

连续变量量子信息

苏晓龙 谢常德 彭堃堃

引言

1948年,美国工程师香农(C. E. Shannon^[1])发表了《通信的数学理论》一文。该文对信息给予了定量的描述,标志着信息学科的确立。20世纪后期,人类社会已经进入信息化时代。谁能最快、最准确地掌握相关信息,谁就会在社会活动中处于主动地位。无论是在国家安全、政府决策、商业活动和工业生产,还是在日常生活和科学研究中,信息的交换使用及其安全传输无处不在。信息对当代社会的进步产生了广泛的影响和巨大的推动作用,人类社会的存在和发展已经进入了时刻都离不开信息的时代。

量子力学理论从20世纪20年代诞生至今,已经取得了巨大的成功。该理论不仅成功解释了原子和原子核结构、固体结构和半导体性质等重要物理问题,而且也促进了现代微电子技术、激光技术、新能源技术和新材料科学的出现和发展。但是在20世纪80年代以前,几乎无人注意到经典信息理论和量子力学理论之间的交叉。直到最近20多年来,人们才越来越清楚地认识到它们之间存在着深刻密切的联系,由此产生了内容丰富的量子信息学^[2,3]。

量子信息学作为量子物理学与计算机科学、信息科学相结合的新兴学科,提出了一整套以量子力学的基本原理为基础,通过量子系统的各种相干特性(量子叠加、量子并行、量子纠缠和量子不可克隆等等)进行计

算、编码和信息传输的全新方式。量子信息技术包括量子通信和量子计算两部分内容。量子力学与信息科学的结合不仅充分显示了学科交叉的重要性,而且也表明量子信息技术的最终物理实现会导致信息科学观念和模式的重大变革。量子信息学是一个相对年轻的学科,一方面赋予信息科学新的生命力,另一方面又可以反过来从信息理论的角度使量子物理的概念具体化,从而给予量子理论更深层次的理解^[3]。现有的信息存储、处理和传输都依赖于经典物理系统,以经典物理概念为基础和出发点,而量子信息技术则是以量子物理概念为基本出发点。

量子信息科学根据量子系统本征态所具有的离散谱和连续谱两种结构特征,可分为离散变量的与连续变量的两大类。其中,离散变量是指能够用可数(有限)维希尔伯特空间表征的量子变量,如光子或光波场的偏振。连续变量是指这样一类量子变量,它们的每一个值对应不同的正交本征态,这些本征态构成无限维希尔伯特空间,比如粒子的位置与动量、光波场的正交振幅与正交位相分量等。量子信息科学首先在离散变量领域提出和发展^[2],后来扩展到连续变量领域^[3]。

量子纠缠

量子力学所提供的最重要的“资源”是量子纠缠(Quantum Entanglement)。正是利用了纠缠,人们才得以突破经典电动力

学的框架,从全新的视角去发展信息科学与技术,完成一系列经典通信不可能完成的工作。其中最引人注目的是量子离物传送(Quantum Teleportation)与量子密集编码(Quantum Dense Coding)。前者实现了未知量子态从一处到另一处的远程离物传送,后者使通信系统的信道容量突破了经典光通信的最大极限。量子纠缠是量子系统独有的特性,反映了系统中子系统之间的相关性与不可分性。当两个或两个以上的子系统构成的量子体系的态矢量¹,在任何量子力学表象中都无法表示为组成它的各子系统量子态矢的直积形式时,这些子系统之间则表现出相互纠缠的不可分特性,即使将它们空间分离,对一个子系统的观测也必然影响其它子系统的测量结果。这种相互依存的非定域关联称为量子纠缠,简称纠缠。

二粒子系统的纠缠概念最早以1935年爱因斯坦(Einstein)、波多尔斯基(Podolsky)和罗森(Rosen)(简称EPR)三位科学家联合发表的著名论文^[4]中提出,因此由2个子系统构成的纠缠态常常又称为“EPR”对。虽然在EPR原始文献中,所讨论的可观测量子变量,是具有连续谱的正则坐标与动量,但是由于难以在量子水平上精确测定微观粒子的坐标与动量,所以早期验证EPR纠缠的实验都是用离散变量(粒子自旋或光子的偏振)实现的。多组份纠缠态是相对于两组份EPR纠缠态而言的,是指纠缠由多于两个的子系统共享。多组份纠缠态是研究量子通信网络和量子计算的基础。其形式很多,目前研究的主要包括两大类:GHZ²纠缠态^[5]和簇集(Cluster)纠缠态^[6]。两者的纠缠特性有所不同,簇集纠缠态的纠缠保持特性要优于GHZ纠缠态。我们研究组于2003年完成了连续变量三组份GHZ纠缠态光场实验制备并完成了可控密集编码^[7],2007年实

