



非临界压缩光场探测的实验方案研究

刘鹏 李娟 项晓 曹明涛 董瑞芳 刘涛 张首刚

Experimental scheme of non-critical squeezed light field detection

Liu Peng Li Juan Xiang Xiao Cao Ming-Tao Dong Rui-Fang Liu Tao Zhang Shou-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 010301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211212

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211212>

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

非临界压缩光场探测的实验方案研究*

刘鹏¹⁾²⁾ 李娟¹⁾ 项晓¹⁾ 曹明涛^{1)†} 董瑞芳^{1)2)‡} 刘涛¹⁾²⁾ 张首刚¹⁾²⁾

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2021 年 6 月 29 日收到; 2021 年 9 月 9 日收到修改稿)

压缩态光场作为一种重要的量子光源, 在量子计算、量子通信、精密测量等领域有广泛的应用前景. 在非临界压缩光场产生的理论预测中, 阈值以上泵浦的简并光学参量振荡器 (DOPO) 产生横向空间分布为一阶厄米高斯模式的非临界压缩光场, 具有对泵浦光功率波动鲁棒性的量子特性, 因此在实验中具有重要的应用价值. 然而该非临界压缩光场的横向幅角随机旋转, 导致无法利用本底探针光对其压缩特性进行稳定的平衡零拍实验探测. 本文提出利用 DOPO 同时产生的与压缩光场空间正交的明亮光场作为本底探针光的实验探测方案. 理论分析表明, 该方案虽然引入了真空噪声, 但可以很好地抵消压缩光场空间模式随机旋转引入的探测输出动态波动, 得到 3 dB 的稳定探测结果, 且对本底探针光的相位波动具有鲁棒性. 因此该探测方案对于非临界压缩光场的实验研究具有重要的实用价值.

关键词: 非临界, 压缩光场, 自发旋转对称破缺**PACS:** 03.65.Ta, 05.45.-a, 42.50.Nn, 42.50.Tx**DOI:** 10.7498/aps.71.20211212

1 引言

压缩态光场是指光场某一正交分量的噪声起伏低于相干态^[1], 其低噪声等量子特性使其成为量子传感^[2]、量子计算算法^[3,4]、以及精密测量^[5-7]等领域的重要资源, 例如在非线性干涉仪中使用压缩光场携带相敏信号从而实现了突破散粒噪声极限的相敏测量^[8]. 高品质压缩光场的制备和探测是实现其在量子信息领域应用的关键^[1,9-11], 因此提高压缩光场的质量和实验可靠性一直是该领域的重要研究目标.

压缩态光场通常是通过放置在光学腔内的二阶非线性晶体中的参量下转换过程 (PDC) 产生

的, 即所谓的光学参量振荡器 (OPO). 1986 年德克萨斯大学的研究人员^[12]首次利用运转于阈值以下的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了 65% (4.5 dB 压缩). 随着压缩光场制备技术的发展, 利用连续激光泵浦的光学参量振荡器 (OPO) 已经实现了高达 15 dB 真空压缩态^[13]和 12.6 dB 明亮压缩态的实验制备^[14]. 上述高质量压缩光场的制备均是在临界状态下产生的, 表现为输出光场的量子特性与腔体动力学的分叉点即阈值有关, 理论研究表明当泵浦功率等于阈值时光场的非经典特性被最大化. 泵浦功率越接近阈值, 非经典特性就越明显^[12,15,16]. 一旦偏离临界点, 输出光场的压缩特性就会迅速退化^[17-19].

2008 年西班牙 Valcarcel 研究组^[20]首次提出

* 国家自然科学基金 (批准号: 12033007, 61875205, 61801458, 91836301)、中国科学院前沿科学重点研究项目 (批准号: QYZDB-SW-SLH007)、中国科学院战略性先导科技专项 C 类项目 (批准号: XDC07020200)、中国科学院“西部青年学者”项目 (批准号: XAB2019B17, XAB2019B15) 和中国科学院重点项目 (批准号: ZDRW-KT-2019-1-0103) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mingtaocao@ntsc.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn

基于自发旋转对称破缺机制产生非临界压缩光的理论方案, 利用高斯基模相干光场泵浦简并光学参量振荡器 (DOPO) 使其工作在阈值以上, 光学腔共振于一阶厄米高斯横模, 泵浦光子通过参量下转换产生信号光子 LG_{+1} 与闲置光子 LG_{-1} 之间的相位差不固定, 叠加产生横向幅角随机旋转的一阶厄米高斯模式的明亮光场 (表征为 HG_{10} , 称为亮模式), 同时产生垂直于这个横向模式的真空压缩光场 (表征为 HG_{01} , 称为暗模式). 量子噪声驱动亮模空间幅角随机旋转, 伴随着亮模空间幅角共轭量噪声起伏的减小, HG_{10} 模式的角度梯度对应与之空间正交的 HG_{01} 模式, 因此暗模的正交位相分量被完美压缩且与泵浦功率无关, 该真空压缩光场又称为非临界压缩光场. 暗模位相分量被压缩的同时, 与之相共轭正交振幅分量的噪声没有增加, 这一似乎违背不确定性关系的噪声特性是由于自发旋转对称破缺特性导致. 2010 年该研究组 [21] 进一步给出了详细的量子理论分析, 指出本系统中暗模正交位相分量对应的共轭项并非与其正交的振幅分量, 而是对应亮模随机旋转的横向幅角 α . 此外他们也对注入种子光 [22] 和腔体的各向异性 [23] 对非临界压缩的影响进行了理论分析. 然而基于连续光泵浦的 DOPO 工作在阈值以上时频率不简并成分在非线性竞争中占据优势 [24–26], 将阻碍非临界压缩光场的实验现象观测. 2017 年该方案被拓展到基于光频梳同步泵浦光学参量振荡腔 (SPOPO) 的量子光频梳制备 [18], 理论分析结果与 DOPO 的结果相似: 基于阈值以上泵浦简并 SPOPO 的自发旋转对称破缺特性, 将产生横向幅角随机旋转、模式为 HG_{10} 的明亮光束 (亮模), 以及垂直于这个横向模式的高压缩度非临界量子频率梳 (暗模). 由于在 SPOPO 中不必考虑下转换光子的简并性, 因此运转在阈值以上的 SPOPO 是进行非临界压缩光场实验研究的理想平台.

运行在临界状态的压缩产生方案中, 由于输出模式有限的光子数, 某一正交分量的噪声被完全抑制是不可能实现的, 而对非临界压缩光场的研究有可能突破这一限制, 获得更高质量的压缩光场. 同时相比临界压缩光场的量子特性受限于光学腔的阈值 [15–17, 27–29], 非临界压缩光场的量子特性不依赖泵浦光功率, 且光场正交振幅分量噪声不会增加, 将会有效地提高实验可靠性.

由于自发旋转对称破缺机制, 暗模的横向幅角

随时间不断演化, 导致基于本底探针光 (local oscillator, LO) 对其进行稳定的平衡零拍实验探测比较困难. 同时, 由于 SPOPO 不可避免地会引入色散, 使得 LO 光与压缩光场之间不易获得好的时域重合性, 从而降低压缩测量结果. 基于此, 本文提出了一种利用腔内同时输出的亮模作为暗模探测 LO 光的非临界压缩光场探测方案. 由于亮模与暗模由同一个非临界腔产生, 二者共线输出, 在时域上具有相同演化特性, 在空间分布上相互垂直, 如果使亮模在空间分布上垂直旋转, 将可以实现对暗模压缩特性的理想探测. 本文提出利用 50/50 分束器将腔内共线输出的混合模式分为两部分, 使用道威棱镜 (Dove) 将分束器其中一臂光束的空间模式旋转 $\pi/2$, 将两臂中的亮模作为对应一臂中暗模探测的 LO 场, 从而抵消模式动态旋转引入的相移. 理论分析表明, 基于该探测方案的光场压缩度不随时间演化, 因此该方案对于阈值以上压缩光场的实验研究具有重要的指导意义.

2 探测方案及理论分析

具体的实验探测方案, 如图 1 所示. 光源部分是基于基模高斯光泵浦 DOPO 产生的非临界压缩光场. 非临界光学腔产生的空间模式相互正交的光场经分束器被分离为两部分 (以 HG_{10} 模式为例), 其中一部分经过 Dove 棱镜后模式旋转 $\pi/2$, 亮模可作为对应一臂中暗模探测的 LO 场, 从而在第二个分束器上进行干涉. 经 Dove 棱镜旋转之后, 亮模的空间模式与暗模时刻匹配, 因此这样的探测方案不需要额外制备 LO 光就可实现对暗模的探测.

