

量子信息讲座续讲

第五讲 关于连续变量的量子隐形传态*

张俊香 董瑞芳 谢常德

(山西大学光电研究所 山西大学量子光学教育部重点实验室 太原 030006)

摘 要 介绍了通过双模压缩真空态实现连续变量量子隐形传态的方法,并探讨了这一工作的重要意义及其相对于分离变量量子隐形传态的优越性.

关键词 隐形传态, EPR 纠缠, 量子测量

A REVIEW OF QUANTUM TELEPORTATION OF CONTINUOUS QUANTUM VARIABLES

ZHANG Jun Xiang DONG Rui Fang XIE Chang De

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

Abstract The quantum teleportation of continuous variables with two mode squeezed vacuum states is reviewed. Its importance and advantages relative to the quantum teleportation of discrete variables are discussed.

Key words teleportation, EPR entanglement, quantum measurement

1 引言

利用一种超自然的力量或现代科学技术手段,以最快捷的方式将一个物体从某处(发送者)传送到空间远距离的另一地方(接收者),这就是最早提出的隐形传态(teleportation)概念.与一般客体的输运不同,量子隐形传态(quantum teleportation)是将一个未知的量子态从客体中分离出来,再由一个地方传送到另一个地方(dismbodied transport).在经典物理学中,传送一个物体就是传送组成它的全部经典物理特征,只要精确测量构成物体的所有信息,并以不超越光速极限的速度将它们传至遥远的接收站,并用得到的信息将完全类同于被传送客体的复制品重构出来,即可完成经典客体的隐形传态,如电话、传真以及网络等.但在量子理论中,所有的量子物体都是由同样的基本粒子如电子、质子等所组成.粒子本身并不能代表一个独特的物体.由这些基本粒子组成的量子态才能代表一个确定的量子客体.因而对一个微观客体的测量与传输就集中在对一个

量子态的测量与传输上.然而海森伯不确定原理又告诉我们,对一个未知的量子体系,要完全精确测量它的状态是不可能的,同时 Wootter - Zurek 非克隆定理^[1]也指出了对一个量子态不可精确克隆的事实.显然量子隐形传态与不可克隆定理之间存在着根本的矛盾,因而用常规量子方法是无法达到对一个量子客体隐形传态的目的.1993年,以 IBM 的 C. H. Bennett 为首的六位科学家联合发表的题为“经由经典和 EPR 通道传送未知量子态”的开创性工作^[2],激发了人们对隐形传态的研究兴趣,也因此掀开了量子隐形传态的新篇章.其基本原理是对待传送的未知量子态与 EPR 对的其中一个粒子施行联合 Bell 基测量,由于 EPR 对的量子非局域关联特性^[3],此时未知态的全部量子信息将会“转移”到 EPR 对的第二个粒子上,只要根据经典通道传送的 Bell 基测量结果,对 EPR 的第二个粒子的量子态施

* 国家自然科学基金(批准号:69978013)、山西省青年科学基金(批准号:20001016)资助项目

2000 - 06 - 07 收到初稿,2000 - 08 - 28 修回

行适当的么正变换,就可使这个粒子处于与待传送的未知态完全相同的量子态,从而在 EPR 的第二个粒子上实现对未知态的重现. Bennett 的开创性理论工作是利用自旋纠缠的 EPR 对实现了对一个光子的自旋态的量子隐形传态. 由于经过 Bell 基测量后获得的信息为经典信息,所以将其传输到接收站所采用的通道称为经典通道,而由 EPR 粒子对之间的这种非局域关联传送量子信息的通道称为量子通道. 概括地讲,实现量子隐形传态的关键包括三个步骤,即 EPR 源制备过程、EPR 粒子之一和待传态的联合 Bell 基测量以及对 EPR 第二个粒子施行么正变换. 信息传送经由经典和量子两个通道完成. 需要强调的是:联合 Bell 基测量的过程只是将未知态破坏、分解,而并没有测量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. 在 Bennett 的开创性理论工作中,是利用自旋纠缠的 EPR 对实现对一个光子的自旋的隐形传态. 根据 Bennett 的分析,只要系统具备了这三个步骤和两个通道,就可实现对一个量子态的完全重构,也即实现完全的量子隐形传态. 然而事实上,在实际的实验操作中,EPR 源的不完全关联以及周围环境等对测量的影响或多或少会使待传送态受到一定的破坏,因而很难获得完全的隐形传态. 那么对一个实验系统,在什么情况下就表明完成了量子隐形传态的目的,或如何评价一个系统是否成功地实现了量子隐形传态? 以下三个方面可以给出对量子隐形传态成功与否的一个定性的评价:

(1) 对发送者和接收者来说,待传送态应该是一个完全未知的量子态;

(2) 接收者所重构的量子态(输出态)应接近于原始的待传态(输入态),或者说二者之间的相同部分应很大;

(3) 在仅有经典通道时,输出与输入态之间也有一定的相同部分,但实现的仅仅是经典信息的隐形传态. 量子信息的隐形传态必须具有量子通道,且必须证明在利用量子通道后,输入与输出态之间的相同部分应大于只有经典通道时的相同部分.

如果一个系统能满足以上三个方面,就称其为无条件的量子隐形传态,否则称其为有条件的量子隐形传态.

1997 年,奥地利研究组^[4]利用光学参量过程产生的偏振纠缠 EPR 对,首次实现了单光子偏振态的隐形传态. 次年,意大利研究组^[5]利用光学参量过程和起偏器形成的 EPR 纠缠光学路径,也实现了对

单光子偏振态的隐形传态,由于电磁场的偏振态等价于自旋为 1/2 的粒子系统,因此它们是对 Bennett 理论预测的直接实验验证,称其为分离变量的量子隐形传态. 而基于探测器对单光子的探测效率极低(10^{-8})的原因,该类实验所获得的信噪比并不高. 详细的分析见文献[6,7].

1994 年,Vaidman 首次提出连续变量量子隐形传态理论^[8]. 1998 年, Kimble 研究组在此理论上提出了具体的实现连续场的量子隐形传态的理论及实验方案^[9]. 克服了对分离变量隐形传态探测效率低的缺陷,可实现完全可靠的量子隐形传态,引起科学界的一致关注,因而被列为 1998 年世界十大科技新闻之一. 当然这一实验也有其不足之处,如由于经典通道用的是光电探测系统,因而不可能实现宽带传输以及待传送态的破坏程度较大等.

2 连续变量的 EPR 纠缠对

与分离变量的量子隐形传态类似,对于连续变量的隐形传态的首要步骤是制备一个对连续变量的纠缠态. 事实上早在 1932 年^[10], Wigner 就提出了利用 Wigner 相位空间分布函数来描述连续变量的非局域关联特性,其决定分布函数或状态的一对可测量为粒子的动量和坐标,但是由于当时对非局域关联的讨论局限于两个经典运动的粒子^[11],所以未被列入量子效应的范畴. Reid 将坐标与动量的关联从理论上上升到对连续变量的量子非局域关联^[12],确立了对连续变量 EPR 纠缠对的数学模型. 为了与实验测量值相对应,也可用等效于广义坐标与动量的一对正交振幅与位相分量算符 \hat{X} 和 \hat{Y} 来描述 EPR 纠缠的性质. 对连续变量的 EPR 对而言,具有 EPR 纠缠特性的是两束光(1,2)(EPR 束)而不是分离变量中的两个粒子. 其中每束光的状态可由一对正交振幅与位相分量 \hat{X} 和 \hat{Y} 唯一确定,假定决定光束 1 状态的量为 \hat{X}_1, \hat{Y}_1 , 光束 2 状态的量为 \hat{X}_2, \hat{Y}_2 , EPR 源的实质在于通过对其中一束光的状态的测量可推知第二束光的状态,也即:通过对其中一束光的 \hat{X}_1 和 \hat{Y}_1 的测量就可推知第二束光的 \hat{X}_2 和 \hat{Y}_2 的值.

