

压缩增强的相位噪声抑制机理研究*

张文慧^{1)2)3)†} 黄宇晔¹⁾ 张若涛¹⁾

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)

(2026 年 1 月 9 日收到; 2026 年 2 月 13 日收到修改稿)

抑制激光的相位噪声对相位敏感精密测量意义重大, 现有的反馈控制回路结合光学腔的经典抑噪手段受到了量子噪声和热布朗噪声的限制. 针对经典反馈控制系统存在的抑噪瓶颈, 本研究提出了一种利用量子资源优势的解决方案, 即通过将量子压缩态光场引入相位噪声经典反馈环路, 构建一种压缩增强型的相位噪声反馈控制系统. 该方案的物理基础是压缩态光场能在不违反海森伯不确定性原理的前提下, 实现低于量子标准极限的噪声水平, 从而为突破经典噪声限制提供了可能. 通过研究分析相位噪声经典反馈控制系统的降噪机理以及压缩增强的相位噪声反馈控制系统的降噪机理, 揭示了压缩态光场的低噪声特性与提升相位噪声抑制水平之间的内在联系, 实现了相位噪声抑制水平的巨大提升. 本研究为相位噪声的分析与操控等应用研究提供基础, 推动相位敏感精密测量领域的发展.

关键词: 相敏精密测量, 量子压缩态, 相位噪声抑制, 反馈控制**DOI:** 10.7498/aps.75.20260043**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260043

1 引言

相干激光技术的迅猛发展, 虽然开启了更深层次的应用可能, 但在现实中, 如何克服相位噪声以逼近理想的单色高相干特性仍是核心难题. 相位噪声不仅会导致单光束在传播过程中丧失时空相干性, 更使得多光束相干合成的实现变得异常复杂. 上述技术短板, 已成为当前诸多高精尖相干激光应用难以突破的桎梏. 例如引力波探测^[1,2]、光学原子钟^[3,4]、激光雷达^[5,6]、相干光通信^[7,8]、光纤传感^[9,10]等. 其中, 在引力波探测中, 较大的相位噪声会耦合到激光干涉仪两臂, 使探测灵敏度受限^[11]; 在光学原子钟中, 相位噪声会导致频率标准不稳定, 降低精度. 这些领域对激光源相位噪声要求更高, 因

此测量评估激光相位噪声并加以抑制具有重要现实意义.

相位噪声表示激光随时间变化的随机相位波动, 这是激光自发辐射过程的结果^[12]. 为了抑制激光的相位噪声、实现高相干性和频率稳定性, 通常通过电光反馈控制回路将激光频率稳定到窄光谱且稳定的频率基准, 如高精度法布里-珀罗 (F-P) 腔^[13,14]或窄线宽原子跃迁^[15]等. 同时探索了直接从超辐射激光器产生窄光谱、超稳定激光的替代方法^[16,17]. 到目前为止, 实现窄线宽超稳定低相位噪声激光的最流行方法是使用 Pound-Drever-Hall (PDH) 技术将激光频率稳定到高精度 F-P 腔的共振^[13], 可大幅降低激光器相位噪声, 将原始线宽缩小到赫兹水平甚至更低.

1983 年, Drever 等^[13]首次提出了 PDH 激光

* 国家自然科学基金 (批准号: 12304404)、山西省基础研究计划 (批准号: 202203021222236) 和山西省研究生教育创新计划 (批准号: 2025SJ409) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangwh@tynu.edu.cn

稳频技术, 输出激光的相位/频率噪声由高精度度腔的腔长稳定度及控制系统鉴频信号的信噪比决定. 为克服相关问题, 国内外多家单位展开研究, 分别通过增加腔长度^[18-22]、使用低机械损耗材料作为反射镜基底和涂层^[23-25]、降低腔温度^[25-28]、增加腔反射镜上的光束尺寸^[29,30]以及使用光学反馈式主动稳频技术^[31-33], 通过结合这些方法, 将激光相对频率稳定性提升至 10^{-16} 量级 (在平均时间 1 s 内) 以及更好的水平^[27,34,35]. 德国 PTB 与 JILA 团队利用 17 K 低温单晶硅腔系统, 采用 AlGaAs 晶体涂层镜子并结合振动隔离与双偏振锁定技术, 实现了在平均 1 s 内 2.5×10^{-17} 的相对频率稳定性, 代表当前国际最高水平^[25], 接近热布朗噪声极限. 热布朗噪声作为基本物理效应, 限制了 F-P 腔的可实现长度稳定性^[18,35], 使相位噪声无法进一步降低, 且使用该技术获得的光功率较低, 不利于实际应用.

随着经典反馈控制回路及光学腔精度提高, 相位噪声抑制水平受到控制环路中量子噪声及光学腔热布朗噪声限制, 达到经典反馈控制系统降噪极限, 亟需新的解决途径. 量子压缩态光场是典型非经典光场, 能有效抑制光场某一正交分量的噪声, 由于压缩态光场具有低的量子噪声特性, 已被广泛应用于提高测量系统的灵敏度, 如生物测量、光谱测量、引力波探测、量子通信以及量子传感等领域^[36-42]. 在量子增强的噪声抑制方面, 2018 年 Vahlbruch 等^[43]提出了压缩增强的强度噪声抑制方案, 在 5—80 kHz 频段获得最大 9.4 dB 量子增强强度噪声抑制. 2026 年 Li 等^[44]提出了量子增强的相位噪声滤波器, 在 5—60 kHz 频段获得最大 5 dB 量子增强相位噪声抑制. 受以上噪声抑制的启发, 本文拟开展压缩增强的相位噪声抑制技术研究, 因为光电探测器无法直接感知相位波动, 且相位噪声对环境扰动极度敏感甚至包括纳米级的扰动, 远比强度噪声对电流波动要敏感得多. 所以相位噪声抑制难度更大.

1986 年吴令安等^[45]通过光学谐振腔的参量下转换过程制备获得了 -3 dB 的压缩态. 近四十年来压缩态光场发展迅速, 2016 年, Vahlbruch 等^[46]通过降低光学损耗, 减小位相抖动, 在 MHz 探测频段产生了 -15 dB@1064 nm 的压缩态光场, 为国际最高指标. 在国内, 山西大学光电所在彭堃堃院士的带领下, 于 20 世纪 90 年代起就开展了压缩

态光场制备^[47-49]的相关研究工作, 2019 年山西大学光电研究所在 5 MHz 处分别实现了 -12.3 dB@1550 nm 明亮压缩态光场^[47]和 -13.8 dB@1064 nm 真空压缩态光场^[48]的实验探测及稳定输出, 为国内最高指标; 2025 年, Tian 等^[50]在 1064 nm 波段产生了最高压缩度为 -6.1 dB、线宽为 15 kHz (接近初始激光线宽) 和输出功率为 2.6 mW 的压缩激光; 同年, Li 等^[51]在 1 kHz—1 MHz 探测频段, 产生了 -5.5 dB@1550 nm, 1 mW 的明亮振幅压缩态光场, 将 kHz 频段明亮压缩光的功率和带宽同时提升了一个数量级.

本研究设计了一种基于压缩增强的相位噪声反馈控制方案, 通过将量子压缩态光场注入经典反馈控制系统, 利用量子光场的低噪声优势突破传统抑噪极限^[52]. 在理论层面, 本研究利用线性化理论框架, 系统地计算并对比了压缩态光场介入前后内外环光场的相位噪声方差. 研究发现, 压缩光的注入对外环输出场呈现出优异的相位噪声抑制效果, 而内环的噪声水平对此并不敏感. 在此基础上, 进一步量化分析各种噪声因素及物理参数对抑噪效果的影响, 揭示了压缩增强的作用机制以及相位噪声抑制的最佳增益条件. 此外, 还进一步分析了不同反馈增益下外环相位噪声方差与压缩度之间的内在关联. 该方法为非经典光场的应用及高灵敏度相位精密测量提供了重要的理论依据和解决方案.