亮模与暗模正交分量的压缩特性满足 [21] (下标 b 代表亮模, d 代表暗模):

$$V_{\text{out}}(\omega; X_b) = 1 + \frac{1}{(\sigma - 1)^2 + \omega^2/4}, \quad (1)$$

$$V_{\text{out}}(\omega; X_b) = 1 - \frac{1}{\sigma^2 + \omega^2/4}, \quad (2)$$

$$V_{\text{out}}(\omega; X_d) = 1, \quad (3)$$

$$V_{\text{out}}(\omega; Y_d) = 1 - \frac{1}{1 + \omega^2/4}, \quad (4)$$

其中 σ 为归一化振幅泵浦率; ω 为分析频率 (在一般的实验参数下归一化到 $2\gamma_s = 15$ MHz, γ_s 表示腔内信号场的损耗速率). 当泵浦功率高于阈值

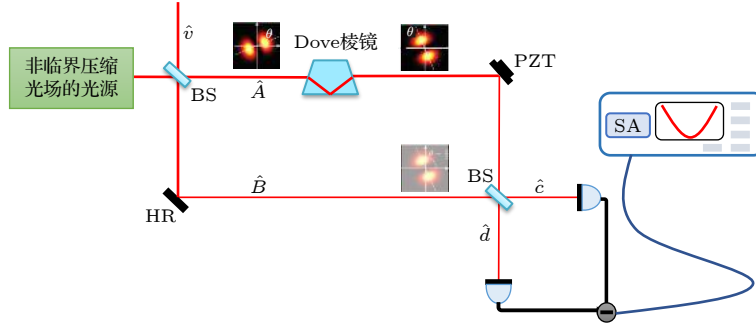

 图 1 非临界压缩光场的探测方案 (以 HG_{10} 模式为例)

 Fig. 1. Detection scheme of non-critical squeezed light field (take HG_{10} mode as an example).

($\sigma > 1$), 亮模的振幅分量被反压缩, 位相分量被压缩, 且距离阈值越近压缩特性越明显. 而暗模的特性比较独特, 其量子特性与泵浦功率无关. 分析频率为 0 时, 暗模位相分量的噪声被完全抑制. 针对混合光场中压缩真空场的探测问题, 文献 [13] 中提出采用初始时刻匹配的 LO 场 (固定空间模式) 进行测量的方案, 假定初始演化时刻暗模的空间模式为 HG_{01} 模, 同时 LO 场使用 HG_{01} 模进行探测. 由于初始时刻暗模横向幅角的随机性, 初始时刻模式匹配的实现在实验中是比较困难的. 当初始时刻模式失配 (暗模旋转角度 α), 使用固定空间模式的 LO 场 (HG_{01} 模) 进行测量时. 由于暗模的旋转比较缓慢, 测量过程中模式的旋转对测量结果影响不大, 因此只考虑初始时刻模式失配对测量结果的影响. 当初始时刻 $\alpha = 0^\circ$ 时, 暗模的正交位相分量满足 (4) 式. 当 $\alpha \neq 0^\circ$ 时, LO 场与暗模的空间模式不完全匹配导致两者之间的干涉可见度下降, 从而影响最终的测量结果. 测量到的噪声谱与干涉可见度的关系为

$$V_\eta(\omega; Y_b) = 1 - \frac{\eta^2}{1 + \omega^2/4}, \quad (5)$$

其中 η 为 LO 场与器件输出随机旋转暗模的干涉可见度. 通过组合 HG_{10} 模与 HG_{01} 模来模拟旋转 α 的暗模 $HG_{01}(\alpha)$, 在 $z = 0$ 平面内, 直角坐标系下 HG_{10} 模和 HG_{01} 模的电场振幅分布为

$$HG_{10}(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\omega_0} H_1 \left[\frac{\sqrt{2}x}{\omega_0} \right] H_0 \left[\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} \right] e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}}, \quad (6)$$

$$HG_{01}(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\omega_0} H_0 \left[\frac{\sqrt{2}x}{\omega_0} \right] H_1 \left[\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} \right] e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}}, \quad (7)$$

其中 H_0 和 H_1 分别为零阶和一阶厄米多项式; ω_0

为光束腰斑. 暗模 $HG_{01}(\alpha)$ 表示为

$$HG_{01}(\alpha) = HG_{10} \cdot \sin \alpha + HG_{01} \cdot \cos \alpha. \quad (8)$$

干涉可见度表示为

$$\eta = \frac{\iint HG_{01} \cdot HG_{01}(\alpha) dx dy}{(HG_{01})^2 dx dy} = \cos \alpha. \quad (9)$$

将 (9) 式代入 (5) 式进一步可以得到暗模正交位相分量的压缩度为

$$V[\omega; \text{dB}] = 10 \log_{10} \left(1 - \frac{\cos^2 \alpha}{1 + \omega^2/4} \right). \quad (10)$$

分别模拟了 $\alpha = 45^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ 时, 使用固定空间模式的 LO 场对暗模进行探测的结果, 如图 2 所示.

