage B, Bowen W P 2021 *Nature* **594** 201
- [7] Brito R, Ghosh S, Barausse E, Berti E, Cardoso V, Dvorkin I, Klein A, Pani P 2017 *Phys. Rev. D* **96** 064050
- [8] Armano M, Audley H, Baird J, Binetruy P, Born M, Bortoluzzi D, Zweifel P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 061101
- [9] Kaufer S, Kasprzak M, Frolov V, Willke B 2017 *Classical Quantum Gravity* **34** 145001
- [10] Seifert F, Kwee P, Heurs M, Willke B, Danzmann K 2006 *Opt. Lett.* **31** 2000
- [11] Kwee P, Willke B, Danzmann K 2009 *Opt. Lett.* **34** 2912
- [12] Junker J, Oppermann P, Willke B 2017 *Opt. Lett.* **42** 755
- [13] Wang J P, Zhang W H, Li R X, Tian L, Wang Y J, Zheng Y H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 234204 (in Chinese) [王俊萍, 张文慧, 李瑞鑫, 田龙, 王雅君, 郑耀辉 2020 物理学报 **69** 234204]
- [14] Wang Y J, Wang J P, Zhang W H, Li R X, Tian L, Zheng Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 204202 (in Chinese) [王雅君, 王俊萍, 张文慧, 李瑞鑫, 田龙, 郑耀辉 2021 物理学报 **70** 204202]
- [15] Yamamoto Y, Haus H A 1986 *Rev. Mod. Phys.* **58** 1001
- [16] Xiao M, Wu L A, Kimble H J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 27
- [17] Zhao J, Guiraud G, Pierre C, Floissat F, Casanova A, Hreibi A, Chaibi W, Traynoer N, Boulet J, Santarelli G 2018 *Appl. Phys. B* **124** 1
- [18] Paschotta R, Fiedler K, Kürz P, Mlynek J 1994 *Appl. Phys.*

B 58 117

- [19] Haus H A, Yamamoto Y. 1984 *Phys. Rev. A* **29** 1268
- [20] Zhang J, Ma H L, Xie C D, Peng K C 2003 *Appl. Opt.* **42** 1068
- [21] Wang Z Y, Wang J H, Li Y H, Liu Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 054205 (in Chinese) [王在渊, 王浩浩, 李宇航, 柳强 2023 物理学报 **72** 054205]
- [22] Wang Y J, Gao L, Zhang X L, Zheng Y H 2020 *Infrared Laser Eng.* **49** 20201073 (in Chinese) [王雅君, 高丽, 张晓莉, 郑耀辉 2020 红外与激光工程 **49** 20201073]
- [23] Kwee P, Willke B, Danzmann K 2008 *Opt. Lett.* **33** 1509
- [24] Kwee P, Willke B, Danzmann K 2011 *Opt. Lett.* **36** 3563
- [25] Kaufer S, Willke B 2019 *Opt. Lett.* **44** 1916
- [26] Yao D M, Guo G C 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 463 (in Chinese) [姚德民, 郭光灿 1988 物理学报 **37** 463]
- [27] Vahlbruch H, Wilken D, Mehmet M, Willke B 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 173601
- [28] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, Händchen V, Vahlbruch H, Mehmet M, Müller-Ebhardt H, Schnabel R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 251102
- [29] Liu F, Zhou Y Y, Yu J, Guo J L, Wu Y, Xiao S X, Wei D, Zhang Y, Jia X J, Xiao M 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 021106
- [30] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, Wu H F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
- [31] Schneider K, Lang M, Mlynek J, Schiller S 1998 *Opt. Express* **2** 59
- [32] Vahlbruch H, Chelkowski S, Danzmann K, Schnabel R 2007 *New J. Phys.* **9** 371
- [33] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [34] Kleybolte L, Gewecke P, Sawadsky A, Korobko M, Schnabel R 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 213601
- [35] Meylahn F, Willke B, Vahlbruch H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 121103
- [36] Yang W H, Jin X L, Yu X D, Zheng Y H, Peng K C 2017 *Opt. Express* **25** 24262
- [37] Zhang W H, Wang J R, Zheng Y H, Wang Y J, Peng K C 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 171105
- [38] Pan J W 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 010301 (in Chinese) [潘建伟 2024 物理学报 **73** 010301]
- [39] Clerk A A, Devoret M H, Girvin S M, Marquardt F, Schoelkopf R. J 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1155
- [40] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391