2 理论部分

2.1 相位噪声的定义

理想单频激光的输出光场是完美的正弦振荡. 然而, 实际激光器因自发辐射等量子效应及外部环境干扰, 其瞬时相位会发生随机涨落, 即为激光相位噪声. 相位噪声是限制激光线宽和相位敏感精密测量系统灵敏度的根本因素^[53].

在时域中, 激光相位噪声 $\phi(t)$ 定义为光场瞬时相位 $\phi_{\text{inst}}(t)$ 相对于其平均相位 $\langle\phi\rangle$ 的偏差:

$$\phi(t) = \phi_{\text{inst}}(t) - \langle\phi\rangle, \quad (1)$$

为了在频域中量化相位噪声的统计特性, 我们引入相位噪声功率谱密度 (power spectral density, PSD) $S_{\phi\phi}(f)$. 该量描述了相位波动能量在傅里叶频率 f 上的分布, 是表征激光噪声的核心指标^[54]. $S_{\phi\phi}(f)$ 是 $\phi(t)$ 自相关函数的傅里叶变换, 单位为

rad²/Hz.

在实验测量中, $S_{\phi\phi}(f)$ 常以对数标度表示为单边带相位噪声 $\mathcal{L}(f)$, 单位为 dBc/Hz. 在量子极限下, 光场相位噪声由光场量子涨落决定, 其散粒噪声极限 (shot noise limit, SNL) 为

$$S_{\phi\phi}^{\text{SNL}}(f) = \frac{h\nu}{2P_{\text{in}}} = \frac{hc}{2P_{\text{in}}\lambda}, \quad (2)$$

其中 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J·s 为普朗克常量; P_{in} 为入射光功率, 单位为 W; 光场的频率 $\nu = c/\lambda$, 单位为 Hz; 波长为 λ , 单位为 m; 光速 $c = 3.0 \times 10^8$ m/s.

2.2 相位噪声抑制系统

2.2.1 系统的结构

相位噪声抑制反馈控制系统 (图 1) 由激光器、相位调制器 (phase modulator, PM)、三镜环形谐振腔、光学分束器 (beam splitter, BS, 透射率为 ε , 反射率为 $1 - \varepsilon$)、光电探测器 (photo detector, PD, 量子探测效率为 η)、控制器及压缩态光场接入模块构成, 在经典反馈稳定的基础上, 利用量子压缩增强来进一步提升抑噪性能. 内环通过检测光场噪声并生成误差信号, 反馈调节 PM 以实现对外环输出光场相位噪声的抑制.

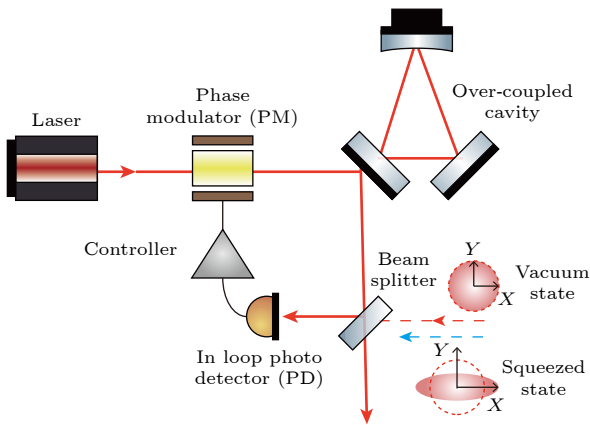


图 1 相位噪声抑制反馈控制系统

Fig. 1. Phase noise suppression feedback control system.

三镜环形腔是系统实现噪声转换与抑制的核心器件^[55], 具有双重优势. 一是结构优势, 环形腔结构本身能大幅减少腔内光的反向反馈, 隔离噪声源, 为精密光学和量子技术提供干净、稳定的光场环境. 二是功能优势, 其过耦合特性使谐振腔能稳定工作在谐振峰的陡峭线性区. 结合半失谐状态下的色散特性, 腔体能将输入相位噪声高效转换

为输出振幅噪声. 这一转换是后续实现相位噪声抑制的前提, 是整个相位噪声抑制方案的核心技术支撑.

2.2.2 相位噪声的转换

当谐振腔存在一定的失谐量时, 腔的振幅反射率 $r(\Delta)$ 为

$$r(\Delta) = \frac{r_1 - r_2 e^{i2\pi\Delta/F}}{1 - r_1 r_2 e^{i2\pi\Delta/F}}, \quad (3)$$

其中 r_1 为输入耦合镜的振幅反射系数; r_2 为腔内其他镜片的等效总振幅反射系数; Δ 为分析频率 f 和腔共振频率 f_c 之间相对于腔线宽 f_0 的归一化失谐量, $\Delta = (f - f_c)/f_0$. 为实现高效的相位噪声到振幅噪声转换, 定义归一化分析频率 $\nu = f/f_0$, 理论分析表明, 当 $\nu \geq \sqrt{2}$ 时, 相位噪声可完全转换为振幅噪声^[56], 在本研究取归一化分析频率 $\nu = \sqrt{2}$. 腔的精细度 F 表示为

$$F = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}, \quad (4)$$

其中 $R_1 = r_1^2$, $R_2 = r_2^2$ 分别为其对应的光强反射率. 令 $\theta_R(\Delta)$ 为 $r(\Delta)$ 的相位:

$$e^{i\theta_R(\Delta)} = r(\Delta)/|r(\Delta)|. \quad (5)$$

本研究的关键在于利用腔的色散特性. 当腔体为高精度腔时, 在共振点附近, 反射相位与归一化失谐量呈近似线性关系:

$$\theta_R(\Delta) = \arg[r(\Delta)] \approx \pi\Delta. \quad (6)$$

此结果表明, 腔体可引入与频率相关的相移, 体现了共振系统的线性色散特性. 为清晰描述此转换, 将单频正交分量分为振幅和相位两个正交分量:

$$\delta p(f) = e^{-i\varphi} \delta\alpha(f) + e^{i\varphi} \delta\alpha^*(-f), \quad (7)$$

$$\delta q(f) = -i[e^{-i\varphi} \delta\alpha(f) - e^{i\varphi} \delta\alpha^*(-f)]. \quad (8)$$

这里 φ 为载波场的平均相位, $\delta\alpha(f)$ 和 $\delta\alpha^*(-f)$ 分别是入射光场复振幅涨落及其复共轭在频率 f 和 $-f$ 处的傅里叶分量. 振幅正交分量与平均场复振幅同相, 相位正交分量则与之正交. 当谐振腔工作在过耦合腔半失谐状态 ($\Delta = 0.5$), 由 (6) 式可知系统引入了 $\pi/2$ 的相移. 这一相移是实现相位噪声到振幅噪声转换的核心机制, 在物理上对应于“噪声椭圆旋转”: 入射光场的相位正交分量被完全“旋转”并耦合到反射光场的振幅正交分量上. 如 (9) 式所示, 将该相移代入相位正交分量:

$$\begin{aligned}\delta q'(f) &= -i[e^{-i(\varphi+\frac{\pi}{2})}\delta\alpha(f) - e^{i(\varphi+\frac{\pi}{2})}\delta\alpha^*(-f)] \\ &= -e^{-i\varphi}\delta\alpha(f) - e^{i\varphi}\delta\alpha^*(-f) = -\delta p(f).\end{aligned}\quad (9)$$

这一变换过程理论上实现了入射相位噪声到反射振幅噪声的完全转换, 验证了该方案的理论可行性.