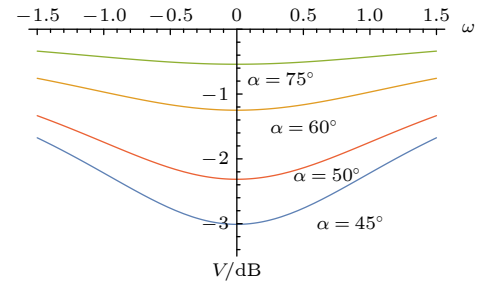


图 2 初始时刻角度不匹配的测量结果

Fig. 2. Measurement results of angle mismatch at the initial moment.

当失配角度 $\alpha = 45^\circ$ 时, 使用固定 LO 场的测量方案最多可以测得 3 dB 的压缩水平. 失配角度增大时, 由于干涉可见度进一步下降, 压缩水平也随之降低. 此外测量过程中暗模横向幅角的随机旋转也将使得测量结果不稳定, 因此初始时刻角度失配和测量过程中模式的随机旋转导致探测结果不稳定.

在图 1 探测方案中, 非临界压缩光源的输出态 $e^{i\theta}\hat{b}_{10} + \hat{d}_{01}$ 和真空态 \hat{v} 通过第一个分束器被分成两

部分 \hat{A} 和 \hat{B} , 其中 θ 为亮模与暗模之间固有的相对位相. \hat{A} 过 Dove 棱镜将光场的空间模式旋转 90° , PZT 对 \hat{A} 引入 ϕ 的相位, \hat{B} 不做处理. 亮模和暗模在第二个分束器上进行干涉, 通过分束器的两束光分别入射在两个光电探测器上, 最后接入频谱分析仪 (SA) 进行分析. 根据线性化理论:

$$\hat{b}_{10} = \beta_{10} + \delta\hat{b}_{10}, \quad (11)$$

$$\hat{d}_{01} = \delta\hat{d}_{01}. \quad (12)$$

假定第一个分束器的振幅反射率和透射率分别为 r 和 t . 过 Dove 棱镜和 PZT 后 \hat{A} 和 \hat{B} 分别表示为

$$\hat{A} = r\hat{e}^{i\phi}\hat{v} + t\hat{e}^{i\phi}(\hat{e}^{i\theta}\beta_{01} + \hat{e}^{i\theta}\delta\hat{b}_{01} + \delta\hat{d}_{10}), \quad (13)$$

$$\hat{B} = t\hat{v} - r(\hat{e}^{i\theta}\beta_{10} + \hat{e}^{i\theta}\delta\hat{b}_{10} + \delta\hat{d}_{01}). \quad (14)$$

经过第二个 50/50 分束器后

$$\hat{c} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{A} + \hat{B}), \quad (15)$$

$$\hat{d} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{A} - \hat{B}). \quad (16)$$

减法器得到的光子数差为

$$n_{cd} = \hat{c}^\dagger\hat{c} - \hat{d}^\dagger\hat{d}, \quad (17)$$

其中忽略 $\hat{v}^\dagger\hat{v}$, $\hat{v}^\dagger\delta\hat{b}_{10}$ 等高阶项, 只保留亮模与暗模的相互作用项, 得到平均光子数差:

$$\begin{aligned} \langle n_{cd} \rangle &= -r^2|\beta_{10}| \langle X_v^{\theta-\phi} \rangle + t^2|\beta_{01}| \langle X_v^{\theta+\phi} \rangle \\ &\quad - rt|\beta_{01}| \langle X_{d01}^{\theta+\phi} \rangle - rt|\beta_{10}| \langle X_{d10}^{\theta-\phi} \rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\langle X_v^{\theta-\phi} \rangle = \langle \hat{e}^{i(\theta-\phi)}\hat{v}^\dagger + \hat{e}^{-i(\theta-\phi)}\hat{v} \rangle$$

和

$$\langle X_{d01}^{\theta+\phi} \rangle = \langle \hat{e}^{i(\theta+\phi)}\delta\hat{d}_{01}^\dagger + \hat{e}^{-i(\theta+\phi)}\delta\hat{d}_{01} \rangle$$

分别为真空态和暗模的正交分量.