Mechanism of suppressing noise intensity of squeezed state enhancement*

ZHANG Ruotao¹⁾ ZHANG Wenhui^{1)2)3)†}¹⁾ (Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China)²⁾ (Institute of Computational and Applied Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China)³⁾ (Shanxi Key Laboratory for Intelligent Optimization Computing and Blockchain Technology,

Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China)

(Received 3 December 2024; revised manuscript received 24 March 2025)

Abstract

This research focuses on advanced noise suppression technologies for high-precision measurement systems, particularly addressing the limitations of classical noise reducing approaches. The noise level of laser sources is a crucial factor that directly affects the measurement sensitivity in applications such as gravitational wave detection and biomedical imaging. Classical feedback control technologies are effective but often encounter a bottleneck resulting from the classical noise suppression limits. To cope with these challenges, a novel method integrating quantum squeezed light with classical feedback control systems to reduce intensity noise is proposed in this work. By employing an amplitude-squeezed light field, a quantum-enhanced feedback control model is developed, thereby theoretically examining the influence of both the feedback loop gain and the degree of squeezing on the noise suppression performance. The results show that the injection of squeezed light significantly reduces the intensity noise, approaching the shot noise limit (SNL), thereby improving the system sensitivity beyond the classical noise reduction boundaries. Specifically, -10 dB squeezed state injection into the feedback system yields an additional noise suppression of approximately 8.97 dB, exceeding what is achievable

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12304404) and the Basic Research Project of Shanxi Province, China (Grant No. 202203021222236).

† Corresponding author. E-mail: zhangwh@tynu.edu.cn

using classical feedback alone. This demonstrates that the potential of the proposed method can enhance measurement precision close to the quantum noise limits without increasing the laser power. The analysis highlights the asymmetric noise suppression effects between the inner feedback loop and outer feedback loop. Although the outer loop benefits significantly from the squeezed light injection and achieves noise levels that are unattainable by classical feedback methods, the inner loop shows relatively minor improvements. This asymmetry is attributed to the inherent characteristics of quantum squeezing and the limitations of the feedback loop design. Further investigation into the individual noise components reveals that the primary contributors to the intensity noise include input noise, photodetector noise, and beam splitter-induced vacuum fluctuations. The injection of squeezed light effectively mitigates these vacuum fluctuations, which are typically a major noise source in high-precision laser systems. Theoretical research results show that the use of squeezed light in feedback control systems can effectively enhance noise suppression, equivalent to a nine fold increase in detected optical power, without the physical drawbacks of increasing laser power such as thermal noise. In conclusion, this study provides a theoretical validation of combining quantum squeezed states with classical feedback control to exceed classical noise suppression limits. The integration of a -10 dB squeezed state demonstrates a significant noise reduction, showing that this hybrid approach could revolutionize noise management in precision measurement applications. The results pave the way for further exploring quantum-enhanced control technologies in fields such as gravitational wave detection, quantum communication, and advanced optical sensing, providing a pathway for improving sensitivity and noise suppression without increasing additional power requirements.

Keywords: precision measurement, squeezed state, noise suppression, feedback control

PACS: 42.50.Dv, 42.79.-e, 42.50.Lc, 06.20.-f

DOI: [10.7498/aps.74.20241674](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241674)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241674](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241674)

压缩增强的强度噪声抑制机理

张若涛 张文慧

Mechanism of suppressing noise intensity of squeezed state enhancement

ZHANG Ruotao ZHANG Wenhui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 114205 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241674

CSTR: 32037.14.aps.74.20241674

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241674>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于轻量残差复合增强收敛神经网络的粒子场计算层析成像伪影噪声抑制

Artifact noise suppression of particle-field computed tomography based on lightweight residual and enhanced convergence neural network

物理学报. 2024, 73(10): 104202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231902>

双模压缩态量子相干性演化的实验研究

Experimental demonstration on quantum coherence evolution of two-mode squeezed state

物理学报. 2023, 72(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221923>

基于压缩态光场的量子增强型光学相位追踪

Quantum-enhanced optical phase tracking via squeezed state

物理学报. 2024, 73(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231835>

少电子离子束缚态电子 g 因子精密测量

Precise measurements of electron g factors in bound states of few-electron ions

物理学报. 2024, 73(20): 203103 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240683>

频域反射法光纤延时精密测量

Accurate measurement of optical fiber time delay based on frequency domain reflectometry

物理学报. 2021, 70(8): 084204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201075>

多量子比特WV纠缠态在Lipkin-Meshkov-Glick模型下的量子Fisher信息

Quantum Fisher information of multi-qubit WV entangled state under Lipkin-Meshkov-Glick model

物理学报. 2023, 72(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231179>