

# 光场压缩态的产生及其在亚散粒噪声光学 测量和量子信息中的应用\*

彭 擘

(山西大学光电研究所 教育部量子光学重点实验室 太原 030006)

**摘 要** 光场压缩态是一种非经典光场,它在超标准量子极限(SQL)的高精度光学测量、超低噪声光通信及量子通信等领域有着广泛应用前景,是物理学和信息科学交叉前沿研究课题.文章介绍了光场压缩态的产生及它在亚散粒噪声光学测量(sub-shot-noise-limit optical measurement)和量子信息中的重要应用.

**关键词** 光场压缩态,量子信息,亚散粒噪声

## GENERATION AND APPLICATION OF SQUEEZED STATE LIGHT SUB-SHOT- NOISE-LIMIT OPTICAL MEASUREMENT AND QUANTUM INFORMATION

PENG Kun-Chi

(Institute of Opto-electronics, Shanxi University, The Key Laboratory of Quantum Optics,  
Ministry of Education, Taiyuan 030006, China)

**Abstract** Squeezed state light is a nonclassical optical field which has extensive potential applications in optical measurement with high sensitivity exceeding the standard quantum limit as well as in optical communications and quantum information with extremely low noise. This has given birth to cross-disciplines of physics and information science. An overview is presented of the generation of squeezed state light fields and their important applications in sub-shot-noise-limit optical measurement and quantum information research.

**Key words** squeezed state light field, quantum information, sub-shot-noise-limit

### 1 引言

现代科学技术进展,使光学测量和光学通信的精度已经接近标准量子极限(真空涨落)的水平.当我们把电磁场作为一量子体系处理时,描写电磁场的两正交分量存在无规真空涨落(量子噪声),即使我们采用有效方法去掉测量过程中所有经典误差源的影响,量子噪声仍然存在于各种形式的辐射之中,此量子噪声来源于量子力学本征统计性质.由于量子噪声的存在从根本上限制了光学测量和光学通信精度的进一步提高.因此,减少甚至完全抑制光场量子噪声已经成为理论和实验物理学家30年来十分关心和感兴趣的研究课题.特别是引力波探测和量子信息科学技术的发展,更加促进人们对光场压缩态产生及应用研究的极大关注.

近十几年来的实验研究证明,量子噪声带来的限制能够克服和突破.我们能获得量子噪声小于相干光场量子噪声的光场压缩态,并可用此光场去进行超越标准量子极限的光学测量、超微弱信息的量

子传输和量子通信等.

随着光场量子噪声的压缩,光场量子相干性就显现出来.目前在量子物理中十分引人关注的连续变量非局域性讨论、纠缠态产生、EPR对制备、量子离物传态等量子信息中重要基础实验,都与光场量子相关性有着十分密切的关系.以上问题的深入研究将会把光场压缩态产生及应用研究推向一个更广泛、更重要和更深刻的领域.

目前光场压缩态产生的原理性研究已趋成熟,人们已将注意力转向如何进一步提高压缩态光场的压缩度,并将它尽快应用于各个方面.

设 $\hat{X}^-$ 和 $\hat{X}^+$ 为光场正交振幅和正交位相算符,这时可将对易关系及测不准关系表示为:

$$[\hat{X}^+, \hat{X}^-] = 2i, \quad \Delta\hat{X}^+ \Delta\hat{X}^- \geq 1.$$

这种由海森伯测不准关系所限定的正交分量起伏称为电磁场量子噪声(quantum noise).当 $\Delta\hat{X}^+ \cdot \Delta\hat{X}^- = 1$ 时,是最小测不准态,量值 $\Delta\hat{X}^+ = \Delta\hat{X}^-$ 时,是相干

\* 国家自然科学基金(批准号:69438010,69837010)重点资助项目  
2001-01-11收到

态,即两正交分量具有相同的量子起伏.在光学测量中,以它们的起伏作为量子噪声基准,称为散粒噪声或相干态噪声,此基准即为标准量子噪声极限.

当光场某一场分量的量子起伏低于相干态相应分量起伏时,该光场称为光场压缩态.当  $\Delta\hat{X}^+$  或  $\Delta\hat{X}^- < 1$  时,称为正交振幅(或正交位相)压缩态.