对应的光子数起伏为

$$\begin{aligned} \langle (\Delta n_{cd})^2 \rangle &= r^4|\beta_{10}|^2 \langle (\Delta X_v^{\theta-\phi})^2 \rangle + t^4|\beta_{01}|^2 \langle (\Delta X_v^{\theta+\phi})^2 \rangle \\ &\quad + r^2t^2|\beta_{01}|^2 \langle (\Delta X_{d01}^{\theta+\phi})^2 \rangle \\ &\quad + r^2t^2|\beta_{10}|^2 \langle (\Delta X_{d10}^{\theta-\phi})^2 \rangle, \end{aligned} \quad (19)$$

其中

$$\langle (\Delta X_v^{\theta-\phi})^2 \rangle = \delta^2 X_v \cos^2(\theta - \phi) + \delta^2 Y_v \sin^2(\theta - \phi)$$

为真空场起伏. 光电流的噪声起伏中包含了暗模的

正交振幅和正交位相分量, 并且由于第一个分束器中真空态 \hat{v} 的引入, 在最终的探测结果中不可避免地包含了真空噪声的贡献. 由于两臂中不同空间模式的暗模和亮模均来自输出场相同的态, 因此有

$$\delta^2 X_v = \delta^2 Y_v = 1, |\beta|^2 = |\beta_{10}|^2 = |\beta_{01}|^2,$$

$$\delta^2 X_d = \delta^2 X_{d01} = \delta^2 X_{d10}$$

$$\delta^2 Y_d = \delta^2 Y_{d01} = \delta^2 Y_{d10}.$$

$\delta^2 X_d$ 和 $\delta^2 Y_d$ 分别为暗模的正交振幅和正交位相分量, 光子数起伏简化为

$$\begin{aligned} \langle (\Delta n_{cd})^2 \rangle &= r^4|\beta|^2 + t^4|\beta|^2 + r^2t^2|\beta|^2 \delta^2 X_d \cos^2(\theta + \phi) \\ &\quad + r^2t^2|\beta|^2 \delta^2 Y_d \sin^2(\theta + \phi) \\ &\quad + r^2t^2|\beta|^2 \delta^2 X_d \cos^2(\theta - \phi) \\ &\quad + r^2t^2|\beta|^2 \delta^2 Y_d \sin^2(\theta - \phi). \end{aligned} \quad (20)$$

归一化因子为 $|\beta|^2$, 将 (3) 式和 (4) 式代入 (20) 式得到噪声谱:

$$V = 1 - \frac{r^2t^2 [\sin^2(\theta + \phi) + \sin^2(\theta - \phi)]}{1 + \omega^2/4}. \quad (21)$$

由于亮模与暗模是同时产生的, 因此可认为两者之间的相位差为 0, 即 $\theta = 0^\circ$, 噪声谱变为

$$V_1 = 1 - \frac{2r^2t^2 \sin^2 \phi}{1 + \omega^2/4}. \quad (22)$$

当 $r = t = 1/\sqrt{2}$, $\phi = \pi/2$ 时, 在分析频率为 0 处得到噪声谱最小值为 1/2, 因此最大可以得到 3 dB 的压缩水平. 第一个分束器的反射率与透射率决定了真空噪声的填充量 $r^4 + t^4$, 因此可以在噪声谱中对其进行补偿. 当第一个分束器为 50/50 分束器时, 填充量为 1/2, 补偿得到的噪声谱为

$$V_2 = 1 - \frac{\sin^2 \phi}{1 + \omega^2/4}. \quad (23)$$

与文献 [17] 中暗模正交位相分量的完美压缩谱一致. 由于只有空间模式相同的光场才能发生干涉从而对最终的光电流噪声有贡献, 因此使用不是相干态的亮模作为 LO 场对暗模的正交分量噪声没有贡献, 明亮模式只起到了对暗模正交分量的放大作用. 过 Dove 棱镜之后, 完美的模式匹配消除了模式旋转引入的探测输出动态波动, 因此这样的方案是稳定的. 以上讨论了使用连续光泵浦的情况, 而对于非临界压缩光场产生方案中高压压缩量子光频梳的探测, 这样的探测方案更有其独特的优势. 由于亮模和暗模具有相同的时间演化特性, 因

此亮模作为 LO 场与暗模之间有很好的时域重合性, 不需要另外引入光学延迟线实现时域同步, 简化探测部分光路结构的同时, 也可以提高探测效率. 这样的探测方案消除了模式动态旋转引入的相移, 既解决了使用固定空间模式的 LO 场因模式旋转带来的压缩度不稳定的问题, 同时也不需要另外制备 LO 光, 解决了 LO 场匹配的问题.