2.2.3 三镜环形腔的噪声传输特性

为对谐振腔反射光场与透射光场的噪声变化进行定量分析, 对光场算符进行线性化处理. 谐振腔的反射光场和透射光场的复振幅传输函数为

$$A_R = \frac{(a + if/f_0)A_{in} + \sqrt{1-a^2}\delta A_v}{1 - if/f_0}, \quad (10)$$

$$A_{out} = \frac{(-a + if/f_0)\delta A_v + \sqrt{1-a^2}A_{in}}{1 - if/f_0}, \quad (11)$$

其中 a 为谐振腔的阻抗匹配因子; i 为虚数单位; 输入光场 A_{in} 与真空光场 A_v 都可以分解为经典平均值与量子涨落的叠加, $A_{in} = \alpha + \delta A_{in}$, $A_v = \delta A_v$. 输入光场的经典振幅为 α , 起伏项为 δA_{in} , 真空光场的起伏项为 δA_v (平均场为零, 只有起伏项). 那么将输入光场噪声算符与真空光场噪声算符代入 (10) 式与 (11) 式可得

$$A_R = \frac{(a + if/f_0)\alpha + (a + if/f_0)\delta A_{in} + \sqrt{1-a^2}\delta A_v}{1 - if/f_0}, \quad (12)$$

$$A_{out} = \frac{\sqrt{1-a^2}\alpha + (-a + if/f_0)\delta A_v + \sqrt{1-a^2}\delta A_{in}}{1 - if/f_0}. \quad (13)$$

同理, 谐振腔的反射光场 A_R 与透射光场 A_{out} 同样符合线性化处理前提, 可分解为: $A_R = \alpha_R + \delta A_R$, $A_{out} = \alpha_{out} + \delta A_{out}$. 起伏项是包括所有起伏算符的部分, 可得反射光场 A_R 与透射光场 A_{out} 的起伏项分别为

$$\delta A_R = \frac{(a + if/f_0)\delta A_{in} + \sqrt{1-a^2}\delta A_v}{1 - if/f_0}, \quad (14)$$

$$\delta A_{out} = \frac{(-a + if/f_0)\delta A_v + \sqrt{1-a^2}\delta A_{in}}{1 - if/f_0}. \quad (15)$$

反射光场的振幅正交分量方差 $V_R = \langle (\delta A_R)^2 \rangle$ 与透射光场的振幅正交分量方差 $V_{out} = \langle (\delta A_{out})^2 \rangle$ 可表示为

$$\begin{aligned}V_R &= \frac{|a + if/f_0|^2 V_{in} + (1 - a^2)}{|1 - if/f_0|^2} \\ &= \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{in} + (1 - a^2)}{1 + (f/f_0)^2},\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}V_{out} &= \frac{|-a + if/f_0|^2 + (1 - a^2) V_{in}}{|1 - if/f_0|^2} \\ &= \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] + (1 - a^2) V_{in}}{1 + (f/f_0)^2}.\end{aligned}\quad (17)$$

由于光场是经过谐振腔反射进入反馈控制系统中的, 因此反射光场等于反馈回路中的输入光场.

2.2.4 经典反馈控制

定量分析经典反馈控制环路如何基于光场线性化模型实现相位噪声抑制. 将线性化后的反射光场 $\hat{A}_R(t) = \bar{A}_R + \delta \hat{A}_R(t)$ 作为反馈回路的输入场, 该光场经过 PM 后, 光场的湮灭算符可表示为

$$\hat{A}'_R(t) = \hat{A}_R(t) + \delta \hat{\gamma} = \bar{A}_R + \delta \hat{A}_R(t) + \delta \hat{\gamma}. \quad (18)$$

这里 $\delta \hat{\gamma}$ 是 PM 接收控制器反馈信号后输出的相位补偿项, 通过抵消输入光场的原始相位噪声, 从根源抑制后续谐振腔转换的振幅噪声. 谐振腔的反射光场通过 BS 后分成两束激光, 其中反射光束 (内环光场) 到达内环光电探测器 PD, 从而产生反馈光电流; 透射光束则作为输出光场 (外环光场). 内环与外环光场的湮灭算符相应地表示为

$$\begin{aligned}\hat{A}_{in-loop} &= \sqrt{\eta} [\sqrt{1-\varepsilon}(\bar{A}_R + \delta \hat{A}_R(t) + \delta \hat{\gamma}) - \sqrt{\varepsilon}\delta \hat{V}] \\ &\quad + \sqrt{1-\eta}\delta \hat{V}_p,\end{aligned}\quad (19)$$

$$\hat{A}_{out-of-loop} = \sqrt{\varepsilon}(\bar{A}_R + \delta \hat{A}_R(t) + \delta \hat{\gamma}) + \sqrt{1-\varepsilon}\delta \hat{V}, \quad (20)$$

式中, $\delta \hat{V}$ 表示光学分束器所导致的真空起伏项, $\delta \hat{V}_p$ 则为内环光电探测器损耗所导致的真空噪声起伏项. 可将内环反馈回路看作由平均值和起伏项的叠加所构成的, 它们可分别表示为

$$\bar{A}_{in-loop} = \sqrt{\eta(1-\varepsilon)}\bar{A}_R, \quad (21)$$

$$\begin{aligned}\delta \hat{A}_{in-loop} &= \sqrt{\eta}[\sqrt{1-\varepsilon}(\delta \hat{A}_R + \delta \hat{\gamma}) - \sqrt{\varepsilon}\delta \hat{V}] \\ &\quad + \sqrt{1-\eta}\delta \hat{V}_p.\end{aligned}\quad (22)$$

基于内环的产生和湮灭算符, 内环反馈回路中的光电流 $I_{in-loop}(t)$ 可表示为

$$I_{in-loop}(t) = \sigma \hat{A}_{in-loop}^\dagger(t) \hat{A}_{in-loop}(t), \quad (23)$$

其中 σ 是一个与量子探测效率 η 密切相关的常数. 在仅考虑一阶抖动项的情况下, 内环电流的抖动项可表述为

$$\begin{aligned}\delta I_{\text{in-loop}}(t) &= \sigma \bar{A}_{\text{in-loop}} \delta \hat{X}_{\text{in-loop}}(t) \\ &= \sigma \sqrt{\eta(1-\varepsilon)} \bar{A}_R \left[\sqrt{\eta} \left(\sqrt{1-\varepsilon} (\delta \hat{X}_R + \delta \hat{X}_\gamma) - \sqrt{\varepsilon} \delta \hat{X}_v \right) + \sqrt{1-\eta} \delta \hat{X}_{v_p} \right],\end{aligned}\quad (24)$$

其中 $\delta \hat{X}_R$, $\delta \hat{X}_\gamma$ 是分别与过耦合腔反射场的振幅噪声起伏项 $\delta \hat{A}_R$, PM 引入的振幅噪声抵消项 $\delta \hat{\gamma}$ 相对应的噪声起伏; $\delta \hat{X}_v$ 是与分束器带来的真空噪声起伏项 $\delta \hat{V}$ 相对应的噪声起伏; $\delta \hat{X}_{v_p}$ 是与非理想探测效率带来的真空噪声起伏项 $\delta \hat{V}_p$ 相对应的噪声起伏. 表达式如下:

$$\delta \hat{X}_R = \delta \hat{A}_R(t) + \delta \hat{A}_R^\dagger(t), \quad \delta \hat{X}_\gamma = \delta \hat{\gamma}(t) + \delta \hat{\gamma}^\dagger(t), \quad \delta \hat{X}_v = \delta \hat{V}(t) + \delta \hat{V}^\dagger(t), \quad \delta \hat{X}_{v_p} = \delta \hat{V}_p(t) + \delta \hat{V}_p^\dagger(t).$$

由反馈回路引入的微小起伏项 $\delta \hat{\gamma}(t)$, 可以通过反馈系统的特征函数 $k(t)$ 与环路内光电流的量子涨落 $\delta I(t-\tau)$ 进行卷积来表述:

$$\begin{aligned}\delta \hat{\gamma}(t) &= - \int_0^\infty k(\tau) \delta I(t-\tau) d\tau = - \int_0^\infty \sigma k(\tau) \sqrt{\eta} \sqrt{1-\varepsilon} \bar{A}_R \left\{ \sqrt{\eta} \left[\sqrt{1-\varepsilon} (\delta \hat{X}_R(t-\tau) + \delta \hat{X}_\gamma(t-\tau)) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sqrt{\varepsilon} \delta \hat{X}_v(t-\tau) \right] + \sqrt{1-\eta} \delta \hat{X}_{v_p}(t-\tau) \right\} d\tau.\end{aligned}\quad (25)$$

