

光学学报

基于光学参量放大器的量子干涉仪的分析

刘翊钊¹, 左小杰¹, 闫智辉^{1,2*}, 贾晓军^{1,2}

¹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;

²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 高精度光学干涉仪是实现精密测量的重要工具之一,干涉仪的最终灵敏度受限于真空起伏决定的标准量子极限(SQL)。利用量子资源可以实现突破 SQL 的相位测量。在基于光学参量放大器(OPA)的量子干涉仪中,将干涉仪两臂中 OPA 产生的相位压缩态直接作为相敏量子态,通过同时降低散粒噪声和放大相敏场强可以使其灵敏度无条件地突破 SQL。然而,量子态对损耗是非常敏感的。通过分析量子干涉仪的各种损耗对其灵敏度的影响,得出了量子干涉仪灵敏度与各种损耗的依赖关系。同时,通过分析灵敏度与分析频率等其他物理参数的关系,得出了进一步优化系统灵敏度、带宽等性能的实验参数。

关键词 量子光学; 光学参量放大器; 马赫-曾德尔干涉仪; 标准量子极限; 压缩态; 灵敏度

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0327013

Analysis of Quantum Interferometer Based on Optical Parametric Amplifier

Liu Yizhao¹, Zuo Xiaojie¹, Yan Zhihui^{1,2*}, Jia Xiaojun^{1,2}

¹ State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

² Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract A high-precision optical interferometer is one of the basic tools for precision measurement, and the ultimate sensitivity of the interferometer is limited by the standard quantum limit (SQL) determined by vacuum fluctuations. By making use of quantum resources, the phase measurement beyond SQL can be realized. In a quantum interferometer based on optical parametric amplifier (OPA), squeezed states produced by OPAs in the two arms are directly used as phase-sensitive quantum states. In addition, the sensitivity of the quantum interferometer can unconditionally surpass SQL by the simultaneous shot noise reduction and amplification of phase-sensitive field intensity. However, quantum states are very sensitive to losses. By analyzing the influence of all kinds of losses on sensitivity, the relationship between sensitivity of the quantum interferometer and losses is obtained. Meanwhile, through analyzing the relationship between sensitivity and other physical parameters such as analysis frequency, the experimental parameters for further optimization of performance including system sensitivity and bandwidth are obtained.

Key words quantum optics; optical parametric amplifier; Mach-Zehnder interferometer; standard quantum limit; squeezed state; sensitivity

收稿日期: 2021-08-24; 修回日期: 2021-10-10; 录用日期: 2021-11-02

基金项目: 国家自然科学基金(62122044, 61925503, 11904218, 12147215, 61775127, 11834010)、山西省高等学校创新人才支持计划资助、山西省高等学校科技创新项目(2019L0794)、山西青年三晋学者项目、山西省“1331 工程”重点学科建设计划

通信作者: *zhyan@sxu.edu.cn

1 引言

计量学是自然科学的重要基础,测量精度的提高可以促使人们对自然的认识更加深入。由线性光学分束器构成的经典光学干涉仪是有效的测量工具,干涉仪中光的相位对许多物理量的微小变化非常敏感,进而干涉仪可以应用于位移测量^[1]、生物传感^[2]和引力波探测^[3]等领域中。然而,目前干涉仪的灵敏度受限于干涉仪中受真空起伏影响的标准量子极限(SQL)^[4-5]。随着测量技术的发展,有些经典测量系统已经接近或者达到 SQL。量子计量利用量子资源^[6-8],如新奇的量子态,可以实现突破 SQL 的测量^[9-11]。

一方面,利用光的非经典态可以实现量子增强的干涉仪。光子数最大纠缠态可以增强干涉仪的相位信号,实现突破 SQL 的测量^[12-14]。利用压缩态^[15-16]可以显著抑制真空起伏,进而可以实现灵敏度超越 SQL^[17-18]。特别是,压缩态光场经过压缩器的法拉第隔离器后,输出光场会被耦合到引力波探测器(激光干涉仪)^[19]中,这进一步提升了引力波探测器的灵敏度,故可以观测到更多的引力波事件^[20-23]。