验制备了连续变量四组份GHZ和簇集纠缠态光场^[8]。

连续变量量子通信

量子通信主要包括量子离物传送、量子密集编码和量子保密通信等。发展至今,连续变量的量子离物传送、密集编码和保密通信的理论和原理性实验研究已完成。

连续变量量子离物传送

利用一种超自然的力量(如在科幻小说中所说的)或现代科学技术手段,以尽可能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),这就是最早提出的离物传送(Teleportation)概念。与一般客体的输运不同,量子离物传送(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。经典物理学认为,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,并以不超过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,即完成经典客体的离物传送,可以通过经典物理信道实现,如电话、传真和网络等。在量子理论中,一个微观客体的测量与传输即量子态的测量与传输。而海森伯不确定原理³告诉我们,要完全精确测量一个未知量子体系的状态是不可能的,同时伍特-祖瑞克(Wootters-Zurek)非克隆定理^[9]也指出一个量子态不可精确克隆。量子离物传送与不可克隆定理之间显然存在着根本的矛盾,因而用常规方法无法实现一个量子客体的离物传送。

1993年,班尼特(C. H. Bennett)等来

¹ 态矢量的概念来源于统计物理学,是对连续的物理场进行粗粒化描述的方法

² Greenberg Horne-Zeilinger, 格林伯格-霍姆-泽林格

³ Werner Karl Heisenberg (1907~1976), 亦译成海森堡,德国理论物理学家,量子力学的重要奠基人。以其名字命名的不确定原理又称测不准原理。该原理指出:一个微观粒子的某些物理量(如位置和动量,或方位角与动量矩,还有时间和能量等),不可能同时具有确定的数值,其中一个量越确定,另一个量的不确定程度就越大。测量一对共轭量的误差的乘积必然大于常数 $h/2\pi$ (h 是普朗克常数)

自4个国家的6位科学家联合发表了题为《经由经典和EPR信道传送未知量子态》的具有开创性的文章，提出了一个量子离物传送的方案，其目标是利用纠缠和经典比特传输量子态，并且在接收方重构量子态。其基本思想是^[2]：将原物的信息分成经典信息和量子信息两部分，它们分别由经典通道和量子通道传送给接收者。经典信息是发送者对原物进行某种测量而获得的。量子信息是发送者在测量中未提取的其余信息，是利用非局域量子纠缠和纠缠塌缩来进行直接传送的。接收者在获得这两种信息之后，就可以制造出原物的完美复制品。在此过程中，原物未被传送给接收者，所传送的仅仅是原物的量子态，因此称之为量子态的离物传送。原物的量子态对发送者来说甚至可以一无所知，原物的量子态在发送者进行测量和提取经典信息时已遭受破坏，接收者在恢复原物量子态时将别的粒子（甚至可以是与原物不相同的粒子）置于原物的量子态上，因此恢复的过程就是量子态的重构。由于原始量子态已在传送过程中遭到摧毁，所以此过程不违背量子不可克隆定理。此外，经典信息对量子态的重构也必不可少，由于经典信息的传送速度不可能快于光速，因此量子离物传送也不违背相对论的光速最大原理。1998年，美国的金布尔（H. J. Kimble）小组利用2个相位相干的正交位相压缩光，在50%分束器上耦合产生了一对连续变量的EPR纠缠光束，因而首先完成了连续变量的量子离物传送实验^[10]。2003年，该小组在改进了量子离物传送实验后，实现了保真度为 0.61 ± 0.02 的量子态离物传送^[11]。澳大利亚国立大学的兰姆（P. K. Lam）研究组，利用两个经典相干量子独立的压缩光和分束器产生了明亮EPR纠缠态，并将其用于实现量子离物传送（保真度为 0.64 ± 0.02 ）^[12]。我们实验室利用由双KTP⁴晶体构