当光场光子数起伏的平方小于平均光子数时,称为光子数压缩态,即  $\Delta n < \sqrt{n}$ .

利用光学参量下转换产生孪生光束强度差之间的量子关联,使其强度差起伏低于相应的标准量子极限.这时,

$$\Delta(I_1 - I_2) < \Delta(I_1 + I_2)$$

成立,称为强度差压缩态.

以上三种压缩态性质完全不同,但又相互联系,从不同角度反映电磁场非经典性.

## 2 压缩态光场产生的实验进展

自 1985 年在实验上首次观察到光场压缩态以来,已发展了许多不同的产生光场压缩态的装置,从其基本工作原理来区分,这些装置大致可分为三类:

(1) 通过光波场和物质非线性相互作用,在相敏放大与衰减过程中使光场正交位相振幅之一的起伏被“压缩”到低于标准量子极限以下,获得正交压缩态光场.

### (a) 单模正交位相压缩态产生有关实验

1985 年, Bell 实验室 R. E. Slusher<sup>[1]</sup> 研究组选用运转于钠原子共振线附近的非简并四波混频作为非线性过程,获得噪声功率相对真空涨落降低 7% 的结果,首次观察到光场压缩态.

1986 年, Texas 大学 J. Kimble 研究组<sup>[2]</sup> 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 63%. 这在当时是令人十分振奋的结果,具体实验由中国科学院物理研究所吴令安等人完成.

1995 年, 德国 Konstanz 大学 Mlynek 研究组利用全固化技术和整块(monolithic)腔装置,获得 72% (5.5dB) 压缩<sup>[3]</sup>. 1998 年, 澳大利亚国立大学 Bachor 小组与山西大学光电研究所合作,利用全固化技术,获得 80% (7dB) 压缩<sup>[4]</sup>.

### (b) 双模(耦合模)正交位相光场压缩态产生实验

在 OPO 中使用 C 切割 KTP 晶体作为非线性介质,参量下转换产生频率近简并而偏振正交的闲置

模和信号模,其耦合模为压缩态光场,信号模与闲置模具有非局域量子关联,可用于产生 EPR 光束和进行量子非破坏测量(QND).耦合模压缩度愈高,两偏振正交模量子关联性愈强.

1989 年, 美国加州理工学院 Kimble 研究组实现 3.6dB 压缩,进而完成了“EPR”佯谬实验研究,证明了两个光场的量子位相相关性<sup>[5]</sup>. 1992 年, 山西大学光电研究所实现 1.5dB (30%) 压缩<sup>[6]</sup>. 1998 年, 山西大学光电研究所实现 3.7—4dB 压缩<sup>[7]</sup>.

整个实验装置稳定可靠,具有倍频效率高的 Nd:YAP 光源,经典增益高( $\sim 200$ )的 OPO 腔.由于 OPO 腔运转阈值低,我们可以使用同一系统获得正交位相压缩和强度差压缩.

1999 年, 山西大学光电研究所利用频率锁定且偏振方向与 KTP 晶体两本征偏振方向夹角为 45° 的种子波,注入运转于阈值以下的非简并光学参量放大器(NOPA),并将腔锁定在种子波频率上,得到了具有严格频率简并、偏振正交明亮的孪生光束,其耦合模为明亮正交位相压缩态光场,压缩度为 3.7dB<sup>[8]</sup>.

(2) 通过直接变换或反馈修正技术去控制半导体激光器电流驱动源,以获得光子数压缩态.

振幅(光子数)压缩态的有关实验如下: 1986 年, 日本电报电话公司 Y. Yamamoto 研究组利用负反馈原理控制和稳定半导体激光器的泵浦电流,使输出光电流起伏谱低于标准量子极限以下 7dB<sup>[9]</sup>. 1991 年, 该组采用激光器与探测器面对面直接耦合,在低温(66K)下,将 LD 强度噪声压缩到散粒噪声极限之下 8.3dB (85%)<sup>[10]</sup>. 1994 年, 在中法量子光学交流计划支持下,法国国家科学研究中心 Grangier 研究组与山西大学光电研究所合作,在常温下,通过外部光栅反馈将激光强度噪声压缩 2.3dB<sup>[11]</sup>. 1997 年, 山西大学光电研究所采用外部 F-P 腔反馈的自锁定结构获得 19.3% 强度压缩,同时在 9kHz—100MHz 范围内观察到 40dB 位相噪声压缩<sup>[12]</sup>.