另一方面,新型结构的干涉仪也提供了实现高精度相位测量的方法。参量过程被应用于构建非线性干涉仪^[24-26]。利用四波混频代替光学分束器实现了光束的分束与合束,进而实现了 SU(1,1)干涉仪,其可以实现将噪声保持在散粒噪声水平的同时,放大相位变化依赖的信号^[27-28]。由光学谐振腔和非线性光学晶体构成的光学参量放大器(OPA),是一种稳定的固态量子器件,能够降低光场的散粒噪声^[29-39]。基于 OPA 的量子干涉仪是将两个 OPA 放置到马赫-曾德尔干涉仪的两臂中,并将两个 OPA 产生的压缩态光场直接作为相敏量子态。量子态对于损耗非常敏感,该量子干涉仪的结构可以有效减小压缩态耦合到干涉仪内的损耗问题。该量子干涉仪中的压缩态在降低散粒噪声的同时,放大了相敏场强,因此量子干涉仪实现了突破 SQL (4.86 dB)的微弱信号测量^[40]。然而,量子干涉仪中的各种损限制了其性能。因此,对量子干涉仪中的内部损耗、外部损耗和 OPA 损耗以及输入输出镜透过率的优化是进一步提高其性能的关键。

本文分析了量子干涉仪的多种损耗、分析频率等参数对于其性能的影响,得出了量子干涉仪的优化条件。在干涉仪中,相敏场强的放大可以实现更

好的灵敏度。同时,高灵敏度的干涉仪会不断降低噪声,甚至超越 SQL。将两个 OPA 放置到马赫-曾德尔干涉仪的两臂中,可以直接将压缩态作为相敏量子态,同时降低散粒噪声和放大相敏场强,进而使其灵敏度超越 SQL。在量子干涉仪中,干涉仪内 OPA 产生的压缩态可直接用作相敏量子态并对测量对象作用,有效降低了从外耦合进干涉仪的损耗。然而,干涉仪内外部和 OPA 的高反射镜等光学元件的损耗、平衡零拍探测(BHD)系统中的干涉效率、光电二极管的探测效率等因素都对量子干涉仪的灵敏度有影响。为此,分别分析了干涉仪外部、干涉仪内部和 OPA 中的损耗对量子干涉仪性能的影响,得出了量子干涉仪灵敏度随干涉仪中多种损耗的变化关系。除了量子干涉仪中的损耗外,其灵敏度还受压缩态线宽的影响。由于灵敏度具有频率依赖的特点,因此也分析了频率对量子干涉仪灵敏度的影响。通过理论计算和分析,将量子干涉仪的内部损耗、外部损耗和 OPA 损耗分别减小到 0.001, 0.023 和 0.001,并优化 OPA 输入输出镜的透过率到 0.10,最终可将其灵敏度提高值提高到 10 dB。此外,OPA 的输入输出镜透过率不仅和量子干涉仪的灵敏度有关,还会影响其探测带宽。当将 OPA 的输入输出镜透过率从 0.02 变到 0.10 时,量子干涉仪的探测带宽从 5 MHz 提高到了 37 MHz。理论上实现的带宽更宽和灵敏度更高的量子干涉仪为下一步的实验优化提供了直接参考,进而期望能测量到更加微弱的信号。

2 基于光学参量放大器的量子干涉仪的理论模型

马赫-曾德尔干涉仪由两个光学分束器组成,这两个分束器分别用于实现光场的分束和合束。将两个 OPA 放置到干涉仪的两臂中用于降低噪声和放大相敏场强,并且其产生的压缩态可直接用作相敏量子态。图 1 为基于 OPA 的量子干涉仪的原理图,其中 \hat{b}_{in} 为真空态, \hat{a}_{out} 为输出态光场, φ 为两束相敏光场在第二个分束器的相对相位。信号光场 \hat{a}_{in} 通过 50:50 的线性光学分束器 BS1 后,被分成功率相等的两束光场 \hat{A} 和 \hat{B} 。 \hat{A} 和 \hat{B} 在经过 OPA1 和 OPA2 后,被放大为相敏光场 \hat{C} 和 \hat{D} 。 \hat{D} 经过待测样品产生相位变化 δ 后与 \hat{C} 在 50:50 线性光学分束器 BS2 中耦合干涉。最后,利用 BHD 系

统对包含相位信息的输出态光场 \hat{b}_{out} 的正交分量进行测量。

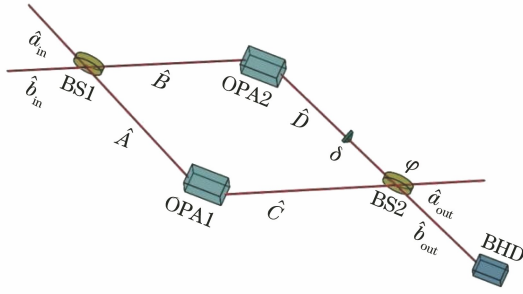


图 1 基于 OPA 的量子干涉仪的原理图

Fig. 1 Schematic diagram of quantum interferometer based on OPA

2.1 理想的量子干涉仪

在量子光学中,电磁场可用与电场强度相关的湮灭算符 \hat{a} 来描述,光场的正交振幅 \hat{X} 和正交相位 \hat{P} 分别对应于湮灭算符 \hat{a} 的实部和虚部,其中 $\hat{X} = \hat{a} + \hat{a}^\dagger, \hat{P} = (\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/i, \hat{a}^\dagger$ 为产生算符,且有对易关系 $[\hat{X}, \hat{P}] = i$ 。