3 LO 场相位波动和分束器不平衡对压缩水平的影响

在实际实验中 LO 场的相位波动是不可避免的, 在这里表现为 PZT 引入相位 ϕ 的波动, 因此需要考虑 LO 场相位的波动对测量结果的影响.

压缩水平与噪声谱的关系为

$$V_{\text{out}} [\text{dB}] = 10 \log_{10} V. \quad (24)$$

当第一个分束器分光比例为 50/50 时, LO 场相位 ϕ 与压缩水平的关系为

$$V_{\text{out}}^{\phi} [\text{dB}] = 10 \log_{10} \left[1 - \frac{\sin^2 \phi}{2 + \omega^2/2} \right]. \quad (25)$$

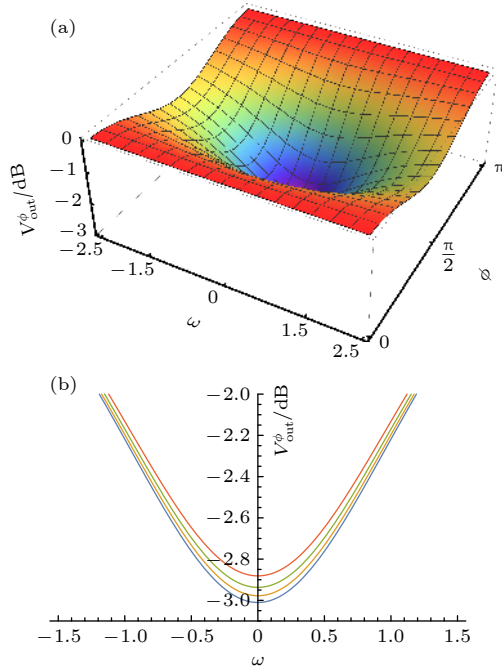


图 3 LO 场相位波动对压缩水平的影响 (a) LO 场相位 $0 \rightarrow \pi$, 分析频率与压缩水平的关系; (b) 不同 LO 场相位下的压缩水平, 从下往上依次对应 LO 光相位 $90^\circ, 85^\circ, 82.5^\circ, 80^\circ$
Fig. 3. (a) The phase of the LO field is from 0 to π , and the relationship between analysis frequency and squeezed level; (b) squeezed levels under different LO field phase, correspond the LO phase $90^\circ, 85^\circ, 82.5^\circ, 80^\circ$ (from bottom to top) respectively.

不同 LO 场相位下压缩度随分析频率 ω 的变化如图 3 所示

图 3(a) 可以看出当 LO 场的相位为 $\pi/2$, 分析频率为 0 时, 有 3 dB 的最优探测结果, 且随着分析频率的增大, $V_{\text{out}}^{\phi} [\text{dB}]$ 随之减小. 图 3(b) 中分析频率为 0 时, 当 ϕ 从 90° 变化到 80° (足够大的相位波动), 压缩度只减小了 0.12 dB , 且随着分析频率的增大, 这种差别越来越小, 因此我们的方案对 LO 场的相位波动具有鲁棒性.

考虑到实际实验中第一个分束器的分光比例不可能严格保持 50/50, 因此有必要分析第一个分束器不平衡对测量结果的影响. 假定 LO 光相位 $\phi = 90^\circ$, 对应压缩度与分束器反射率的关系满足:

$$V_{\text{out}}^r [\text{dB}] = 10 \log_{10} \left[1 - \frac{2r^2 t^2}{1 + \omega^2/4} \right]. \quad (26)$$

分析可知分束器平衡时 ($r = t$), 测量结果是最优的. 如图 4(a) 所示, 分析频率为 0 时, $R = 0.5$ 可以得到 3 dB 的最佳结果 ($R = r^2, T = t^2$). 等高