从量子起伏的角度看,由 $\langle \hat{X}_1 \rangle$ 能准确推知 $\langle \hat{X}_2 \rangle$ 代表二力学量的线性叠加的起伏为零,即

$$\langle \hat{\rho} \hat{X}_{\text{inf}} \rangle = \langle \hat{\rho} (\hat{X}_1 \mp g_x \hat{X}_2) \rangle = 0. \quad (1)$$

类似地由 $\langle \hat{Y}_1 \rangle$ 准确推知 $\langle \hat{Y}_2 \rangle$ 代表

$$\langle \hat{\mathcal{E}} \hat{Y}_{inf} \rangle = \langle \hat{\mathcal{E}} (\hat{Y}_1 \pm g_y \hat{Y}_2) \rangle = 0, \quad (2)$$

其中“-”代表正关联，“+”代表反关联。根据量子力学不确定关系，只有二束光的一对分量具有正关联，而另一对分量之间具有反关联时才能保证不违背量子力学不确定关系，同时又实现了 EPR 纠缠。所以(1)和(2)式中其中之一取“+”号时，另一表达式必须取“-”号。当两束光都分别为真空场时，可得出归一化起伏关联的乘积为 $\langle \hat{\mathcal{E}} \hat{X}_{inf} \rangle \langle \hat{\mathcal{E}} \hat{Y}_{inf} \rangle = 1$ ，所以称 $\langle \hat{\mathcal{E}} \hat{X}_{inf} \rangle \langle \hat{\mathcal{E}} \hat{Y}_{inf} \rangle < 1$ 为低于标准量子极限的非经典量子关联，也称为非理想的 EPR 关联， $\langle \hat{\mathcal{E}} \hat{X}_{inf} \rangle \langle \hat{\mathcal{E}} \hat{Y}_{inf} \rangle = 0$ 称为理想 EPR 关联对。

事实上，双模正交压缩真空态就是一种对连续变量的 EPR 源，从双模压缩真空态的定义，我们很容易得到其最小关联起伏乘积小于 1 的结论。并且当压缩度为 100% 时，双模压缩真空态为完全理想的 EPR 纠缠对；当场为不完全压缩时，该态为非理想的 EPR 纠缠对。这一理论依据说明产生双模正交压缩态光场的系统可提供实现量子隐形传态的 EPR 纠缠对，同时在相关的实验中也得到了充分的验证与肯定。早在 1992 年，Kibble 量子光学实验室就已用运转于阈值以下的光学参量振荡腔输出的压缩真空获得了 EPR 光束对，并首次用连续变量验证了 EPR 佯谬^[13,14]。近期山西大学光电研究所通过参量放大又获得了明亮的 EPR 光束对^[15]。

3 连续变量量子隐形传态

实验方案如图 1 所示。在实验中，实现隐形传态的首要步骤是制备 EPR 源。如前所述，对连续变量量子隐形传态，EPR 源可由双模压缩真空场直接提供。而双模压缩真空场可用非简并光学参量振荡腔直接产生，也可由两位相相关的单模正交压缩真空场通过 50% 分束器耦合而获得，分束器的两输出场分别构成双模正交压缩真空场的两模。在 Kibble 研究组的隐形传态实验中，就是由两束光从不同方向泵浦同一环形简并 OPO 腔，产生两位相相关的单模正交压缩光，再通过分束器耦合形成双模正交压缩真空场即 EPR 对。