分束器的透射光场和反射光场之间存在 $\pi/2$ 的相位差,而本文中分束器的输入输出的相位差值可以被设置为任意值^[26, 41]。量子干涉仪中一束相干激光和真空光场在第一个分束器的相对相位被控制为 0。两束相敏光场在第二个分束器的相对相位被控制为 φ 。在量子干涉仪中,注入相干态光场 \hat{a}_{in} 和真空态 \hat{b}_{in} ,两者在 50:50 线性光学分束器 BS1 中耦合,BS1 输出的光场 \hat{A} 和 \hat{B} 分别为

$$\begin{cases} \hat{A} = (\hat{a}_{in} - \hat{b}_{in}) / \sqrt{2} \\ \hat{B} = (\hat{a}_{in} + \hat{b}_{in}) / \sqrt{2} \end{cases} \quad (1)$$

光场 \hat{A} 和 \hat{B} 被两个 OPA 分别放大为 \hat{C} 和 \hat{D} , \hat{C} 和 \hat{D} 的表达式为

$$\begin{cases} \hat{C} = G\hat{A} + g \exp(i\varphi_p) \hat{A}^\dagger \\ \hat{D} = G\hat{B} + g \exp(i\varphi_p) \hat{B}^\dagger \end{cases}, \quad (2)$$

式中: g 和 G 为 OPA 的振幅增益,且 $|G|^2 - |g|^2 = 1; \varphi_p$ 为泵浦场与信号场之间的相位差;上标 \dagger 为厄米算符。当 OPA 在参量放大条件下工作时, $\varphi_p = 0$ 。

在模式 \hat{D} 上引入了一个相移 φ ,并将线性

50:50 分束器 BS2 作为光束合束器来完成干涉。干涉仪的输出光场可表示为

$$\begin{aligned} \hat{b}_{out} &= [\hat{D} \exp(i\varphi) - \hat{C}] / \sqrt{2} = \\ &\cos \frac{\varphi}{2} \exp\left(i \frac{\varphi}{2}\right) (G\hat{b}_{in} + g\hat{b}_{in}^\dagger) + \\ &i \sin \frac{\varphi}{2} \exp\left(i \frac{\varphi}{2}\right) (G\hat{a}_{in} + g\hat{a}_{in}^\dagger). \end{aligned} \quad (3)$$

干涉仪两臂之间的相对相位保持为 $\varphi = \pi + \delta$ ($\delta \ll 1$),其中 δ 为微小相变量。基于 BHD,得到了正交相位 \hat{P} 的表达式,即

$$\begin{aligned} A(\hat{P}_{b_{out}}^2) &= \\ &\cos^2 \frac{\varphi}{2} A \left\{ \left[G\hat{P}_{b_{in}}\left(\frac{\varphi}{2}\right) - g\hat{P}_{b_{in}}\left(-\frac{\varphi}{2}\right) \right]^2 \right\} + \\ &\sin^2 \frac{\varphi}{2} A \left\{ \left[G\hat{X}_{a_{in}}\left(\frac{\varphi}{2}\right) + g\hat{X}_{a_{in}}\left(-\frac{\varphi}{2}\right) \right]^2 \right\} \approx \\ &(G - g)^2 + 2(I_{ps} - g^2)\delta^2, \end{aligned} \quad (4)$$

式中:相敏光场强度 $I_{ps} = A(\hat{D}^\dagger \hat{D}) = \frac{1}{2}(G + g)^2 I_0 + g^2$,其中 I_0 为注入干涉仪光子数; $A(\cdot)$ 代表平均运算; $\hat{P}_{b_{in}}(\pm \frac{\varphi}{2}) = -i \exp(\pm i \frac{\varphi}{2}) \hat{b}_{in} + i \exp(\mp i \frac{\varphi}{2}) \hat{b}_{in}^\dagger$; $\hat{X}_{a_{in}}(\pm \frac{\varphi}{2}) = \exp(\pm i \frac{\varphi}{2}) \hat{a}_{in} + \exp(\mp i \frac{\varphi}{2}) \hat{a}_{in}^\dagger$ 。通过将量子干涉仪的信噪比(SNR)取为 1,得到了量子干涉仪的灵敏度 $\Delta\varphi$