(3) 利用光学参量下转换产生具有强度相关孪生光束(twin beams),其强度差量子起伏低于标准量子极限,获得强度差压缩态.

强度差压缩态产生的有关实验如下: 1987 年, 法国国家科学研究中心 E. Giacobino 和 C. Fabre 研究组,使用氩离子激光作为泵浦光,通过非简并参量下转换获得信号光、闲置光之间强度差噪声相对于 SQL 下降 30%<sup>[13]</sup>. 1991 年, 该组利用稳频 Nd:YAG (光源),得到 86% 的强度差压缩<sup>[14]</sup>. 1998 年, 山西大

学光电研究所利用  $\alpha$  切割 KTP 和 Nd:YAP 系统 ( $1.08\mu\text{m}$ ) 获得 80% (7dB) 频率近简并强度差压缩. 利用  $\alpha$  切割 KTP 和 Nd:YAG 系统 ( $1.06\mu\text{m}$ ), 获得 88% (9.2dB) 频率非简并强度差压缩<sup>[7,15]</sup>.

### 3 光场压缩态的应用

光场压缩态获得后,原则上允许我们进行灵敏度突破标准量子极限的亚散粒噪声光学测量. 噪声压缩后的非经典光场具有强的量子相关性,在量子信息科学中有着重要的应用前景.

下面介绍目前大家最关心的两个方面的应用:

(1) 亚散粒噪声光学测量及量子测量 (2) 量子信息和量子通信.

#### 3.1 亚散粒噪声高精度光学测量

##### 3.1.1 利用正交位相压缩态光场进行测量研究

1987 年 J. Kimble 研究小组和 R. E. Slusher 研究小组率先将正交压缩真空态光场用于填补干涉仪的“暗”通道,使相移、偏振及光谱测量灵敏度突破散粒噪声水平,信噪比改善 3dB<sup>[16]</sup>.

1992 年 E. S. Plozik 将频率可调的正交压缩真空态光场应用于铯原子光谱测量,测量灵敏度较散粒噪声水平提高 3.1dB<sup>[17]</sup>.

##### 3.1.2 利用强度差压缩光进行亚散粒噪声的微弱吸收测量

1988 年 P. R. Tapster<sup>[18]</sup> 使用氩离子激光器 ( $413.4\text{nm}$ ) 泵浦 KDP (10mm) 晶体产生 60pW 孪生光束. 随后,他们用此孪生光束实现了亚散粒噪声极限的调制吸收测量,测得信噪比较散粒噪声极限提高 4dB<sup>[19]</sup>. 1990 年 C. D. Nabors 等用频率非简并的强度差压缩光进行微弱信号恢复实验研究,获得了信噪比低于散粒噪声极限 2.2dB 的实验结果<sup>[20]</sup>. 同年 J. J. Snyder 等提出利用孪生光束进行微小散射与偏振面旋转的测量方案,由于要求孪生光束的频率简并,至今还未实现<sup>[21]</sup>. 1996 年,山西大学光电研究所提出了利用孪生光束进行微弱吸收光谱学测量的理论方案,并进行了无调制样品微弱吸收测量的实验研究,测量灵敏度较散粒噪声极限提高 2.5dB<sup>[22]</sup>. 随后,我们改进探测装置并提高孪生光束强度差压缩度,使测量灵敏度较散粒噪声极限提高 7dB<sup>[15]</sup>. 1997 年 C. Fabre 等人<sup>[23]</sup> 利用孪生光束完成了双光子吸收光谱学测量,突破散粒噪声极限 1.3dB. 山西大学光电研究所的实验装置原理如图 1 所示.

