

不完善探测对强度差压缩度及光学测量精度的影响*

薛晨阳 张靖 王海 都江瑞 张天才 谢常德

(山西大学光电研究所, 太原 030006)

摘要 文章讨论了探测系统的传输损耗与非理想探测器对量子相关孪生光束强度差压缩度和低于散离噪声极限光学测量精度的影响,特别推导出两臂不平衡下探测效率的数学表达式,并结合实验参量进行了数值计算,理论分析与实验结果基本一致。

关键词 孪生光子对,光强度调制,散离噪声极限

中图法分类号 O431

0 引言

近年来在实验中已经制备出许多非经典光场,特别是压缩态光场^[1-5],这使灵敏度突破散离噪声极限的精密光学测量成为可能。

内腔参量下转换过程是产生光场压缩态的重要途径之一。法国科学中心量子光学实验室对这一过程进行了理论和实验研究,最后获得了压缩度高达86%的强度差压缩光^[6-9]。利用孪生光子对进行低于SNL的实验也见报导^[10-11]。

我们实验室两个小组分别利用连续稳频倍频Nd:YAG、Nd:YAP激光器泵浦OPO腔,得到了孪生光子对,并利用它进行了低于SNL的光学测量。本文利用全量子理论结合实验结果,对孪生光子对强度差压缩度与强度调制测量进行了理论分析,并对光强调制实验进行数值模拟,计算与实验结果基本符合。

1 理论分析

* 国家自然科学基金和山西省自然科学基金资助项目

收稿日期 1996-12-18

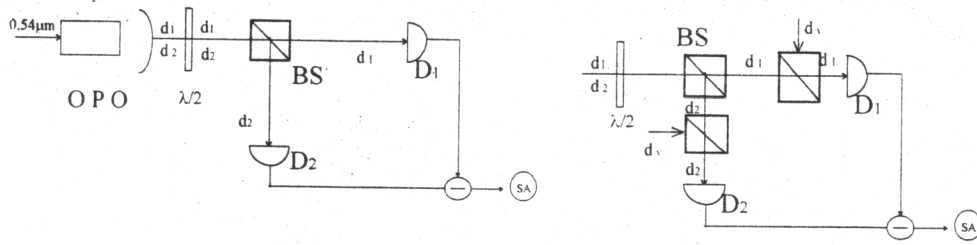


图1 (a)无衰减偏振分束探测 (b)有衰减偏振分束探测

$\frac{\lambda}{2}$ 半波片 SA 频谱分析仪 BS 偏振分束器 ⊖ 减法器

如图1(a)所示,由运转于阈值以上的光学参量振荡腔(OPO)产生的孪生光束(d_1 和 d_2),具有强的量子相关性,其强度差噪声低于散离噪声基准。强度差噪声谱在一定的频率范围内可表示为^[6]:

$$S(\Omega) = S_{SNL} \left(1 - \frac{\xi}{1 + \Omega^2 \tau_c^2} \right) \quad (1)$$

其中 Ω 为噪声频率, S_{SNL} 为散离噪声极限, τ_c 为光子在OPO腔中的寿命, $\xi = \frac{T}{T + \delta}$ 为OPO腔输出耦合效率, T 为OPO腔输出镜的透射率, δ 为OPO腔的额外损耗。 S_{SNL} 是强度为OPO腔输出总光强的相干态光场的噪声功率,即相应的SNL。 d_1 和 d_2 光场自身噪声与相干态比较满足

$$\langle d_i^\dagger d_i d_i^\dagger d_i \rangle - \langle d_i^\dagger d_i \rangle^2 = C \langle d_i^\dagger d_i \rangle \quad (i = 1, 2), \quad C \text{ 为常数} \quad (2)$$

为从实验上探测强度差压缩,在OPO腔输出端与偏振分束器之间插入一可旋转半波片,正如Heidmann等所证明的^[5],当孪生光束的偏振面相对于偏振分束器通光偏振方向的夹角 $\theta = 0^\circ$ 时,谱仪记录的是孪生光束强度差噪声,而当 $\theta = 45^\circ$ 时,获得散离噪声基准(SNL)。