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \sqrt{\frac{(G - g)^2}{2(I_{ps} - g^2)}} \approx \\ &\sqrt{\frac{1}{2I_{ps}(G + g)^2}} \approx \frac{1}{2G} \sqrt{\frac{1}{2I_{ps}}}. \end{aligned} \quad (5)$$

因此,当 $I_{ps} \gg g^2, G \gg 1$ 时,理想量子干涉仪相比 SQL 量子干涉仪的灵敏度 $[\sqrt{1/(2I_{ps})}]$ 可以提高 $2G$ 倍。

2.2 考虑损耗的量子干涉仪

量子干涉仪的灵敏度主要受到三种损耗的影响,即 OPA 的内腔损耗 L_0 、干涉仪的内部传输损耗 L_1 和干涉仪的外部总损耗 L_3 。

朗之万方程可以描述具有内腔损耗的 OPA,其表达式为

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -\left(j\omega_a + \frac{\gamma}{2} + \frac{L_0}{2}\right)\hat{a} +$$

$$k\hat{a}^\dagger \exp(-2j\omega_a t) - \sqrt{\gamma}\hat{a}_{in} - \sqrt{L_0}\hat{c}_{in}, \quad (6)$$

式中: k 为非线性系数,与泵浦振幅成正比; γ 为腔

输入输出镜的透射率; ω_a 为光场的频率; \hat{c}_{in} 为损耗引入的真空噪声。通过求解内腔损耗的朗之万方程, OPA 的输出场 \hat{C}' 和 \hat{D}' 可以表示为

$$\begin{cases} \hat{C}' = G_1 \hat{A} + g_1 \hat{A}^\dagger + G_2 \hat{A}_0 + g_2 \hat{A}_0^\dagger \\ \hat{D}' = G_1 \hat{B} + g_1 \hat{B}^\dagger + G_2 \hat{B}_0 + g_2 \hat{B}_0^\dagger \end{cases}, \quad (7)$$

式中: \hat{A}_0 和 \hat{B}_0 为真空噪声; 参数 G_1 、 g_1 、 G_2 和 g_2 为朗之万方程的解, 其表达式为

$$\begin{cases} G_1 = \frac{k^2 + [(\gamma + L_0)/2 - j\Omega][(\gamma - L_0)/2 + j\Omega]}{k^2 - [(\gamma + L_0)/2 - j\Omega]^2} \\ g_1 = \frac{k\gamma}{k^2 - [(\gamma + L_0)/2 - j\Omega]^2} \\ G_2 = \frac{\sqrt{\gamma L_0} [(\gamma + L_0)/2 - j\Omega]}{k^2 - [(\gamma + L_0)/2 - j\Omega]^2} \\ g_2 = \frac{k\sqrt{\gamma L_0}}{k^2 - [(\gamma + L_0)/2 - j\Omega]^2} \end{cases}. \quad (8)$$

当考虑干涉仪内部传输损耗 L_1 时, 光场模式 $\hat{C}^{(L)}$ 和 $\hat{D}^{(L)}$ 的表示为

$$\begin{cases} \hat{C}^{(L)} = \sqrt{(1-L_1)}\hat{C}' + \sqrt{L_1}\hat{C}_0 \\ \hat{D}^{(L)} = \sqrt{(1-L_1)}\hat{D}' + \sqrt{L_1}\hat{D}_0 \end{cases}, \quad (9)$$

式中: \hat{C}_0 和 \hat{D}_0 为干涉仪损耗引入的真空噪声。

同时, 当考虑干涉仪的外部总损耗 L_3 时, 量子干涉仪的输出光场 $\hat{b}_{out}^{(L)}$ 为

$$\hat{b}_{out}^{(L)} = \sqrt{(1-L_3)} \{ \sqrt{\zeta^2} [\hat{D}^{(L)} \exp(i\varphi) - \hat{C}^{(L)}] / \sqrt{2} + \sqrt{1-\zeta^2} \hat{E}_0 \} + \sqrt{L_3} \hat{F}_0, \quad (10)$$

式中: \hat{E}_0 和 \hat{F}_0 为干涉仪损耗引入的真空噪声; ζ 为量子干涉仪的干涉效率。干涉仪外的总损耗为 $L_3 = 1 - (1 - L_2)\eta\xi^2$, 其中 L_2 为干涉仪的外部传输损耗, η 为 895 nm 波长处二极管的量子效率, ξ 为 BHD 的干涉效率。量子干涉仪输出场的噪声为

$$A \{ [\Delta \hat{P}_{b_{out}^{(L)}}]^2 \} = 1 + (1 - L_1)(1 - L_3)\zeta^2 [(G_1 - g_1)^2 + (G_2 - g_2)^2 - 1]. \quad (11)$$