在具体的实验中,我们使用 Nd:YAP 激光器为

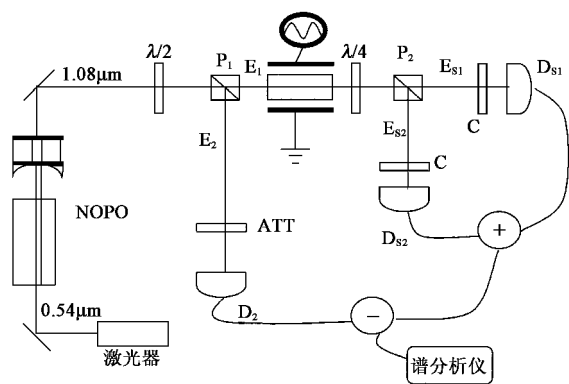


图 1 亚散粒噪声的微弱吸收测量实验装置

光源,沿 EO 晶体  $x$  轴加 3.6MHz 调制电压,调制系数  $M = 2 \times 10^4$ ,  $E_{S1}$  光路中插入可调光衰减器,使  $D_{S1}$ 、 $D_{S2}$  两通道交流信号平衡如图 1 所示,插入损耗使压缩度由 3.5dB 下降到 2.5dB. 在样品池中滴入微量  $\text{Sm}(\text{CPEX})_2\text{Cl}_3(\text{H}_2\text{O})_4$  破坏了  $E_{S1}$ 、 $E_{S2}$  的平衡,频率为  $\omega_m$  的调制信号  $i_{\text{sig}} = e\eta I (M\delta L \sin\omega_m t - \delta L/2)$  将会出现. 用相干光测量,信号淹没在量子噪声背景中,用强度相关孪生光束进行测量,则微弱信号就显现出来,如图 2 所示.

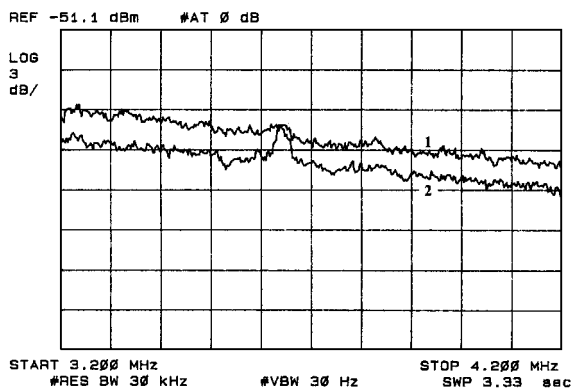


图 2 有吸收介质时的实验结果

(迹线 1 为用相干光测量,迹线 2 为用孪生光束测量)

1998 年,我们使用 Nd:YAG 光源,  $\alpha$  切割 KTP 晶体参量振荡腔获得 9.2dB (88%) 强度差压缩光,大大改善测量精确度,信噪比相对于总光束散粒噪声极限改善 7dB,相对于信号光束改善 4dB<sup>[15]</sup>.

#### 3.2 量子测量

由于量子力学测不准原理的限制,对某一微观客体力学量进行测量时,将不可避免对其共轭分量产生一个扰动,这一扰动又将反作用于原可观测量. 测量精度愈高,扰动程度愈大,因而产生“测量噪声”,这种测量中的反作用干扰是微观客体量子特

性所固有的,它的存在限制了人们对物理量的测量精确度。

为了解决这一问题, V. B. Braginsky 等人在 70 年代提出了量子非破坏(quantum nondemolition, QND)测量概念<sup>[24]</sup>。其主要思想是:合理选择系统的待测力学量和与之相互作用的测量仪器,迫使测量过程引入的外部干扰完全进入待测变量的共轭物理量,使待测变量“逃逸”量子反作用而保持自身的初始量子态不被破坏。

在量子光学领域,量子噪声极限易于获得,且具有成熟的非线性光学技术,QND 研究工作在此领域发展迅速。光学 QND 技术核心思想是:通过非线性耦合器件,使得信号场和探针场产生非线性耦合,通过对探针场的测量,间接推知信号场信息。原理如图 3 所示。

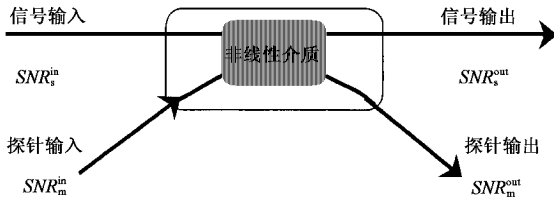


图 3 光学 QND 技术核心思想示意图

我们把信噪比

$$SNR_{s(m)}^{in(out)} = \frac{|X_{s(m)}^{in(out)}(\omega)|^2}{|\delta X_{s(m)}^{in(out)}(\omega)|^2}$$