实现隐形传态的第二步骤是进行 Bell 基测量，其实现方案是将待传送的输入场与 EPR 对的其中一束光通过 50% 分束器 M_1 耦合，分束器的两输出

场分别被两套平衡零拍探测系统探测其一的正交振幅分量和另一输出场的正交位相分量。在这一过程中，分束器和平衡零拍探测系统构成了 Bell 基测量系统，其测得的光电流信号与分别正比于输出场的正交振幅与位相分量。

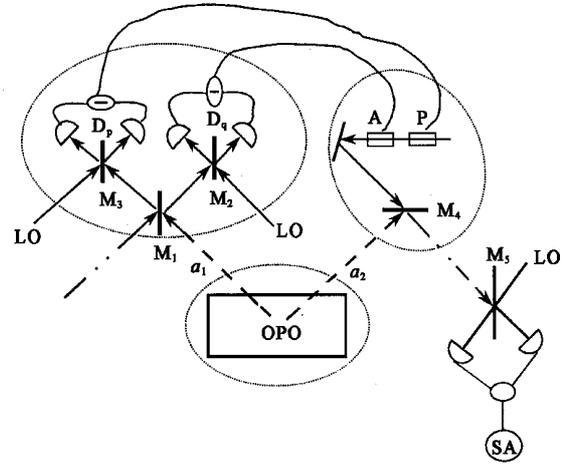


图 1 连续变量量子态的离物传送原理图

(OPO 为光学参量振荡器； a_1 和 a_2 代表 OPO 输出的 EPR 对的两模； M_1, M_2, M_3 为 50% 的分束器； M_4 为反射率很高的分束器；LO 为本底光；SA 为谱分析仪； D_1, D_2, D_3, D_4 为平衡零拍探测系统；A 为振幅调制器；P 为位相调制器)

隐形传态的最后步骤是根据 Bell 基测量结果，对 EPR 对的第二束光进行相应的么正变化，即将测量到的光电流信号作为调制源，调制一置于强相干场光路中的振幅与位相调制晶体，使相干场信号的振幅与位相分别被调制。之后这一被调制过的相干信号场与 EPR 源的第二束光通过一反射率很高的分束器 M_4 耦合，其反射场作为最后的输出场。在 M_4 的反射率很高的情况下，其输出场为 EPR 的第二束光经过与经典调制信号有关的平移变换后的场，也即实现了对第二束光的么正变换过程。此时的输出场应该具有与待传送场相同的特性，我们可得输出场与待传送场的关系：

$$\hat{a}_{out} = \hat{a}_{in} + (\hat{X}_1 + \hat{X}_2) + i(\hat{Y}_2 + \hat{Y}_1). \quad (3)$$

当 1, 2 模为理想 EPR 对也即 $\hat{X}_1 + \hat{X}_2 = 0, \hat{Y}_2 - \hat{Y}_1 = 0$ 时，由(3)式可得

$$\hat{a}_{out} = \hat{a}_{in}, \quad (4)$$

此即实现了完全的隐形传态。

在 1, 2 模为一定压缩度的双模压缩真空场的情况下，此时 $\hat{X}_1 + \hat{X}_2 \neq 0, \hat{Y}_2 - \hat{Y}_1 \neq 0$ ，由(3)式可知，输出场与待传场之间只有部分相同，最终导致输入态的信息并不能被完全传送到 EPR 的第二束光中，

在这种情况下,用保真度评价传送过程的有效性:

$$F = \left| \langle \hat{a}_{\text{out}}^+ \hat{a}_{\text{in}} \rangle \right|. \quad (5)$$

$F = 1$ 为理想隐形传态,即输出场与输入场完全相同的情况.在上式中,当压缩度为零即 EPR 对之间不存在量子关联时, $f_{\text{Limit}} = 1/2$, 这就是量子与经典隐形传态的界限,也称为经典极限.因此最终给出该方案的判据:

$$\begin{cases} f > 1/2 & \text{(量子隐形传态)} \\ f < 1/2 & \text{(经典隐形传态)}. \end{cases} \quad (6)$$

虽然在 Kimble 实验中^[9],由于受到压缩及探测效率的影响,最终测量的保真度 $F = 0.58$,但说明该实验确实实现了量子隐形传态.