损耗情况下量子干涉仪的灵敏度为

$$\Delta\varphi^{(L)} = \sqrt{\frac{1 + (1 - L_1)(1 - L_3)\zeta^2 [(G_1 - g_1)^2 + (G_2 - g_2)^2 - 1]}{2(1 - L_1)(1 - L_3)(I'_{ps} - g_1^2 - g_2^2)\zeta^2}}, \quad (12)$$

式中: 损耗情况下相敏光场的强度 $I'_{ps} = A[(\hat{D}')^\dagger \hat{D}'] = \frac{1}{2} G_p I_0 + g_1^2 + g_2^2$, OPA 的增益 $G_p = \left(\frac{1}{1 - \sqrt{p/p_{th}}} \right)^2$, 其中 p 和 p_{th} 分别为注入 OPA 的泵浦功率和 OPA 的阈值。此外, 给出了与量子干涉仪灵敏度有关的信噪比提高值 (SNRI) 的表示方法

$$R_{SNRI} = R_{SNR_Q} - R_{SNR_C} = -20 \lg \frac{\Delta\varphi^{(L)}}{\Delta\varphi_{SQL}}, \quad (13)$$

式中: $\Delta\varphi_{SQL}$ 为使用经典方法可实现的最佳相位灵敏度; R_{SNR_Q} 为量子干涉仪的信噪比; R_{SNR_C} 为经典马赫-曾德尔干涉仪的信噪比, 即 SQL。

3 基于光学参量放大器的量子干涉仪的理论结果和性能分析

分析了干涉仪内部传输损耗、干涉仪外部传输损耗、OPA 的内腔损耗、OPA 增益、注入干涉仪光子数和分析频率等因素对基于 OPA 的量子干涉仪

的影响。

量子态对损耗非常敏感。干涉仪内部传输损耗主要由高反镜的反射率决定。干涉仪外部总损耗主要由干涉仪外部传输损耗、BHD 干涉效率和光电二极管的量子效率决定。图 2 描述了量子干涉仪的 SNRI 随干涉仪内部传输损耗和外部总损耗的变化关系。其他参数选取为光波长为 895 nm, 注入干涉仪光子数为 $I_0 = 4.50 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, OPA 的输入输出镜透过率为 $\gamma = 0.05$, 内腔损耗为 $L_0 = 0.006$, OPA 的增益为 $G_p = 15$, 干涉仪的干涉效率为 $\zeta = 0.98$, 分析频率为 $\Omega = 2 \text{ MHz}$ 。从量子干涉仪的 SNRI 随干涉仪内部传输损耗和外部总损耗的变化关系可以看出, 量子干涉仪的灵敏度随干涉仪内部、外部损耗的增大而降低。通过减小系统的损耗, 特别是干涉仪外部总损耗, 可以显著提高相位测量的灵敏度。此外, 通过优化镀膜可以进一步提高量子干涉仪的信噪比。

OPA 的内腔损耗不仅影响压缩态的质量, 还决定量子干涉仪的性能。图 3 描述了量子干涉仪灵敏

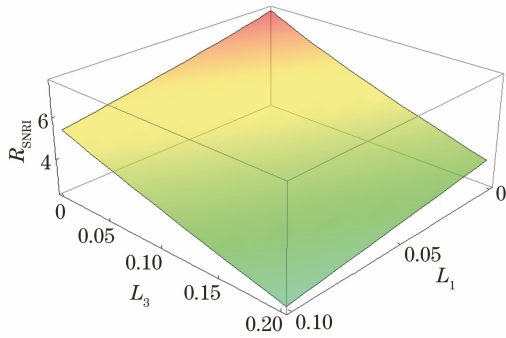


图 2 量子干涉仪的 SNRI 随干涉仪内部损耗和外部总损耗的变化

Fig. 2 SNRI of quantum interferometer varying with internal loss and total external loss of interferometer

度随 OPA 内腔损耗的变化关系,其中实线、虚线和点线分别是考虑损耗情况下的量子干涉仪灵敏度 [(12)式]、SQL 和理想情况下的量子干涉仪灵敏度 [(5)式]。其他参数选取为光波长为 895 nm,注入干涉仪光子数为 $I_0 = 4.50 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$,OPA 的输入输出镜透过率为 $\gamma = 0.05$,OPA 的增益为 $G_p = 15$,量子干涉仪的内部传输损耗为 $L_1 = 0.005$,量子干涉仪的外部总损耗为 $L_3 = 0.110$,量子干涉仪的干涉效率为 $\zeta = 0.98$,分析频率为 $\Omega = 2 \text{ MHz}$ 。从图 3 中可以看出,SQL 和理想情况下的量子干涉仪灵敏度不依赖于内腔损耗,通过降低内腔损耗量子干涉仪的灵敏度可以不断地接近理想灵敏度;当内腔损耗较大时,量子干涉仪的灵敏度会接近 SQL。内腔损耗是衡量 OPA 性能的重要参数,当其为千分之几时,OPA 才能处于工作状态,因此在实验操作中不断降低内腔损耗是必要且有意义的。由于干涉仪内部和外部损耗的限制,量子干涉仪灵敏度高于理想的灵敏度。