定义为某一可观测量在给定频率  $\omega$  处平均信号强度与噪声功率之比。传输系数  $T_m = \frac{SNR_m^{out}}{SNR_s^{in}}$  和  $T_s =$

$\frac{SNR_s^{out}}{SNR_s^{in}}$  分别描述测量装置对传输信息非破坏性和测量装置对读出信号有效性。

态制备能力(条件方差)为

$$V_{s/m} = V_s^{out}(1 - C_{s,m}^2),$$

式中  $V_s^{out}$  是信号输出场可观测测量  $\delta X_s^{out}$  的归一化噪声谱,  $C_{s,m}^2$  表示信号输出场与探针输出场之间量子关联系数,

$$C_{s,m}^2 = \frac{|\delta X_s^{out}(\Omega)\delta X_m^{out}(\Omega)|^2}{|\delta X_s^{out}(\Omega)|^2 |\delta X_m^{out}(\Omega)|^2}.$$

1992 年,法国 P. Grangier 提出可实验检测 QND 测量判据<sup>[25]</sup>。当满足

$$T_s + T_m > 1, V_{s/m} < 1$$

条件时,测量为 QND 测量。特别是当  $T_s = 1, T_m = 1,$

$V_{s/m} = 0$  时,信号输出场、探针输出场与信号输入场完全关联,这样测量就是理想 QND 测量。所谓“类 QND 测量”是测量满足 QND 条件,但待测可观测量通过测量装置后可被线性放大或衰减。

近年来已经有几个实验室利用二阶和三阶非线性效应实现了几种不同类型的 QND 测量<sup>[26-28]</sup>。到目前为止,QND 实验所测变量都是正交振幅分量。1999 年,山西大学光电研究所利用量子相关孪生光束完成了“类 QND”测量<sup>[29]</sup>。实验装置原理如图 4 所示。

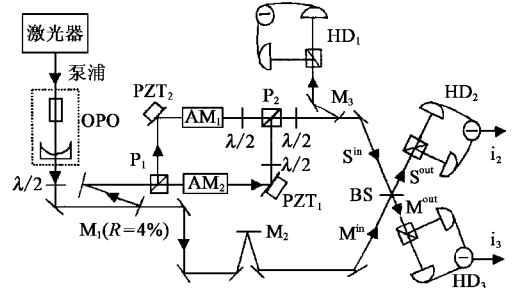


图 4 强度差类 QND 量子测量实验装置图

将倍频稳频 Nd:YAP 激光器输出的  $0.54\mu\text{m}$  的绿光作为 OPO 腔的泵浦光,获得 7dB 的强度差压缩光。经反射率为 4% 的反射镜  $M_1$  后,透射部分仍为压缩光,将它作为探针光输入  $M_m$ ,微弱反射光具有相干光噪声。两偏振正交孪生光束经偏振棱镜  $P_1$  后,分别通过振幅调制器  $AM_1$  和  $AM_2$ ,其调制频率和深度相同,位相相反。而后在偏振棱镜  $P_2$  处会合,50/50 反射镜将反射部分光束用于信号信噪比探测,透射部分作为信号输入  $S_m$ ,利用  $P_2$  棱镜后的  $\lambda/2$  波片及压电陶瓷  $PZT_1, PZT_2$ ,使信号输入光  $S, P$  偏振模与探针输入光的  $S, P$  偏振模在分束器 BS 处方向一致,且具有确定位相关系。信号输入信噪比由  $HD_1$  得到,信号输出信噪比由  $HD_2$  得到,探针光输出信噪比由  $HD_3$  得到。我们实验结果为:

$$T_s + T_m = 1.31 > 1, V_{s/m} = -2.1\text{dB} (0.62) < 1.$$

综上所述,我们提出的以两正交偏振模的强度差起伏作为观测变量,以分束器作为测量耦合装置,用量子相关孪生光束作为探针输入光,填补分束器真空通道的“类 QND 测量”理论方案,得到实验验证。假设探测器的效率提高到  $\eta = 96\%$ (去掉探测器盖即可),使用同一系统可测得  $T_s + T_m = 1.51, V_{s/m} = -3.7\text{dB}$ 。这是一个使用孪生光束强度差起伏作为可观测量实现的量子测量,它将在实现无噪声光学提取方面有重要应用。