经傅里叶变换后, 振幅噪声波动项的频域形式可表示为

$$\delta \hat{X}_\gamma(w) = -2\sigma k(w) \sqrt{\eta} \sqrt{1-\varepsilon} \bar{A}_R \left\{ \sqrt{\eta} \left[\sqrt{1-\varepsilon} (\delta \hat{X}_R(w) + \delta \hat{X}_\gamma(w)) - \sqrt{\varepsilon} \delta \hat{X}_v(w) \right] + \sqrt{1-\eta} \delta \hat{X}_{v_p}(w) \right\}. \quad (26)$$

(26) 式经化简可得

$$\delta \hat{X}_\gamma(w) = \frac{-h(w) \left[\delta \hat{X}_R(w) - \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{1-\varepsilon}} \delta \hat{X}_v(w) + \frac{\sqrt{1-\eta}}{\sqrt{\eta} \sqrt{1-\varepsilon}} \delta \hat{X}_{v_p}(w) \right]}{1+h(w)}.\quad (27)$$

这里的回路增益参数 $h(w)$ 表征了反馈系统的有效响应灵敏度, 该参数直接决定了系统的响应速度和带宽, 是描述反馈系统性能的核心, 经数学推导可得

$$h(w) = 2\sigma k(w) \eta (1-\varepsilon) \bar{A}_R, \quad (28)$$

式中, $k(w)$ 为反馈系统的特征函数. 外环的波动项表述为

$$\delta A_{\text{out-of-loop}} = \sqrt{\varepsilon} (\delta \hat{A}_R + \delta \hat{\gamma}) + \sqrt{1-\varepsilon} \delta \hat{V}. \quad (29)$$

依据方程 $\delta \hat{X}_\gamma(w)$, 外环的振幅噪声波动项 $\delta \hat{X}_{\text{out-of-loop}}$ 可表述为

$$\begin{aligned}\delta \hat{X}_{\text{out-of-loop}}(w) &= \sqrt{\varepsilon} (\delta \hat{X}_R(w) + \delta \hat{X}_\gamma(w)) + \sqrt{1-\varepsilon} \delta \hat{X}_v(w) \\ &= \frac{\sqrt{\varepsilon}}{1+h(w)} \delta \hat{X}_R(w) + \left[\frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon} (1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon} \right] \delta \hat{X}_v(w) - \frac{\sqrt{\varepsilon} \sqrt{1-\eta} h(w)}{\sqrt{\eta} \sqrt{1-\varepsilon} (1+h(w))} \delta \hat{X}_{v_p}(w).\end{aligned}\quad (30)$$

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

$$V_{\text{out-of-loop}}(w) = \frac{\varepsilon}{|1+h(w)|^2} V_R(w) + \left| \frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon} (1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon} \right|^2 V_v(w) + \frac{\varepsilon (1-\eta) |h(w)|^2}{\eta (1-\varepsilon) |1+h(w)|^2} V_p(w), \quad (31)$$

其中, $V_R(w)$, $V_v(w)$ 和 $V_p(w)$ 依次表示过耦合腔反射场噪声方差、光学分束器引入的噪声方差以及内环光电探测器引入的噪声方差.

同理, 可以得到内环正交振幅噪声方差的表达式为

$$\begin{aligned}V_{\text{in-loop}}(w) &= \frac{\eta (1-\varepsilon)}{|1+h(w)|^2} V_R(w) + \frac{\varepsilon \eta}{|1+h(w)|^2} V_v(w) + \frac{1-\eta}{|1+h(w)|^2} V_p(w) \\ &= \frac{\eta (1-\varepsilon)}{|1+h(w)|^2} \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} + \frac{\varepsilon \eta}{|1+h(w)|^2} V_v(w) + \frac{1-\eta}{|1+h(w)|^2} V_p(w).\end{aligned}\quad (32)$$

在 $V_p = 1$ 的条件下, 内环与外环的正交振幅噪声方差可分别表述为

$$V_{\text{in-loop}}(w) = \frac{\eta(1-\varepsilon)}{|1+h(w)|^2} \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} + \frac{\varepsilon\eta}{|1+h(w)|^2} V_v(w) + \frac{1-\eta}{|1+h(w)|^2}, \quad (33)$$

$$V_{\text{out-of-loop}}(w) = \frac{\varepsilon}{|1+h(w)|^2} \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} + \left| \frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon} \right|^2 V_v(w) + \frac{\varepsilon(1-\eta)|h(w)|^2}{\eta(1-\varepsilon)|1+h(w)|^2}. \quad (34)$$

对 $\frac{\partial V_{\text{out-of-loop}}(w)}{h(w)} = 0$ 进行计算以最小化 $V_{\text{out-of-loop}}(w)$, 从而得到相位噪声经典反馈回路的最优增益参数:

$$h^{\text{opt}}(w) = \frac{(1-\varepsilon)\eta(V_{\text{out1}}(w) - V_v(w))}{1-\eta+\eta V_v(w)} = \frac{(1-\varepsilon)\eta \left\{ \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} - V_v(w) \right\}}{1-\eta+\eta V_v(w)}. \quad (35)$$

在这一最优增益条件下, 经典反馈控制回路的外环最小相位噪声方差为

$$\begin{aligned} V_{\text{out-of-loop}}(w) &= \frac{\varepsilon V_R(w)(1-\eta) + V_v(w)(1-\varepsilon-\eta + V_R(w)\eta + \varepsilon\eta)}{1+\eta[V_v(w)\varepsilon - 1 + V_R(w)(1-\varepsilon)]} \\ &= \frac{\varepsilon \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} (1-\eta)}{1+\eta \left\{ V_v(w)\varepsilon - 1 + \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} (1-\varepsilon) \right\}} \\ &\quad + \frac{V_v(w) \left\{ 1-\varepsilon-\eta + \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} \eta + \varepsilon\eta \right\}}{1+\eta \left\{ V_v(w)\varepsilon - 1 + \frac{[a^2 + (f/f_0)^2] V_{\text{in}} + (1-a^2)}{1 + (f/f_0)^2} (1-\varepsilon) \right\}}. \end{aligned} \quad (36)$$

2.2.5 压缩光的注入

在经典反馈系统的最优增益下, 相位噪声受散粒噪声极限 (SNL) 制约, 难以突破. 量子压缩态光场通过非线性过程, 将某一特定正交分量的噪声压制到真空涨落水平以下. 随后, 将振幅压缩态光场 V_s 注入到经典反馈回路的分束器真空端口, 替代传统真空噪声源 V_v [49], 实现量子压缩增强降噪, 注入压缩光后的内外环正交振幅方差为

$$V'_{\text{in-loop}}(w) = \frac{\eta(1-\varepsilon)}{|1+h(w)|^2} V_R(w) + \frac{\varepsilon\eta}{|1+h(w)|^2} V_s(w) + \frac{1-\eta}{|1+h(w)|^2}, \quad (37)$$

$$V'_{\text{out-of-loop}}(w) = \frac{\varepsilon}{|1+h(w)|^2} V_R(w) + \left| \frac{\varepsilon h(w)}{\sqrt{1-\varepsilon}(1+h(w))} + \sqrt{1-\varepsilon} \right|^2 V_s(w) + \frac{\varepsilon(1-\eta)|h(w)|^2}{\eta(1-\varepsilon)|1+h(w)|^2}. \quad (38)$$