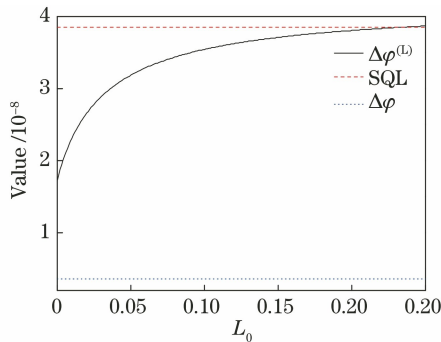


图 3 量子干涉仪灵敏度随 OPA 内腔损耗的变化
Fig. 3 Sensitivity of quantum interferometer varying with intracavity loss of OPA

由于 OPA 的增益决定了压缩态的压缩度,故其会影响量子干涉仪的性能。图 4 描述了注入干涉

仪光子数 I_0 分别为 4.50×10^{12} (实线), 2.25×10^{13} (虚线), $4.50 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (点线) 时,量子干涉仪的灵敏度随 OPA 的增益 G_p 的变化关系。其他参数选取为光波长为 895 nm,OPA 的输入输出镜透过率为 $\gamma = 0.05$,内腔损耗为 $L_0 = 0.006$,干涉仪的内部传输损耗为 $L_1 = 0.005$,干涉仪的外部总损耗为 $L_3 = 0.110$,分析频率为 $\Omega = 2 \text{ MHz}$ 。从图 4 中可以看出,量子干涉仪的灵敏度随着 OPA 增益的增加而提高,当增益达到一定值时量子干涉仪的灵敏度提高不明显。因此,当将 OPA 的增益值选为 10 以上时,灵敏度可以接近最优效果。注入干涉仪光子数在不同的 OPA 增益条件下对应不同的相敏光场强度 I'_{ps} ,而只要相敏光场强度 I'_{ps} 增大就可以得到更好的灵敏度。因此,从图 4 中可以发现,量子干涉仪的灵敏度随注入干涉仪的光子数的增加而提高。对于生物组织,过强的相敏场强将破坏生物组织,为此需要通过降低散粒噪声的方式来提高灵敏度。量子干涉仪在放大相敏光场强度的同时,可以降低噪声,故其可以提高灵敏度并突破量子噪声极限 [(5)式]。因此,量子干涉仪可以测量淹没于量子噪声中的微弱信号。

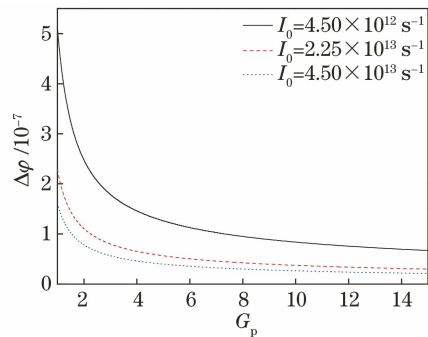


图 4 不同 I_0 下量子干涉仪的灵敏度随 OPA 增益的变化
Fig. 4 Sensitivity of quantum interferometer varying with gain of OPA under different I_0

OPA 的输入输出镜透过率不仅决定了压缩态的压缩度,还影响压缩态的带宽,进而也会影响量子干涉仪的性能。图 5 描述了 OPA 的输入输出镜透过率 γ 分别为 0.02 (实线)、0.05 (虚线) 和 0.10 (点线) 时量子干涉仪的 SNRI 随分析频率的变化关系。其他参数选取为光波长为 895 nm,注入干涉仪光子数为 $I_0 = 4.50 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$,内腔损耗为 $L_0 = 0.006$,OPA 的增益为 $G_p = 15$,量子干涉仪的内部传输损耗为 $L_1 = 0.005$,量子干涉仪的外部总损耗为 $L_3 = 0.110$ 。在 OPA 腔长不变的条件下,腔镜不同的透过率对应不同的线宽,且透过率越大,线宽越大。从

图 5 中可以看出,量子干涉仪的 SNRI 随 OPA 输入输出镜透过率的增大而增加。然而,透过率越大,OPA 的阈值越高,进而达到相同增益所需的泵浦功率越高,故实验中需要选取合适的透过率。此外,测量时在 OPA 的线宽允许范围内选取合适的分析频率也很重要。由于低频段容易受到其他低频噪声的干扰,故在实验中通常选取的分析频率约为 2 MHz。