首先不考虑任何损耗,当 $\theta = 0^\circ$ 时,由于两孪生光束偏振方向相互垂直,经偏振分束器分开,分别进入量子效率为100%的探测管 $D_i (i = 1, 2)$,其消灭算符为 d_i ,谱仪(SA)实测的结果是

$$\begin{aligned} \langle \Delta(d_1^\dagger d_1 - d_2^\dagger d_2)^2 \rangle = & \langle d_1^\dagger d_1 d_1^\dagger d_1 \rangle - \langle d_1^\dagger d_1 \rangle^2 + \langle d_2^\dagger d_2 d_2^\dagger d_2 \rangle \\ & - \langle d_2^\dagger d_2 \rangle^2 - \langle d_2^\dagger d_2 d_1^\dagger d_1 \rangle - \langle d_1^\dagger d_1 d_2^\dagger d_2 \rangle \\ & + 2 \langle d_1^\dagger d_1 \rangle \langle d_2^\dagger d_2 \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

如果考虑每一个光臂的探测效率 $\eta_i = \eta_{ai}\eta_{bi}$ (其中 η_{ai} 相当于与光学器件透射率等效的量子效率, η_{bi} 为探测管的量子效率 ($i = 1, 2$)), 根据量子探测理论^[12], 对于不完善探测, 相当于在每个光臂上加入一个分束器, 其只有 $\eta_i^{1/2}$ 比例的振幅透过, 此时被探测的光场的消灭算符为 d'_i , 表示为

$$d'_i = \eta_i^{1/2} d_i + (1 - \eta_i)^{1/2} d_v \quad (4)$$

$$\langle d_i^{\dagger} d'_i \rangle = \eta_i \langle d_i^{\dagger} d_i \rangle \quad (5)$$

$$\langle d_i^{\dagger} d'_i d_i^{\dagger} d'_i \rangle = \eta_i^2 \langle d_i^{\dagger} d_i d_i^{\dagger} d_i \rangle + \eta_i (1 - \eta_i) \langle d_i^{\dagger} d_i \rangle \quad (i = 1, 2) \quad (6)$$

d_v 为真空场算符。

将(4)代入(3)式中, 用(5)和(6)式化简得

$$\begin{aligned} S_{out} &= \langle \Delta (d_1^{\dagger} d'_1 - d_2^{\dagger} d'_2)^2 \rangle \\ &= \eta_1^2 \langle d_1^{\dagger} d_1 d_1^{\dagger} d_1 \rangle + \eta_1 (1 - \eta_1) \langle d_1^{\dagger} d_1 \rangle - \eta_1^2 \langle d_1^{\dagger} d_1 \rangle^2 + \eta_2^2 \langle d_2^{\dagger} d_2 d_2^{\dagger} d_2 \rangle \\ &\quad + \eta_2 (1 - \eta_2) \langle d_2^{\dagger} d_2 \rangle - \eta_2^2 \langle d_2^{\dagger} d_2 \rangle^2 - \eta_1 \eta_2 \langle d_2^{\dagger} d_2 d_1^{\dagger} d_1 \rangle \\ &\quad - \eta_1 \eta_2 \langle d_1^{\dagger} d_1 d_2^{\dagger} d_2 \rangle + 2\eta_1 \eta_2 \langle d_1^{\dagger} d_1 \rangle \langle d_2^{\dagger} d_2 \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

这正是考虑每一臂存在损耗及非理想探测器所得的结果。这个结果低于相应光强为 $I_1 + I_2$ 的相干态光场的平均光子数, 即散离噪声基准 SNL^[5]。

当 $\theta = 45^\circ$ 时, 谱仪(SA)所测的结果是孪生光束中光场 d_1 与 d_2 均匀混合后, 经平衡零拍探测器探测的噪声功率, 与强度为 OPO 腔输出总光强的相干态光场的噪声功率相同, 即为散离噪声基准(SNL)^[5]。在实验中产生孪生光束是近简并的, 所以有

$$\frac{1}{2} S_{SNL} = \langle d_1^{\dagger} d_1 \rangle = \langle d_2^{\dagger} d_2 \rangle \quad (8)$$

实验中探测强度差压缩态, 探测频率一般在 1MHz 以上, 此时, 光场 d_1 与 d_2 的噪声为其平均光强度, 即(2)式中 $C = 1$, 有:

$$\langle d_i^{\dagger} d_i d_i^{\dagger} d_i \rangle - \langle d_i^{\dagger} d_i \rangle^2 = \langle d_i^{\dagger} d_i \rangle \quad (i = 1, 2) \quad (9)$$