### 3.3 量子信息

量子信息(quantum information)科学是以量子力学的叠加态原理为基础,研究信息处理的一门新兴前沿科学,是未来各国高科技竞争的主要焦点之一,能解决现在经典技术无法解决的技术难题。

目前,量子通信、量子密码、量子离物传态、量子测量、量子计算机等都是大家十分关心的研究课题。但在量子信息科学实验研究中,量子离物传态(quantum teleportation)和量子逻辑门(quantum logical gate)的研究又是更为基础的。下面介绍光场压缩态在量子离物传态中的重要应用。

1993年,IBM公司的C.H. Bennet等人提出离物传态的方案<sup>[30]</sup>,基本原理如图5所示。

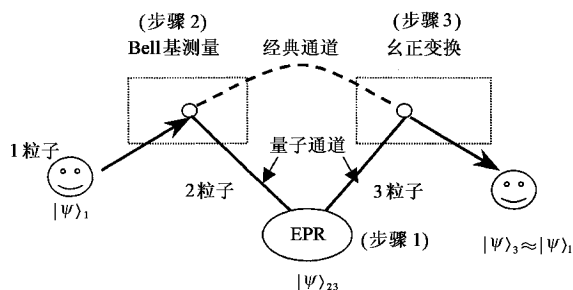


图5 量子离物传态方案示意图

根据C.H. Bennet的分析,第一步是制备一个高纠缠度的EPR源,使粒子2和粒子3处于纠缠态,然后粒子2和待传送未知量子态粒子1进行联合Bell基测量,这时粒子3状态坍缩到与粒子1的初始状态差一相因子,两者之间由简单么正变换算符联系起来。第三步是Bell基测量结果通过经典通道传到粒子3,进行一么正变换,使粒子3具有与初始粒子1完全相同的状态,完成了未知态的重现。在这个方案中,信息是通过经典和量子两个通道完成,不违反狭义相对论原理,在联合Bell基测量过程中,粒子1被摧毁,而未测到有关未知态的任何信息,因此并不违反量子不可克隆定理。

1997年,奥地利A. Zeilinger研究组<sup>[31]</sup>首次用脉冲激光器泵浦II类非线性参量晶体,产生了偏振纠缠的EPR对,实现了单个光子偏振态的teleportation,但由于分束器的么正变换性,实验中只能识别4个Bell基中的一个——单纯态,所以只有25%的成功几率,同时在测量中也假定了输入态的偏振性,因此实现的是对已知输入态的teleportation。1998年,意大利F.D. Martini研究组利用氩离子激光器泵浦II类非线性晶体产生偏振纠缠态,也实现了对偏振态的

teleportation,但由于输入态利用的是EPR源部分反射光,故称其为无输入态的teleportation<sup>[32]</sup>。

电磁场的偏振态等价于自旋为1/2的粒子系统。这是对Bennet理论预测的直接实验验证(分离变量离物传态),但由于探测器对单光子的探测效率很低( $10^{-8}$ ),所以这类实验所得信噪比不高。

1998年,美国J. Kimble小组<sup>[33]</sup>利用运转于阈值以下非简并参量下转换实现连续变量EPR对,进而完成了连续变量teleportation。实验原理如图6所示。