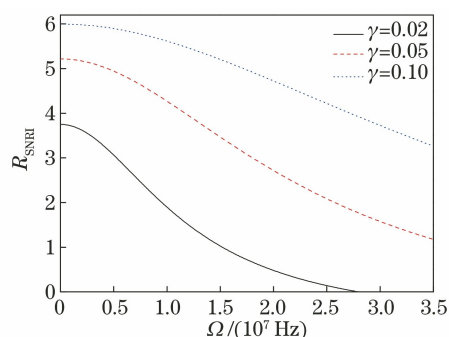


图 5 不同 γ 下量子干涉仪的 SNRI 随分析频率的变化

Fig. 5 SNRI of quantum interferometer varying with analysis frequency under different γ

由以上理论分析可知,量子干涉仪可以通过同时放大相敏场强和降低量子噪声来提高灵敏度,进而超越 SQL。通过降低量子干涉仪中各种损耗,尤其是 OPA 的内腔损耗可以显著提高干涉仪的灵敏度。通过选取合适的 OPA 的输入输出镜透过率可以获取需要的量子干涉仪分析频率的带宽,并且增加 OPA 的输入输出镜的透过率,可以进一步增大量子干涉仪的测量带宽。

4 结 论

利用两个 OPA 可以构建一个具有确定性相位灵敏度增强的量子干涉仪。由于其可以实现同时放大相敏场强和降低量子噪声,故其灵敏度可以突破 SQL,并且能够测量淹没于量子噪声中的微小信号的变化。分析了量子干涉仪中多个参数对其性能的影响。通过改变注入干涉仪光子数和 OPA 的增益,可以操控量子干涉仪的灵敏度。通过降低量子干涉仪的内部传输损耗、外部总损耗和 OPA 的内腔损耗,可以进一步提高量子干涉仪的灵敏度。此外,通过增加 OPA 的输入输出镜的透过率,能够增大量子干涉仪的测量带宽。该研究结果为量子干涉仪的进一步优化提供了直接参考。

参 考 文 献

- [1] Mason D, Chen J X, Rossi M, et al. Continuous force and displacement measurement below the standard quantum limit [J]. *Nature Physics*, 2019, 15(8): 745-749.
- [2] Taylor M A, Janousek J, Daria V, et al. Subdiffraction-limited quantum imaging within a living cell [J]. *Physical Review X*, 2014, 4(1): 011017.
- [3] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 061102.
- [4] Caves C M. Quantum-mechanical noise in an interferometer [J]. *Physical Review D*, 1981, 23(8): 1693-1708.
- [5] Bondurant R S, Shapiro J H. Squeezed states in phase-sensing interferometers [J]. *Physical Review D*, 1984, 30(12): 2548-2556.
- [6] Yan Z H, Wu L, Jia X J, et al. Quantum entanglement among multiple memories for continuous variables [J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2021, 4(10): 2100071.
- [7] Zhou Y Y, Yu J, Yan Z H, et al. Entanglement source with high entanglement degree based on wedged nonlinear crystals [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 0727001.
周瑶瑶, 蔚娟, 闫智辉, 等. 基于含楔角非线性晶体的高纠缠度纠缠源 [J]. *光学学报*, 2018, 38(7): 0727001.
- [8] Wu L, Liu Y H, Deng R J, et al. Experimental preparation of bipartite polarization entangled optical fields at 795 nm [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(5): 0527001.
吴量, 刘艳红, 邓瑞婕, 等. 795 nm 两组份偏振纠缠光场的实验制备 [J]. *光学学报*, 2017, 37(5): 0527001.
- [9] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Quantum sensing [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(3): 035002.
- [10] Ma Y Q, Miao H X, Pang B H, et al. Proposal for gravitational-wave detection beyond the standard quantum limit through EPR entanglement [J]. *Nature Physics*, 2017, 13(8): 776-780.
- [11] Lawrie B J, Lett P D, Marino A M, et al. Quantum sensing with squeezed light [J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(6): 1307-1318.
- [12] Mitchell M W, Lundeen J S, Steinberg A M. Super-resolving phase measurements with a multiphoton entangled state [J]. *Nature*, 2004, 429(6988): 161-164.
- [13] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Quantum metrology [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(1): 010401.