由方程(1)、(3)、(8)、(9)可得

$$D \cdot S_{SNL} = -\langle d_2^{\dagger} d_2 d_1^{\dagger} d_1 \rangle - \langle d_1^{\dagger} d_1 d_2^{\dagger} d_2 \rangle + 2 \langle d_1^{\dagger} d_1 \rangle \langle d_2^{\dagger} d_2 \rangle \quad (10)$$

这里 $D = \frac{\xi}{1 + \Omega^2 \tau^2}$ 是 OPO 腔前输出孪生光束之间的强度差压缩度。此式正反映了孪生光子对之间的量子相关性。

(7)可化简为

$$S_{out} = \frac{1}{2} (\eta_1 + \eta_2) S_{SNL} - \eta_1 \eta_2 D S_{SNL} \quad (11)$$

而实测的压缩度

$$D' = \frac{S'_{SNL} - S_{out}}{S'_{SNL}} = \frac{2\eta_1\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} D \quad (12)$$

S'_{SNL} 为实测的散粒噪声基准 SNL

$$S'_{SNL} = \frac{1}{2}(\eta_1 + \eta_2)S_{SNL} \quad (13)$$

当 $D = 1$ 时,

$$S_{out} = \frac{1}{2}\eta_1 S_{SNL} \left(1 - 2\eta_2 + \frac{\eta_2}{\eta_1}\right) \quad (14)$$

与文献[11]结果相同。

当 $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ 时,

$$D' = \eta D \quad (15)$$

图 2 是对(12)式的数值计算结果,说明不同探测效率 η_1 与 η_2 对强度差压缩度的影响。

2 实验与数值模拟对比

我们利用连续稳频倍频 Nd:YAP 激光器输出的 $0.54\mu\text{m}$ 绿光为泵浦源,在 α 切割半整块 KTP 晶体所组成的 OPO 腔内,实现 90°C 非临界相位匹配参量下转换,获得孪生光束输出。OPO 腔直接输出光场的强度差压缩度 D 约 60% (OPO 腔输出耦合

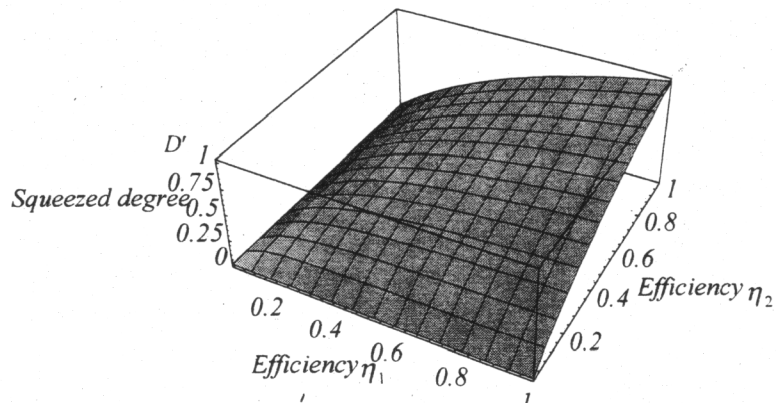


图 2 $D = 1$

镜红外透射 $T = 3\%$, 频率 4-5MHz 内)。

利用所产生的孪生光子对,进行强度调制的测量,实验装置见图 3:在一路光臂上光学器件插入损耗为 17%,MO 为电光调制晶体。另一光臂加相同损耗衰减片,使两臂平衡。调制源用的是一个标准信号源,其频率 f_0 点的输出近似为一个高斯型,调制信号仅加在一臂上相当于在其频率 f_0 点附近额外增加了噪声,调制后光信号噪声功率谱输出为 S_M ,用数值近似回归得到

$$S_M = S_0 \alpha (\exp(-512(f - f_0)) + 1) \quad (16)$$

其中 S_0 为调制前光信号噪声功率谱, α 为调制系数。

设实验中调制光臂 1, 将额外增加的噪声 $\frac{1}{2}\eta_1 S_{SNL}\alpha\exp(-512(f-f_0))$ 加入(11) 式得:

$$S_{out} = \frac{1}{2}(\eta_1\alpha(\exp(-512(f-f_0)) + 1) + \eta_2)S_{SNL} - \eta_1\eta_2DS_{SNL} \quad (17)$$