3 结果分析

3.1 内外环噪声方差分析

在本系统中, 依据文献 [55] 的实验参数, 本研究设定腔的阻抗匹配因子 a 为 -0.6678 , 光学分束器透射率 ε 为 0.99 , 光电探测效率 η 为 0.98 , 输入光场 $V_{\text{in}}=1000$, 所以系统总效率为

$$\eta_1 = \varepsilon\eta = 0.99 \times 0.98 = 0.9702. \quad (39)$$

为实现更低的光场噪声水平, 向分束器真空端口注入 -10 dB 的振幅压缩态光场 V_s , 其在经过系统完整的损耗衰减后为

$$\begin{aligned} V'_S &= \left[10 \log_{10}(\eta_1 \times 10^{\frac{1}{10}(-10)} + 1 - \eta_1) \right] \\ &= 8.96812 \text{ dB}. \end{aligned} \quad (40)$$

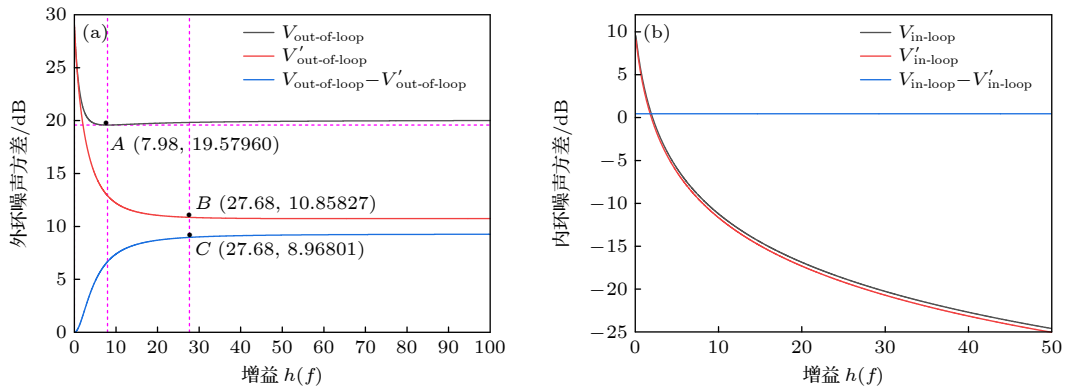


图 2 注入压缩光前后的内外环光场噪声方差随增益的变化 (a) 外环光场; (b) 内环光场

Fig. 2. Variation in the noise variance of the inner and outer optical fields with gain, both with and without squeezed light injection: (a) Outer optical field; (b) inner optical field.

将上述参数代入反馈控制模型, 计算外环和内环噪声方差, 并绘制出相应的数值曲线 (如图 2 所示).

图 2 直观对比了注入压缩光前后, 内外环光场噪声方差随增益的变化. 图 2(a) 显示了外环光场噪声方差随增益的变化, 黑色曲线无压缩光注入时外环光场噪声方差随增益的变化, 红色曲线为注入压缩光后的变化, 蓝色曲线为黑色与红色曲线间的噪声方差差值. 经典反馈 (黑色曲线) 在最佳增益 7.98 (点 A) 处达到 9.49 dB 的抑噪极限, 从物理机制上看, 调节增益 $h(f)$ 可以优化反馈环路的响应灵敏度. 灵敏度较低时, 环路无法充分覆盖噪声频段, 导致抑制不足; 灵敏度提高则显著增强对相位噪声的抑制能力. 然而, 过高灵敏度会过度放大真空涨落并引入环路, 形成量子反作用. 因此, 图 2 所示的极值点正是系统在响应灵敏度与量子噪声引入之间取得平衡的最佳工作点. 随后黑色曲线略有回升, 表明降噪效果出现反跳现象. 在引入 -10 dB 压缩光 (红色曲线) 后, 压缩增强效应显著, 系统有效消除了反跳瓶颈, 在增益 27.68 (点 B 和 C) 处, 压缩光带来了 8.97 dB 的额外降噪, 使总降噪水平达到 18.46 dB; 随着增益提升至 50, 整体抑噪水平进一步降低至 18.68 dB, 表明了在高增益区间, 量子压缩光具有绝对优势. 曲线总体变化表明, 压缩态光场可使外环光场突破传统相位噪声抑制瓶颈.

图 2(b) 展示了内环光场噪声方差在有无压缩光注入下的对比. 黑色曲线对应无压缩光注入的情形; 红色曲线对应了注入压缩光后的结果; 蓝色曲线则表示两种情况下内环光场噪声方差的差值. 蓝色曲线随着增益的增大而几乎不变 (差值仅 0.44 dB). 表明压缩态光场的注入对内环光场突破

降噪极限影响微弱.

3.2 内外环光场各分量受有无压缩光注入的影响

图 3 对比了有无压缩光注入时, 内外环光场各分量噪声方差的差异. 灰色曲线表示为输入场引入的噪声项, 红色曲线表示为分束器引入的噪声项, 蓝色曲线表示为内环光电探测器引入的相关噪声项.

对于外环光场, 通过分析图 3(a) 和图 3(b) 得出, 外环最大的噪声源始终是分束器引入的真空噪声 (红色曲线). 注入压缩光后, 该噪声项被显著降低, 有效抑制了外环光场的相位噪声, 压缩光的注入有助于超越经典反馈控制的噪声抑制极限. 当注入压缩光时, 外环光场的降噪性能会随着增益的不断提高, 而逐渐受到压缩态振幅噪声的制约.

对于内环光场, 分析图 3(c) 和图 3(d) 结果显示, 各分量对内外环光场的影响存在明显差异, 内环最大的噪声源始终是输入场引入的噪声 (灰色曲线). 在压缩光未注入的情况下, 分束器引入的真空噪声 (红色曲线) 随增益的小幅提高而明显下降; 压缩光注入后, 该噪声项进一步降低. 这说明压缩光的引入可进一步降低内环相位噪声水平, 但不同于外环的是, 内环仅需略微增大增益, 即可实现与注入压缩光后相近的降噪效果.

为克服有限的探测光功率下相位噪声无法进一步降低的问题, 本研究将压缩态光场引入经典反馈控制系统, 作为一种降噪的辅助手段. 相较于单一的经典反馈系统, 此混合方案实现了更优的相位噪声抑制效果.

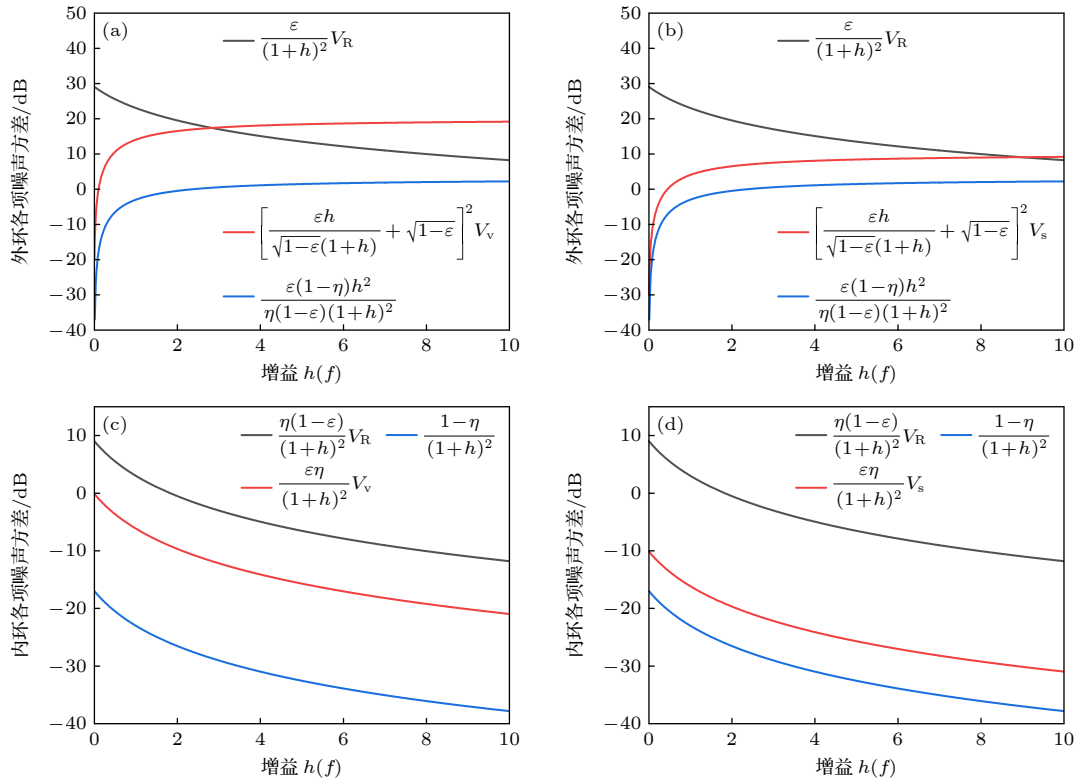


图 3 内外环光场各分量的噪声方差在注入压缩光前后的变化 (a) 外环无压缩光注入; (b) 外环有压缩光注入; (c) 内环无压缩光注入; (d) 内环有压缩光注入

Fig. 3. Changes in the noise variance of each component of the inner and outer optical fields before and after the injection of squeezed light: (a) Outer optical fields before the injection of squeezed light; (b) outer optical fields after the injection of squeezed light; (c) inner optical fields before the injection of squeezed light; (d) inner outer optical fields after the injection of squeezed light.