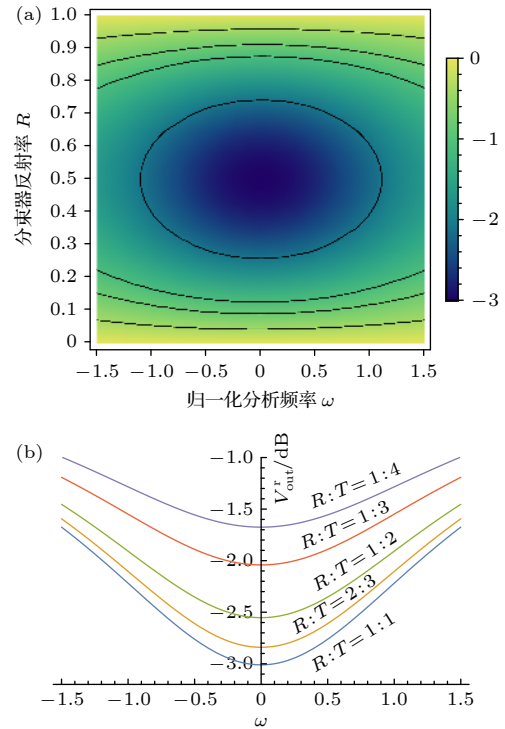


图 4 第一个分束器不平衡对测量结果的影响 (a) 分束器反射率 $0 \rightarrow 1$, 分析频率与压缩水平的关系; (b) 不同分束器反射率下的压缩水平

Fig. 4. The relationship between the reflectivity of the first beam splitter and the squeezed level: (a) The reflectivity of the beam splitter ranges from 0 to 1 , and the relationship between analysis frequency and squeezed level; (b) squeezed level under different beam splitter reflectivity.

线图中最外圈代表 1 dB 压缩曲线, 每个等高线之间的间隔为 0.5 dB. 可以看出在一个固定的分析频率下, 两组和为 1 的反射率 R 可以得到相同的压缩水平. 图 4(b) 为第一个分束器不同的反射率下, 分析频率与压缩水平的关系图. 当 R/T 的值偏离 1, 测量到的压缩水平出现退化, 原因在于分束器的不平衡使得真空噪声的填充增加. 因此第一个分束器的不平衡将会导致测量到的压缩水平降低, 直至暗模正交分量的起伏完全淹没在真空噪声中.

由于真空噪声的引入, 稳定压缩探测方案得到的压缩水平发生退化. 随着光场空间模式分离技术的成熟, 基于亮模与暗模水平和竖直方向两个特征参数的差异可以设计模式分离器对二者进行分离, 而后将亮模空间模式旋转 90° 作为暗模探测的 LO 光, 从而避免引入真空噪声, 探测得到更高的压缩水平.

4 结 论

针对运行在阈值以上器件产生非临界压缩光场的探测问题, 提出了一个不需要另外制备 LO 场的稳定探测方案. 利用亮模与暗模的空间正交性将亮模作为暗模探测的 LO 场, 并对此方案的可行性进行了理论分析, 分析表明光电流起伏中包含了暗模的正交分量. 即使第一个分束器引入了真空噪声, 依然可以得到最优 3 dB 的稳定探测结果, 同时测量结果对 LO 光的相位波动具有鲁棒性. 此外也研究了第一个分束器不平衡对测量结果的影响, 50/50 分束器的测量结果是最优的, 第一个分束器的不平衡会增加真空噪声的填充, 从而导致测量结果退化. 这样的稳定探测方案对非临界压缩光场的实验室探测提供了一定的指导, 同时压缩光场的制备和探测技术拓展到阈值以上将提高信号源的性能和可靠性.