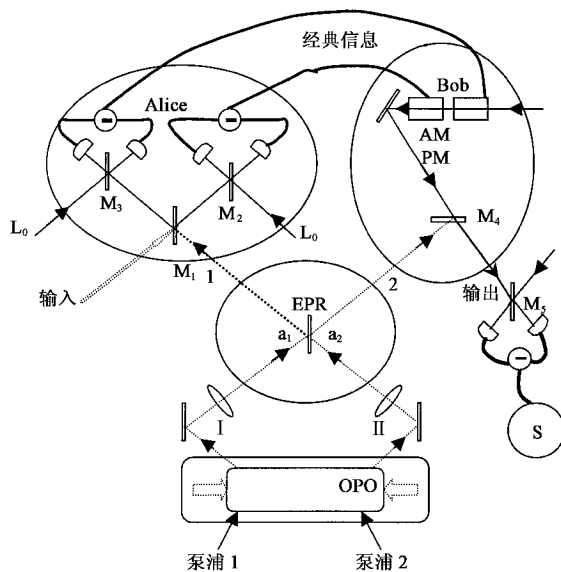


图6 实现连续变量离物传态的实验原理图

实现连续变量的离物传态首要步骤是制备EPR源,在实验中使用单一OPO腔,在相反方向泵浦,获得位相差为 $\pi/2$ 的两个正交真空压缩态,通过50%分束器耦合获得EPR源。第二步,进行Bell基测量,将待传送的输入场与EPR光束对的一半通过50%分束器 $M_1$ 耦合,其两输出场分别被两套平衡零拍探测系统探测,一为正交振幅分量而另一个输出场为正交位相分量。分束器和零拍探测系统构成Bell基测量系统,测得光电信号分别正比于输出场正交振幅与位相分量。第三步,根据Bell基的测量结果对EPR对的一半进行相应的么正变换,将测量到的光电信号作为调制源,调制置于强相干光场中的振幅和位相调制晶体,使强相干场信号的振幅和位相分别被调制,这一被调制过的相干信号场与EPR光束对的另一半光束2通过一反射率很高反射镜耦合,其反射场作为最后输出场,在 $M_4$ 反射率很高情况下,其输出场为EPR源的光束2经过与经典调制信号有关平移变换后的场,即实现了对光束2的么

正变换.

评价传送过程有效性的保真度  $F = |\hat{a}_{out}^+ \hat{a}_{in}|$ , 在理想离物传态即输出场与输入场完全相同情况下,  $F = 1$ , 当压缩度为零且 EPR 对之间不存在量子关联时,  $F = 1/2$ , 这是经典与量子离物传态界限. 研究组完成了连续变量的离物传态实验, 它的输入态为相干态, 由于压缩度和探测效率影响,  $F = 0.58$ . 但目前,  $F = 1/2$  和  $F = 2/3$  哪个是经典与量子离物传态的界限还在激烈争论中. 1999 年, 山西大学光电研究所提出利用明亮振幅压缩光去实现量子离物传态和量子密集编码<sup>[34]</sup>, 其基本原理如图 7 所示.

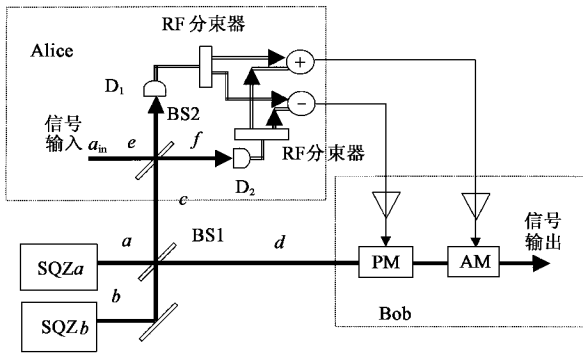


图 7 实验装置图

由两个明亮振幅压缩态组成 EPR 源, 直接探测光电流, 并用 rf(射频)功率分束器去完成 Bell 基测量. 此设计不需本底光和平衡零拍探测, 可大大简化实验难度和增加系统运转的稳定性.

## 4 结束语

随着光场压缩态产生的实验和理论研究日趋成熟, 人们已将注意力集中到以下几个方面:

(1) 利用全固化技术, 研制实用紧凑的稳定压缩态光源——压缩器, 以用于光场压缩态的应用;

(2) 提高压缩度, 发展可调谐压缩态光源, 用于亚散粒噪声光谱测量及光与原子相互作用研究;

(3) 光场压缩态与原子(特别是激光冷却原子)相互作用研究.

许多理论预言指出, 原子与压缩光相互作用根本不同于原子和一般光相互作用, 原子辐射与电磁场起伏存在密切关系, 它与周围环境是耦合的, 可以处理成一个库, 考虑把激光冷却后原子置于真空噪声被压缩的库中, 它将会出现新的有趣的物理现象.

Gardiner 在理论上首先指出, 在压缩库中, 原子偶极矩的两个分量中一个分量的弛豫能够减少, 甚至完全抑制, 这个修正能改善谱线的分辨率.