- [14] Nagata T, Okamoto R, O'Brien J L, et al. Beating the standard quantum limit with four-entangled photons[J]. *Science*, 2007, 316(5825): 726-729.
- [15] Huo M R, Qin J L, Sun Y R, et al. Generation of intensity difference squeezed state of light at optical fiber communication wavelength [J]. *Journal of Quantum Optics*, 2018, 24(2): 134-140.
霍美如, 秦际良, 孙颖榕, 等. 光纤通信波段强度差压缩态光场的实验制备[J]. *量子光学学报*, 2018, 24(2): 134-140.
- [16] Zhang C, Feng J X, Li Y J, et al. Investigation on the transmission characteristic of squeezed vacuum state over optical fibers [J]. *Journal of Quantum Optics*, 2021, 27(1): 8-14.
张超, 冯晋霞, 李渊骥, 等. 压缩真空态光场在光纤中传输特性的研究[J]. *量子光学学报*, 2021, 27(1): 8-14.
- [17] Xiao M, Wu L A, Kimble H J. Precision measurement beyond the shot-noise limit [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(3): 278-281.
- [18] Grangier P, Slusher R E, Yurke B, et al. Squeezed-light-enhanced polarization interferometer [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(19): 2153-2156.
- [19] Tse M, Yu H, Kijbunchoo N, et al. Quantum-enhanced advanced LIGO detectors in the era of gravitational-wave astronomy [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(23): 231107.
- [20] McKenzie K, Shaddock D A, McClelland D E, et al. Experimental demonstration of a squeezing-enhanced power-recycled Michelson interferometer for gravitational wave detection [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(23): 231102.
- [21] Goda K, Miyakawa O, Mikhailov E E, et al. A quantum-enhanced prototype gravitational-wave detector[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(6): 472-476.
- [22] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, et al. Quantum enhancement of the zero-area Sagnac interferometer topology for gravitational wave detection [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 251102.
- [23] Aasi J, Abadie J, Abbott B P, et al. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7: 613-619.
- [24] Yurke B, McCall S L, Klauder J R. SU(2) and SU(1, 1) interferometers [J]. *Physical Review A*, 1986, 33(6): 4033-4054.
- [25] Plick W N, Dowling J P, Agarwal G S. Coherent-light-boosted, sub-shot noise, quantum interferometry[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(8): 083014.
- [26] Ou Z Y. Enhancement of the phase-measurement sensitivity beyond the standard quantum limit by a nonlinear interferometer [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(2): 023815.
- [27] Hudelist F, Kong J, Liu C J, et al. Quantum metrology with parametric amplifier-based photon correlation interferometers [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3049.
- [28] Manceau M, Leuchs G, Khalili F, et al. Detection loss tolerant supersensitive phase measurement with an SU(1, 1) interferometer [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(22): 223604.
- [29] Coelho A S, Barbosa F A S, Cassemiro K N, et al. Three-color entanglement [J]. *Science*, 2009, 326(5954): 823-826.
- [30] Roslund J, de Araujo R M, Jiang S F, et al. Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 109-112.
- [31] Chen M, Menicucci N C, Pfister O. Experimental realization of multipartite entanglement of 60 modes of a quantum optical frequency comb [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(12): 120505.
- [32] Yan Z H, Wu L, Jia X J, et al. Establishing and storing of deterministic quantum entanglement among three distant atomic ensembles [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 718.
- [33] Zhou Y Y, Yu J, Yan Z H, et al. Quantum secret sharing among four players using multipartite bound entanglement of an optical field[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(15): 150502.
- [34] Huo M R, Qin J L, Cheng J L, et al. Deterministic quantum teleportation through fiber channels [J]. *Science Advances*, 2018, 4(10): eaas9401.
- [35] Asavanant W, Shiozawa Y, Yokoyama S, et al. Generation of time-domain-multiplexed two-dimensional cluster state [J]. *Science*, 2019, 366(6463): 373-376.
- [36] Larsen M V, Guo X S, Breum C R, et al. Deterministic generation of a two-dimensional cluster state[J]. *Science*, 2019, 366(6463): 369-372.
- [37] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, et al. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(11): 110801.
- [38] Yan Z H, Qin J L, Qin Z Z, et al. Generation of non-classical states of light and their application in deterministic quantum teleportation[J]. *Fundamental Research*, 2021, 1(1): 43-49.
- [39] Sun Y R, Huo M R, Yan Z H, et al. Quantum

teleportation based on four-partite entangled states [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(5): 0527001.

孙颖榕, 霍美如, 闫智辉, 等. 基于四组分纠缠态的量子离物传态 [J]. *光学学报*, 2018, 38(5): 0527001.

[40] Zuo X J, Yan Z H, Feng Y N, et al. Quantum interferometer combining squeezing and parametric

amplification[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(17): 173602.

[41] Campos R A, Saleh B E A, Teich M C. Quantum-mechanical lossless beam splitter: SU(2) symmetry and photon statistics[J]. *Physical Review A*, 1989, 40(3): 1371-1384.