参考文献

[1] Sun H X, Liu K, Zhang J X, Gao J R 2015 *Acta Phys. Sin.*

- 64 234210 (in Chinese) [孙恒信, 刘奎, 张俊香, 郇江瑞 2015 物理学报 64 234210]
- [2] Grote H, Danzmann K, Dooley K L, Schnabel R, Slutsky J, Vahlbruch H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 181101
- [3] Huh J, Guerreschi G G, Peropadre B, McClean J R, Aspuru-Guzik A 2015 *Nat. Photonics* **9** 615
- [4] Arrazola J M, Bromley T R 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 030503
- [5] Otterstrom N, Pooser R C, Lawrie B J 2014 *Opt. Lett.* **39** 6533
- [6] Lamine B, Fabre C, Treps N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 123601
- [7] Treps N, Grosse N, Bowen W P, Fabre C, Bachor H A., Lam P K 2003 *Science* **301** 940
- [8] Zuo X, Yan Z, Feng Y, Ma J, Jia X, Xie C, Peng K 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 173602
- [9] Li S, Pan X, Ren Y, Liu H, Yu S, Jing J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 083605
- [10] Pan X, Yu S, Zhou Y, Zhang K, Zhang K, Lv S, Li S, Wang W, Jing J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 070506
- [11] Zhang K, Wang W, Liu S, Pan X, Du J, Lou Y, Yu S, Lv S, Treps N, Fabre C, Jing J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 090501
- [12] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, Wu H 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
- [13] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [14] Yang W, Shi S, Wang Y, Ma W, Zheng Y, Peng K 2017 *Opt. Lett.* **42** 4553
- [15] de Valcárcel G J, Patera G, Treps N, Fabre C 2006 *Phys. Rev. A* **74** 061801
- [16] Patera G, Treps N, Fabre C, de Valcárcel G J 2009 *Eur. Phys. J. D* **56** 123
- [17] Chalopin B, Scazza F, Fabre C, Treps N 2010 *Phys. Rev. A* **81** 061804
- [18] Navarrete-Benlloch C, Patera G, de Valcárcel G J 2017 *Phys. Rev. A* **96** 043801
- [19] Optics Q *Springer Berlin Heidelberg*
- [20] Navarrete-Benlloch C, Roldán E, de Valcarcel G J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 203601
- [21] Navarrete-Benlloch C, Romanelli A, Roldán E, de Valcárcel G J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043829
- [22] Navarrete-Benlloch C, Roldán E, de Valcárcel G J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043812
- [23] Navarrete-Benlloch C, de Valcárcel G J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 065802
- [24] Fabre C, Cohadon P F, Schwob C 2009 *Quantum Semiclassical Opt.* **9** 165
- [25] Eckardt R C, Nabors C D, Kozlovsky W J, Byer R L 1991 *J. Opt. Soc. Am. B:Opt. Phys.* **8** 646
- [26] Harris S E 2005 *Proc. IEEE* **57** 2096
- [27] Pinel O, Jian P, Medeiros de Araujo R, Feng J, Chalopin B, Fabre C, Treps N 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 083601
- [28] Huo N, Zhou C H, Sun H X, Liu K, Gao J R 2016 *Chin. Opt. Lett.* **14** 062702
- [29] Ma L, Guo H, Sun H, Liu K, Su B D, Gao J R 2020 *Photonics Res.* **8** 1422

Experimental scheme of non-critical squeezed light field detection^{*}

Liu Peng¹⁾²⁾ Li Juan¹⁾ Xiang Xiao¹⁾ Cao Ming-Tao^{1)†}
 Dong Rui-Fang^{1)2)‡} Liu Tao¹⁾²⁾ Zhang Shou-Gang¹⁾²⁾

1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

2) (*School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 29 June 2021; revised manuscript received 9 September 2021)

Abstract

The squeezed state, as an important quantum resource, has great potential applications in quantum computing, quantum communication and precision measurement. In the noncritically squeezed light theory, the predicted noncritically squeezed light can be generated by breaking the spontaneous rotational symmetry occurring in a degenerate optical parametric oscillator (DOPO) pumped above threshold. The reliability of this kind of squeezing is crucially important, as its quantum performance is robust to the pump power in experiment. However, the detected squeezing degrades rapidly in detection, because the squeezed mode orientation diffuses slowly, resulting in a small mode mismatch during the homodyne detection. In this paper, we propose an experimentally feasible scheme to detect noncritically squeezing reliable by employing the spatial mode swapping technic. Theoretically, the dynamic fluctuation aroused by random mode rotation in the squeezing detection can be compensated for perfectly, and 3 dB squeezing can be achieved robustly even with additional vacuum noise. Our scheme makes an important step forward for the experimental generation of noncritically squeezed light.

Keywords: non-critical, squeezed light, spontaneous rotational symmetry breaking

PACS: 03.65.Ta, 05.45.-a, 42.50.Nn, 42.50.Tx

DOI: 10.7498/aps.71.20211212

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12033007, 61875205, 61801458, 91836301), the Frontier Science Key Research Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDB-SW-SLH007), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDC07020200), the “Western Young Scholar” Project of Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XAB2019B17, XAB2019B15), and the Chinese Academy of Sciences Key Project, China (Grant No. ZDRW-KT-2019-1-0103).

[†] Corresponding author. E-mail: mingtaocao@ntsc.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: dongruifang@ntsc.ac.cn