3.3 反馈增益与压缩度对相位噪声抑制水平的影响

图 4 为外环噪声方差随增益与压缩度变化的关系图。从图 4 可以看出, 无论是提高反馈增益, 还是增加压缩度, 均能有效地降低外环噪声方差。在相同的压缩度下, 高反馈增益曲线显著低于低反馈增益曲线, 表明了压缩度相同时, 高增益对外

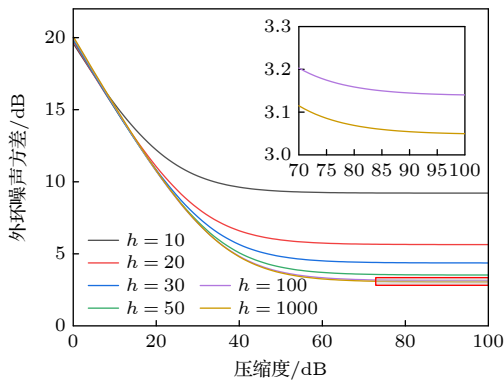


图 4 外环噪声方差在多种增益条件下随压缩度的变化

Fig. 4. Variation pattern of outer-loop noise variance with squeezing degree under various gain conditions.

环光场噪声的抑制作用更强。而随着压缩度的增加, 所有增益曲线均逐渐下降并渐渐趋于平缓。注入压缩态光场可将系统相位噪声抑制水平降低至经典反馈控制的极限以下, 从而突破传统相位噪声抑噪瓶颈。然而, 即使反馈增益与压缩度继续增大, 系统相位噪声方差也仅能无限逼近 SNL, 无法突破。这表明 SNL 是系统相位噪声抑制的根本极限, 体现了量子力学对精密测量精度的根本限制。

3.4 谐振腔的参数对相位噪声抑制的影响

图 5 展示了阻抗匹配因子 a 与归一化分析频率 v 对内外环光场噪声的影响。黑色曲线表示在未注入压缩光的情况下, 噪声方差随阻抗匹配因子 a 和归一化分析频率 v 的变化。红色曲线表示注入压缩光后, 噪声方差随阻抗匹配因子 a 和归一化分析频率 v 的变化。对于外环光场 (图 5(a) 和图 5(c)), 注入压缩光 (红色曲线) 后的噪声方差均显著低于未注入压缩光时的噪声方差 (黑色曲线)。外环光场的噪声对阻抗匹配因子 a 与归一化分析频率 v 的变化不太敏感 (曲线平缓), 这说明了系统在非理想工作

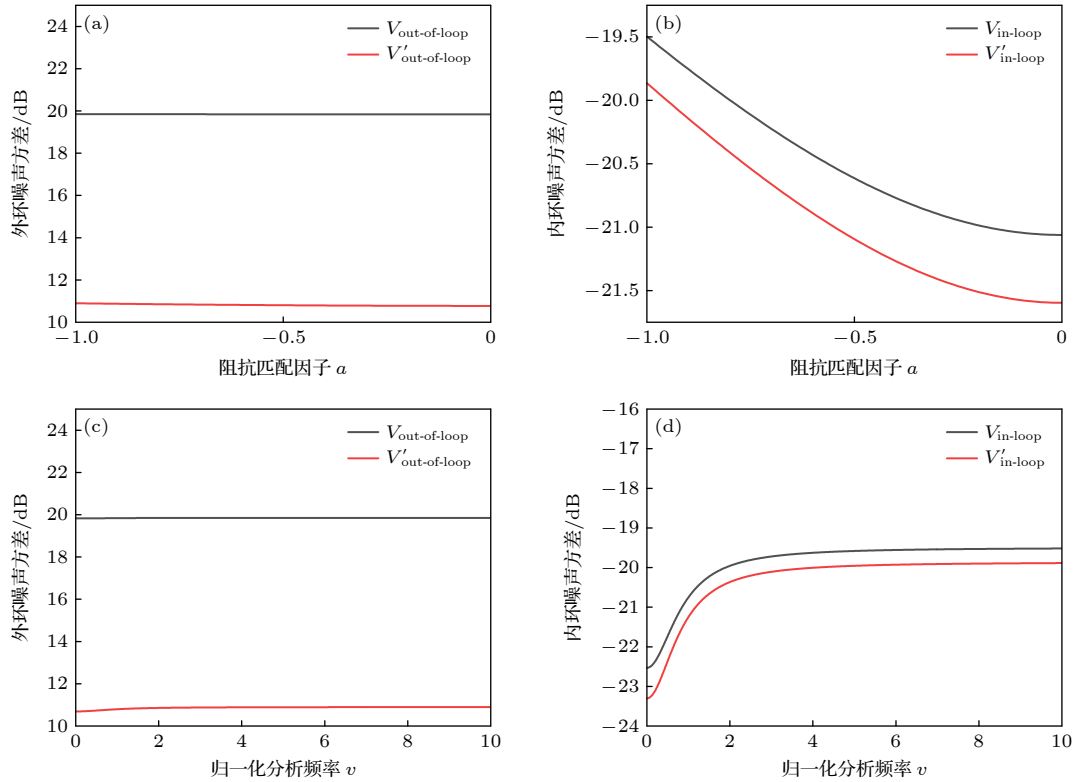


图 5 注入压缩光前后的内外环噪声方差与阻抗匹配因子 a (a), (b) 和归一化分析频率 v (c), (d) 的关系 (a), (c) 外环光场; (b), (d) 内环光场

Fig. 5. Inner and outer loop noise variance versus impedance matching factor a (a), (b) and normalized analysis frequency v (c), (d), with and without squeezed light injection: (a), (c) Outer optical fields; (b), (d) inner optical fields.

点下仍能保持稳定的量子压缩增强效果. 对于内环光场 (图 5(b) 和图 5(d)), 相位噪声抑制效果随着阻抗匹配因子 a 和 v 接近 0 而显著增强. 虽然图中结果显示当 $a \rightarrow 0$ 且 $v \rightarrow 0$ 时系统噪声方差达到最小值, 但是在 $a \approx 0$ 时反射光太弱, 探测信噪比极差, 实际无法产生有效误差信号. $v \approx 0$ 时, 分析频率远小于腔线宽, 此时, 相位噪声无法完全转换成振幅噪声, 转换效率较低. 虽然 v 越接近 0, 噪声方差越低, 但根据理论推导, 当归一化分析频率 $v \geq \sqrt{2}$ 时, 才能实现相位噪声到振幅噪声的完全转换. 所以本研究选择 $v = \sqrt{2}$ 是在转换效率与系统噪声之间的最佳折中.

本研究采用先确保相位噪声转换为振幅噪声, 再量子压缩增强的方法来抑制相位噪声. 通过注入压缩光, 来保证相位噪声可被有效探测的同时实现更优的抑制相位噪声效果.