最后我们对连续与分离变量量子隐形传态作一简单比较:

(1) 连续变量量子隐形传态是对无穷维希耳伯特空间量子态的传送,而分离变量对应的是有限维希耳伯特空间;

(2) 连续变量的 EPR 纠缠态是由多粒子组成的纠缠态光场,而分离变量的纠缠态对应的是单对纠缠粒子;

(3) 连续变量隐形传态的最后步骤是利用连续线性变换也即平移变换,而分离变量需要经过相应于任意 Bell 基测量结果的四个不同的么正变换;

(4) 对连续变量量子场的测量,其光电探测器的效率可接近 100%,而对单光子的探测效率却很低,只有 10^{-8} ;

(5) 在连续变量量子隐形传态方案中,保真度只要高于 $1/2$,即进入量子隐形传态范围^[9],而对分离变量而言,保真度必须大于 $2/3$ ^[16],即连续变量隐形传态方法将保真度的经典极限由分离情况下的 $2/3$ 降为 $1/2$;

(6) 实验中连续变量量子隐形传态的成功几率为 100%.而分离变量却不可能达到 100%的成功.

4 结束语

在量子通信中,由于量子态具有较大的信息存储能力,量子信息传输的一个重要途径就是将信息全部贮存于量子态中,通过量子态的传送达到大容

量子信息传输的目的,因而量子隐形传态的实现将会极大地推动量子通信的进程及速度,寻求更合理和更完备的量子隐形传态方案将会对量子信息的处理、量子计算机、量子密码通信以及量子信息控制等起到极大的推动作用,同时对它的研究又可使人们对量子力学基本问题有更深入的理解,并通过实验检测尚存争议的量子理论,使量子力学对微观领域的研究更加完善.真正实现对一个客体的量子隐形传态,仍然是大家的追求目标.目前的实验与努力只是告诉我们一个事实:量子隐形传态一个真正的客体是有可能实现的.因此从国际发展的趋势来看,对这一课题的研究正吸引着很多国家的一大批科技人员为此而付出艰辛的劳动,投入到这项极具发展前景的工作中.

参 考 文 献

- [1] Wootters W K, Zurek W H. Nature, 1982, 299: 802
- [2] Bennett C, Brassard G, Crepeau C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 70: 1895
- [3] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Phys. Rev., 1935, 47: 777
- [4] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K *et al.* Nature, 1997, 390: 575
- [5] Boschi D, Branca S, Marini F D *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 1121
- [6] 郭光灿, 郭涛, 郑士标等. 物理, 1999, 28: 120 [GUO Guang Can, GUO Tao, ZHENG Shi Biao *et al.* Wuli (Physics), 1999, 28: 120 (in Chinese)]
- [7] 潘建伟, Zeilinger A. 物理, 1999, 28: 609 [PAN Jian Wei, Zeilinger A. Wuli (Physics), 1999, 28: 609 (in Chinese)]
- [8] Vaidman L. Phys. Rev. A, 1994, 49: 1473
- [9] Braunstein S L, Kimble H S. Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 869; Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L *et al.* Science, 1998, 282: 706
- [10] Wigner E P. Phys. Rev., 1932, 40: 749
- [11] Bell J S. Speakable and Unspeakeable in Quantum Mechanics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988
- [12] Reid M D, Drummond P D. Phys. Rev. Lett., 1988, 60: 2731
- [13] Perinova V, Sibilica C, Bertolotti M *et al.* Plenum Press, 1990, 890—895
- [14] Ou Z Y, Pereira S F, Kimble P C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 68: 3663
- [15] Zhang Y, Wang H, Peng K C. Phys. Rev. A, 2000, 61(8): 023813-1
- [16] Karlsson A, Bourennane M. Phys. Rev. A, 1998, 58: 4394