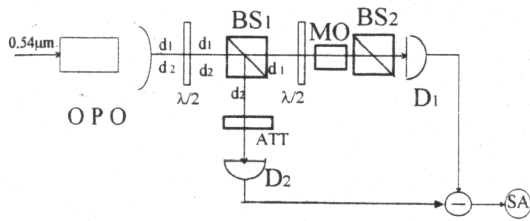


图 3 实验装置

OPO 参量振荡腔 ATT 衰减片
BS 偏振分束器 MO 电光调制器

$$S_{out} = \frac{1}{2}(\eta_1\alpha(\exp(-512(f-f_0)) + 1) + \eta_2)S_{SNL} - \eta_1\eta_2DS_{SNL}$$

$\alpha = 5, D = 0.6, \eta_{ai} = 0.83, \eta_{bi} = 0.88 (i = 1, 2).$
 $S_{SNL} = 1, f_0 = 4.53\text{MHz}$

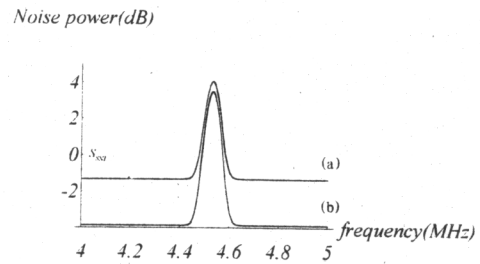


图 4 数值模拟强度调制测量结果

- (a) With uncorrelated two beams
- (b) With quantum correlated twin beams

数值模拟见图 3, 其中压缩度 $D = 60\%$, $\alpha = 5, \eta_{ai} = 0.83, \eta_{bi} = 0.88 (i = 1, 2), f_0 = 4.53 \text{ MHz}$ 均为实验参量, 与实验结果(图 4)基本吻合, 测量结果信号噪声比较 SNL 提高约 2.4dB。

3 结论

我们从全量子理论出发, 分析了不完善探测对强度差压缩度的影响, 并与实验结果进行对比, 给出了实际探测结果的表达式, 为设计测量系统, 提高探测精度提供了理论参考。

参考文献

- 1 R. E. Slusher et. al. *Phys. Rev. Lett.* 1985, **55**:2409
- 2 L. Wu et. al. *Phys. Rev. Lett.* 1986, **57**:2520
- 3 R. M. Selby et. al. *Phys. Rev. Lett.* 1986, **57**:691
- 4 S. Machida et. al. *Phys. Rev. Lett.* 1988, **60**:792
- 5 A. Heidmann et. al. *Phys. Rev. Lett.* 1987, **59**:2555
- 6 J. J. Snyder et. al. *J. Opt. Soc. Am.* 1990, (B)**7**:2132
- 7 Grangier P. et. al. *Phys. Rev. Lett.* 1987, **59**:2153
- 8 Polzik E. S. et. al. *Appl. Phys.* 1992, **B55**. 279
- 9 J. Mertz et. al. *Opt. Lett.* 1991, **16**:1234
- 10 C. D. Nabors and R. M. Shelby. *Phys. Rev. A*, 1990, **42**:556
- 11 P. R. Tapster et. al. *Phys. Rev. A*, 1991, **44**:3266
- 12 郭光灿. 量子光学, 北京:高等教育出版社, 1989. 570

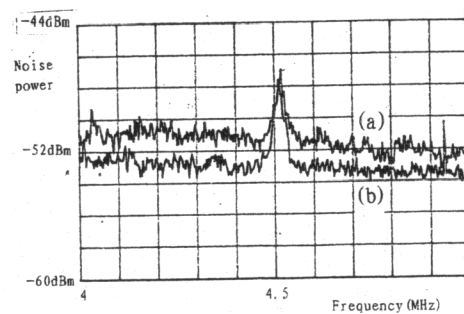


图5 强度调制测量结果

(The rf bandwidth is 30KHz, and the video bandwidth is 100Hz)

(a) With uncorrelated two beams

(b) With quantum correlated twin beams

The Effect of Inefficient Detection on Intensity Difference Squeezing and Optical Measurement Precision

Xue Chenyang Zhang Jing Wang Hai Gao Jiangrui Zhang Tiancai Xie Changde
(Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006)

Abstract

The effect of transmission losses in detection system and inefficient detectors on the intensity difference squeezing between the quantum correlated twin beams and the optical measurement precision beyond the Shot-Noise-Limit (SNL) have been discussed. The mathematical expression of detection efficiency has been deduced for the homodyne detection with unbalanced arms. The numerical computing based on the experimental parameters are correspondence with the experimental results quite well.

Key Words twin-beam, optical amplitude modulation, shot noise limit