3.5 关键参数组合选择域分析

图 2(a) 表明, 在无压缩光注入时, 系统存在最佳增益点 (约 7.98), 噪声方差最小. 注入 10 dB 压

缩光后, 系统可在更高增益点 (增益约 27.68) 实现额外 8.97 dB 的噪声抑制, 总抑噪水平达 18.46 dB, 且在高增益区保持稳定. 图 4 进一步显示, 在相同压缩度下, 提高增益可显著降低噪声方差; 而在相同增益下, 提高压缩度亦可提升抑制效果, 但当压缩度达到一定程度后, 噪声方差下降趋于平缓. 因此, 在实际系统中, 若压缩资源有限, 应优先提高反馈增益; 若增益受限, 则提高压缩度更为有效. 两者协同可显著增大噪声抑制范围.

图 5 显示, 外环噪声方差对 a 和 v 的变化相对不敏感, 说明系统在非理想工作点下仍能保持稳定的压缩增强效果. 内环噪声方差在 $a \rightarrow 0$ 和 $v \rightarrow 0$ 时显著降低, 但在 $a \approx 0$ 时反射光过弱, 实际无法有效探测; 在 v 过小时相位噪声转换效率降低.

基于上述分析, 我们综合理论与实际考虑, 为不同应用场景下的参数选择提供了指导, 有助于在实际系统中实现最佳噪声抑制性能. 阻抗匹配因子建议选择中等过耦合状态, 若选取过低, 反射光弱, 信噪比差, 无法产生有效误差信号, 选取过高, 则低频反射噪声过高. 所以, 一般阻抗匹配因子选取

在-0.4至-0.7区间,本研究选取-0.6678以便在探测信噪比、转换效率与噪声抑制效果间平衡;归一化分析频率选择 $v = \sqrt{2}$ (实现完全相位-振幅转换);在当前实验制备水平(压缩度最高水平 15 dB)范围内,压缩度越高抑噪效果越明显,但需与反馈增益协同优化.注入压缩光后,抑噪水平随反馈增益提高而持续提升,无反跳现象,建议取 30 以上以获得显著增强效果,但需结合实际系统避免增益过高引入的技术噪声.

4 结 论

本研究针对经典反馈控制系统在激光相位噪声抑制中受散粒噪声极限和热布朗噪声限制的问题,提出了压缩增强的相位噪声反馈控制系统.系统采用了“先转换,后抑制”的方案,利用过耦合腔在半失谐状态下,将相位噪声高效转换为振幅噪声;再通过注入量子压缩态光场,来抑制外环中由分束器这一主要噪声源所引入的真空噪声;分析系统噪声的各个分量对系统内外环抑噪效果的影响,证实了压缩光能有效抑制外环噪声中由分束器引入的真空噪声,但压缩光对内环光场的噪声抑制效果有限(仅 0.44 dB).结果表明,在经典反馈系统的最优增益下,噪声抑制水平受散粒噪声极限限制.注入压缩光后,系统外环在高增益区实现了 18.68 dB 的整体抑噪水平,突破了相位噪声经典反馈控制系统的抑噪极限.本研究证明了在探测光功率较低的情况下,引入压缩光能有效提高相位噪声抑制水平.这为引力波探测、光学原子钟等相位敏感精密测量领域提供了新思路,也为非经典光场应用提供了理论基础,推动了相位敏感精密测量领域的发展.

尽管理论证实了压缩增强方案的显著优势,但实际实验仍需克服一些难题.首先,光学损耗需极力降低,以最大程度保留压缩态光场的非经典特性,避免压缩度在传输过程中快速衰减;其次,相位-振幅噪声转换的长期稳定性需进一步提升,必须确保过耦合环形腔精确锁定在半失谐工作点,防止温度波动或机械扰动导致工作点漂移,从而降低转换效率;第三,系统中的谐振腔需要在保持过耦合条件的同时,尽可能实现窄的线宽,以确保在较低的频率可以实现完全的相位噪声转化.此外,高的反馈增益虽能进一步提升抑噪水平,但在实验中

实现难度较大.攻克这些难题将是未来实现高灵敏度精密测量的关键.

与激光相位噪声抑制的最新技术水平^[25]相比,本方案的优势在于理论上突破了经典反馈控制系统的抑噪极限,且无需极端低温,更易集成和低成本,针对相位噪声敏感的应用(如相干光通信、激光雷达)潜力更大.但是实验实现难度高,受到光学损耗、窄线宽、转换效率、高增益等限制影响,实际抑噪可能较难达到理论值,且需要额外稳定的压缩光源,增加了系统复杂度.未来将通过优化设计方案与技术迭代,为量子增强精密测量提供实用路径.

参考文献

- [1] Steinke M, Tuennermann H, Kuhn V, Theeg T, Karow M, Varona O D, Jahn P, Booker P, Neumann J, Weßels P, Kracht D 2017 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24** 1
- [2] Wellmann F, Steinke M, Meylahn F, Bode N, Willke B, Overmeyer L, Neumann J, Kracht D 2019 *Opt. Express.* **27** 28523
- [3] Schulte M, Lisdar C, Schmidt P O, Hammerer K, Sterr U 2020 *Nat. Commun.* **11** 5955
- [4] Belov K, Modine M I, Bothwell T, et al. 2021 *Nature* **591** 564
- [5] Tschapek P, Körner G, Carlowitz C, Vossiek M 2022 *IEEE J. Microwaves* **2** 648
- [6] Spollard J T, Roberts L E, Sambridge C S, McKenzie K, Shaddock D A 2021 *Opt. Express.* **29** 9060
- [7] Qiu M, Zhuge Q, Chagnon M, Zhang F Y, Plant D V 2017 *IEEE Photonics J.* **9** 1
- [8] Yi X, Hu S, Zhou H, Tang C, Xu B, Zhang J, Qiu K 2015 *IEEE Photonics J.* **8** 1
- [9] Wu M, Fan X, Liu Q, He Z 2019 *Opt. Lett.* **44** 5969
- [10] Plotnikov M Y, Volkov A V 2021 *J. Lightwave Technol.* **39** 4853
- [11] Gao L, Zheng L, Lu B, Shi S P, Tian L, Zheng Y H, 2024 *Light Sci. Appl.* **13** 294
- [12] Lovic V, Marangon D G, Lucamarini M, Yuan Z, Shields A J 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 054012
- [13] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [14] Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799
- [15] Westergaard P G, Christensen B T R, Tieri D, Matin, Cooper J, Holland M, Ye J, Thomsen J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 093002
- [16] Norcia M A, Winchester M N, Cline J R K, Thompson J K 2016 *Sci. Adv.* **2** e1601231
- [17] Weiner J M, Cox K C, Bohnet J G 2017 *Phys. Rev. A.* **95** 033808
- [18] Webster S A, Oxborrow M, Pugla S, Millo J, Gill P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033847
- [19] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D 2011 *Nat. Photonics* **5** 158
- [20] Häfner S, Falke S, Grebing C, Vogt S, Legero T, Merimaa M, Lisdar C, Sterr U 2015 *Opt. Lett.* **40** 2112
- [21] Jin L, Jiang Y, Yao Y, Yu H, Bi Z, Ma L 2018 *Opt. Express.* **26** 18699