建的NOPA⁵所产生的明亮EPR纠缠光束，初步完成了相干态的量子离物传送，保真度达到 0.58 ^[13]。

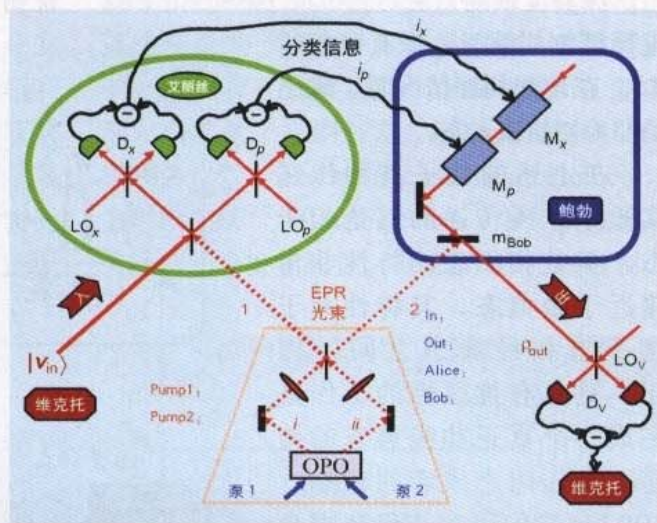


图1 连续变量量子离物传送态示意图

图1简要介绍了连续变量的量子离物传送实验^[10]。通过双向泵浦的光学参量振荡器（OPO⁶），产生两个独立的正交位相压缩真空态光场，然后经50%光学分束器合成一对EPR纠缠态光场1和2。在发送站，发送者爱丽丝（Alice）用一个50%分束器将EPR1与待传未知量子态进行耦合，2个输出场被送入平衡零差探测器 D_x 和 D_p ，分别测量正交振幅和正交位相，以完成连续变量的贝尔（Bell）态测量。如果EPR1和EPR2是理想纠缠态，此时EPR1具有无限大的量子起伏，爱丽丝不可能测得 $|V_{in}\rangle$ 的任何信息。然而在这一耦合测量过程中，量子态 $|V_{in}\rangle$ 的量子信息，就会经纠缠塌缩“无形”地传送给EPR2，这正是信息传送的量子通道。此时，EPR2的状态与初始 $|V_{in}\rangle$ 态仅差一个相空间的平移因子。为了确切地再现初始态，接收者鲍勃（Bob）利用经典通道传送过来的爱丽丝对正交振幅和正交位相的测量结果，即光电流 i_x 和 i_p ，经振幅（ M_x ）和位相（ M_p ）调制器调制一束相干光，之后通过高反镜 m_{Bob} 与EPR2干涉耦合，

⁴ KTiOPO₄，磷酸氧钛钾

⁵ non-degenerate optical parametric amplifier，非简并光参量放大器

⁶ optical parametric oscillator

这一步相当于EPR2的简单的相空间平移。最后，配置者维克托 (Victor) 利用平衡零差探测系统对输出场进行检测。没有量子纠缠时，保真度最高只能达到0.5，EPR1和EPR2进行部分纠缠时，保真度超过0.5。在理想纠缠情况时，输出场即为初始输入态。

在上述的量子离物传送实验中，所传递的都是相干态，但是相干态的特性非常接近于经典态，其特性介于量子态和经典态之间。因此，更具有挑战性的工作是完成一个真正非经典态的传递，如压缩态或者纠缠态。2004年我们研究小组依据自己设计的理论方案^[14]，从实验上实现了连续变量无条件纠缠交换^[15]。2005年，日本古泽

(Furusawa) 小组进行了压缩态的量子离物传送的实验研究^[16]。

连续变量量子密集编码

量子密集编码可增加量子信道的信道容量。在连续变量光学通信中，由于光学模的正交振幅和正交位相是一对非对易物理量，因此只能精确地测定二者之一。如果振幅测量信噪比趋于无穷大，则位相测量的信噪比必然趋于零，反之亦然。虽然信道传递一个符号（此时为一个调制光脉冲）的最大信息量为1比特，然而利用理想的纠缠态光场，原则上可同时提取振幅和位相调制信号，使信噪比趋于无穷大，故可利用一个量子比特传送2个比特经典信息，使信道容量倍增。尽管人们不可能从实验上获得理想的纠缠态光场，但利用实验可达到的量子纠缠可以使信道容量突破由相干光通信所限定的经典极限。

布朗斯坦 (Braunstein) 和金布尔 (Kimble) 就高效率、无条件的连续变量的量子密集编码进行过深入的讨论，指出当平

均光子数大于1时，则利用双模压缩真空态实现的量子密集编码的信道容量大于利用单模相干态和单模压缩态的信道容量，从理论上证明量子密集编码是通过量子通道传送经典

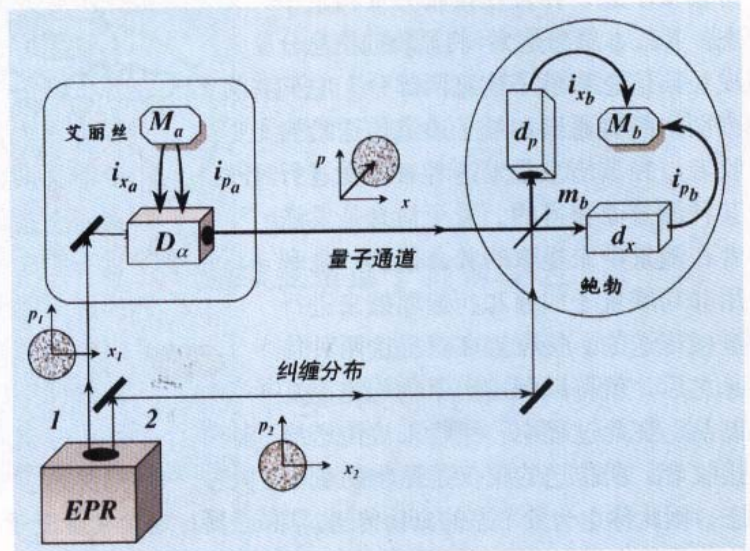


图2 连续变量量子密集编码原理

信息的一种非常有效的方法，并提出了相应的实验方案^[18]。并于2001年采用NOPA工作在参量缩小状态时得到的正交振幅分量反关联、正交位相分量正关联的明亮EPR光束，从实验上，实现了连续变量的量子密集编码，并初步显示了利用纠缠执行量子保密通信的可能性^[19]。