(4) 光场压缩态是一非经典光场, 随着量子信息和量子计算机的发展, 它将会得到越来越广泛和重要的应用.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Slusher R E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1985 55 2409
- [ 2 ] Wu L-A ,Kimble H J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1986 57 2520
- [ 3 ] Breitenbach G *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,1995 B12 2304
- [ 4 ] Lam P K ,Ralph T C ,Bachor H-A *et al.* J. of Optics ,1999 B1 : 469
- [ 5 ] Ou Z Y ,Pereira S F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 22 3663
- [ 6 ] 彭 辉等. 物理学报 ,1993 42 :1079 [ PENG Kun-Chi *et al.* Acta Physica Sinica ,1993 42 :1079 (in Chinese) ]
- [ 7 ] Peng K C ,Pan Qin ,Wang Hai *et al.* Appl. Phys. ,1998 B66 755
- [ 8 ] Zhang Y ,Wang H ,Li X Y *et al.* Phys. Rev. A 2000 62 023813
- [ 9 ] Machida S ,Yamamoto Y. Opt. Comm. ,1986 161( 57 ) 290
- [ 10 ] Richardson W H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1991 66 2867
- [ 11 ] Zhang T C *et al.* Quant and Semiclass Opt. ,1995 7( 4 ) 601
- [ 12 ] 张天才 ,李廷鱼 ,彭 辉等. 物理学报 ,1998 9 :1499 [ ZHANG Tian-Cai ,Li Ting-Yu ,PENG Kun-Chi *et al.* Acta Physica Sinica ,1998 9 :1499 (in Chinese) ]
- [ 13 ] Heidmann A ,Horowicz R J ,Reynaud S *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1987 59 2555
- [ 14 ] Mertz J ,Debuisschert T *et al.* Opt. Lett. ,1991 16 :1234
- [ 15 ] Gao J R ,Cui F Y ,Xie C D *et al.* Opt. Lett. ,1998 1 3
- [ 16 ] Xiao M ,Wu L A ,Kimble H J. Phys. Rev. Lett. ,1987 59 278
- [ 17 ] Polzik E S ,Kimble H J. Phys. Rev. Lett. ,1992 68 3020
- [ 18 ] Tapster P R ,Rarity J G ,Satchall S. Phys. Rev. A. ,1988 37 2936
- [ 19 ] Tapster P R ,Seward S F ,Rarity J G. Phys. Rev. A. ,1991 44 3266
- [ 20 ] Nabors C D ,Shelby R M. Phys. Rev. A. ,1990 42 556
- [ 21 ] Snyder J J ,Giacibino E ,Fabre C. J. Opt. Soc. Am. ,1990 B( 7 ) : 2132
- [ 22 ] 王海 ,潘庆 ,谢常德等. 中国科学( A ) ,1998 28 :342 [ WANG Hai ,PAN Qing ,XIE Chang-De *et al.* Chinese Science( A ) ,1998 , 28 342 (in Chinese) ]
- [ 23 ] Ribeiro P H S *et al.* Opt. Lett. ,1997 22 :1893
- [ 24 ] Braginsky V B ,Vorontsov Y I ,Thorne K S. Science ,1980 ,209 : 547 ;Braginsky V B ,Vorontsov Y I ,Usp. Fiz. Nauk ,1974 ,114 41
- [ 25 ] Grangier P ,Courty J M ,Reynaud S. Opt. Comm. ,1992 89 99
- [ 26 ] Levenson M D ,Shilby R M ,Reid M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1986 , 57 2473
- [ 27 ] Pereira S F ,Ou Z Y ,Kimble H J. Phys. Rev. Lett. ,1994 72 214
- [ 28 ] Roch J F ,Vigneron K *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 78 634
- [ 29 ] Wang H ,Zhang Y ,Pan Q *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 82 :1414
- [ 30 ] Bennett C ,Brassard G ,Crepeau C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1993 , 70 :1895
- [ 31 ] Bouwmeester D ,Pan J W ,Mattle K *et al.* Nature ,1997 390 : 575
- [ 32 ] Boschi D ,Branca S ,Martini F D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 80 : 1121
- [ 33 ] Furusawa A ,Sorensen J L ,Braunstein S L *et al.* Science ,1998 , 282 :7006
- [ 34 ] Zhang J ,Peng K C. Phys. Rev. A 2000 62 064302