- [22] Nicholson T L, Martin M J, Williams J R, Bloom B J, Bishof M, Swallows M D, Campbell S L, Ye J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 230801
- [23] Harry G M, Gretarsson A M, Saulson P R, Kittelberger S E, Penmet S D, Startinal W J, Rowan S, Fejer M M, Crooks D R M, Cagnoli G, Hough J, Nakagawa N 2002 *Classical Quantum Gravity* **19** 897
- [24] Cole G D, Zhang W, Martin M J, Ye J, Aspelmeyer M 2013 *Nat. Photonics* **7** 644
- [25] Dahyeon L, Zoey Z H, Ben L, Alexander A, Kyungtae K, Zhibin Y, Thomas L, Daniele N, Fritz R, Uwe S, Jun Y 2026 *Phys. Rev. Lett.* **136** 033801
- [26] Matei D G, Legero T, Häfner S, Grebing C, Weyrich R, Zhang W, Sonderhouse L, Robinson J M, Ye J, Riehle F, Sterr U 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 263202
- [27] Zhang W, Robinson J M, Sonderhouse L, Oelker E, Benko C, Hall J L, Legero T, Matei D G, Riehle F, Sterr U, Ye J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 243601
- [28] Seel S, Storz R, Ruoso G, Mlynek J, Schiller S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4741
- [29] Noack A, Bogan C, Willke B 2017 *Opt. Lett.* **42** 751
- [30] Zeng X Y, Ye Y X, Shi X H, Wang Z Y, Deng K, Zhang J, Lu Z H 2018 *Opt. Lett.* **43** 1690
- [31] Wei F, Yang F, Zhang X, Xu D, Ding M, Zhang L, Chen D, Cai H, Fang Z, Jia G 2016 *Opt. Express* **24** 17406
- [32] Shang J, Cao J, Cui K, Yuan J, Chao S, Wang S, Shu H, Huang X 2017 *Opt. Commun.* **382** 410
- [33] Jing M, Zhang P, Yuan S, Zhang L, Xiao L, Jia S 2021 *Opt. Express* **29** 7916
- [34] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 090602
- [35] Numata K, Kemery A, Camp J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602
- [36] Zhang Y, Miyakawa S, Kasai K, Okada-Shudo Y, Watanabe M 2012 *Appl. Phys. B* **108** 39
- [37] Steinlechner S, Bauchrowitz J, Meinders M, Müller-Ebhardt H, Danzmann K, Schnabel R 2013 *Nat. Photonics* **7** 626
- [38] Aasi J, Abadie J, Abbott B P 2013 *Nat. Photonics* **7** 613
- [39] Pan J W 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 010301 (in Chinese) [潘建伟 2024 物理学报 **73** 010301]
- [40] Liu X, Shi S P, Wu Y M, Wang X, Tian L, Li W, Wang Y J, Zheng Y H, 2025 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **68** 124211
- [41] Li Q H, Li W, Wang Y F, Wang Y J, Tian L, Shi S P, Zheng Y H, 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** e01636
- [42] Sun X C, Li W, Wang Y J, Zheng Y H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 054203 (in Chinese) [孙小聪, 李卫, 王雅君, 郑耀辉 2024 物理学报 **73** 054203]
- [43] Vahlbruch H, Wilken D, Mehmet M, Willke B 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 173601
- [44] Li R X, Jiao N J, An B N, Wang Y J, Shi S P, Tian L, Li W, Zheng Y H 2026 *Optica* **13** 297
- [45] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, Wu H 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
- [46] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [47] Zhang W, Wang J, Zheng Y, Wang Y, Peng K 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 171103
- [48] Sun X, Wang Y, Tian L, Zheng Y, Peng K 2019 *Chin. Opt. Lett.* **17** 072701
- [49] 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]
- [50] Tian Y H, Wang Y J, Wang W J, Sun X C, Li Y H, Shi S P, Tian L, Zheng Y H, 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 243803
- [51] Li R X, An B N, Jiao N J, Liu J Y, Chen L R, Wang Y J, Zheng Y H 2025 *Light Sci. Appl.* **14** 310
- [52] Zhang R T, Zhang W H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 114205 (in Chinese) [张若涛, 张文慧 2025 物理学报 **74** 114205]
- [53] Yariv A, Yeh P 2007 *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (6th Ed.) (New York: Oxford University Press) pp465–480
- [54] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2014 *Rev. Mod. Phys.* **86** 1391
- [55] 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]
- [56] Villar A S 2008 *Am. J. Phys.* **76** 922

Phase noise suppression technology enhanced by squeezed states^{*}

ZHANG Wenhui^{1)2)3)†} HUANG Yuye¹⁾ ZHANG Ruotao¹⁾

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 9 January 2026; revised manuscript received 13 February 2026)

Abstract

Suppressing laser phase noise is crucial for advancing phase-sensitive precision measurements, including gravitational wave detection, optical atomic clocks, laser radar, and high-precision optical communication. However, conventional feedback control systems combined with high-finesse optical cavities are fundamentally constrained by quantum shot noise and thermal Brownian noise of the cavity mirrors. These factors impose an ultimate classical noise-reduction bottleneck even after extensive optimization of cavity length, materials, and cryogenic operation. To overcome this limitation by exploiting genuine quantum advantages, we propose a squeezed-light-enhanced phase noise feedback control system that fully leverages non-classical quantum resources. The core innovation lies in the strategy of conversion followed by suppression: an over-coupled three-mirror ring cavity operated in a half-detuned state is first employed to efficiently convert input phase noise into amplitude noise through its linear dispersive response near half-resonance. Subsequently, a quantum amplitude-squeezed state is injected into the vacuum port of the beam splitter within the classical feedback loop, replacing the conventional vacuum noise source with a lower-noise squeezed vacuum. Theoretical analysis, based on a fully linearized quantum noise model, reveals that the injected squeezed light selectively and effectively suppresses the vacuum noise introduced by the beam splitter, which constitutes the dominant noise source in the out-of-loop detection field. Numerical results, obtained with realistic experimental parameters such as impedance-matching factor, beam-splitter transmittance, photodetection efficiency, and total system efficiency after losses, demonstrate that under optimal classical feedback gain, the out-of-loop noise variance reaches its minimum but remains strictly limited by the shot noise limit. In contrast, the out-of-loop system surpasses the classical limit by introducing a -10 dB amplitude-squeezed light that accounts for propagation and detection losses. This results in a significant additional noise reduction of 8.97 dB at a specific high-gain point to reach 18.46 dB total suppression, and pushing the overall phase noise suppression level further down to 18.68 dB at even higher gain regimes. Notably, the squeezed light contributes only a marginal 0.44 dB improvement to the in-loop field, highlighting that the primary quantum enhancement occurs in the out-of-loop observable. In conclusion, this study mathematically and physically proves that the squeezed light can significantly enhance phase noise suppression even under limited probe light power conditions, under which classical methods alone are insufficient. The proposed scheme provides a robust theoretical foundation, reveals the intrinsic mechanism linking squeezed-state properties to improved suppression performance, and offers a practical pathway toward approaching the shot noise limit for phase stabilization. This approach holds strong potential for next-generation high-sensitivity instruments, potentially enabling sensitivity gains beyond existing thermal-noise-limited systems in applications such as gravitational wave detection and optical atomic clocks.

Keywords: phase-sensitive precision measurement, quantum-squeezed states, phase noise suppression, feedback control

DOI: [10.7498/aps.75.20260043](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260043)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260043](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260043)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12304404), the Basic Research Project of Shanxi Province, China (Grant No. 20220302122236), and the Shanxi Provincial Graduate Education Innovation Program, China (Grant No. 2025SJ409).

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



压缩增强的相位噪声抑制机理研究

张文慧 黄宇晔 张若涛

Phase noise suppression technology enhanced by squeezed states

ZHANG Wenhui HUANG Yuye ZHANG Ruotao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 120404 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260043

CSTR: 32037.14.aps.75.20260043

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260043>

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

压缩增强的强度噪声抑制机理

Mechanism of suppressing noise intensity of squeezed state enhancement

物理学报. 2025, 74(11): 114205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241674>

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>

三能级系统熵不确定关系动力学的反馈调控

Feedback control of entropic uncertainty relation dynamics in three-level system

物理学报. 2026, 75(3): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251342>

相位可压缩相干态的高阶光子反聚束效应

Higher-order photon antibunching of phase-variable squeezed coherent state

物理学报. 2022, 71(19): 194202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220574>

相敏操控对制备低频双模正交压缩真空态光场的影响

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

物理学报. 2024, 73(5): 054202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231765>

基于相干反馈的相敏放大器强度差压缩增强研究

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

物理学报. 2024, 73(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240407>