图2简要介绍了连续变量量子密集编码的原理。艾丽丝和鲍勃共享一对EPR纠缠光束。艾丽丝将2个经典信号分别调制到她所持有的EPR纠缠光束的正交振幅和正交位相分量上，然后将其传输给鲍勃。鲍勃在接收到艾丽丝传输的信息后，利用自己拥有的另一束EPR纠缠光束对其进行解调。由于存在纠缠，鲍勃测量2个正交分量的信噪比突破了散粒噪声极限 (SNL⁷)，证明确实完成了连续变量量子密集编码。

连续变量量子保密通信

保密通信的目的是在让通信双方互交流息的同时，不让非法第三者窃取或破坏信息的内容。保密通信中的关键是密钥，通信安

⁷ shot noise limit, 散粒噪声极限

全的关键则在于保证密钥的安全。当公开密钥的密码系统出现时,人们已开始从一个全新的角度考虑保密通信。量子保密通信将通信过程分为两部分,通信双方艾丽丝和鲍勃首先利用量子信道建立密钥,即进行量子密钥分发(Quantum Key Distribution, QKD),然后利用密钥对所要传递的信息进行加密和解密,从而完成信息的安全传输。量子密钥分发不是用于传输密文,而是用于建立通信双方的密码本。量子力学的一些基本原理,例如测不准原理、量子不可克隆定理以及纠缠粒子的相干性和非定域性等,都为量子密钥分发提供了安全性方面的物理基础。

首先想到将量子力学原理应用于密码学的是美国科学家威斯纳。他在1970年提出可以利用单量子态制造不可伪造的“电子钞票”。实现这一

设想的最大困难是需要长时间保存单量子态,在当时的技术条件下做到这一点是比较困难的。随后,班尼特(Bennett)和布拉萨(Brassard)在研究中发现,单量子态虽然不能长时间保存但可以用于传输信息。1984年,他们提出了第一个量子密钥分发方案,称为BB84方案^[2]。1991年,英国牛津大学的埃克特(Ekert)提出一种基于两粒子最大纠缠态的量子密钥分发方案,称为Ekert91方案^[2]。1992年,班尼特又提出一种更简单但效率减半的量子密钥分发方案,称为B92方案^[2]。目前,人们已经提出了许多利用离散变量的量子密钥分发方案,并完成了一系列量子密钥分发实验^[20]。

离散变量量子密钥分发由于缺乏高效率的单光子探测器,导致安全密钥速率较低。而对于连续变量,探测器效率接近1,且信道容量大,密钥速率高。因此,连续变量量子密钥分发引起了人们的广泛关注。近年来,连续变量量子密钥分发在理论和实验方面均取得了一系列进展,提出了各种利用相干态、压缩态和纠缠态的量子密钥分发方案^[3]。

2002年,格罗斯汉斯(Grosshans)和格兰杰(Grangier)提出了一个相干态量子密钥分发方案,并分析了相干态、压缩态和纠缠态量子密钥分发方案的安全性^[21]。他们指出连续变量量子密钥分发方案中有3dB损耗限制,即只有在信道损耗小于3dB时,才能实现安全的量子密钥分发。后来,人们将反向调和协议^[22](Reverse Reconciliation Protocol)和后续选择^[23](Post Selection)等经典技术与量子密钥分发相结合,突破了3dB损耗限制,

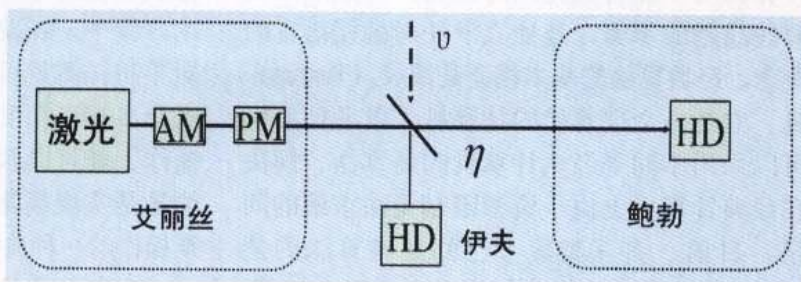


图3 相干光连续变量量子密钥分发示意图(设信道的传输效率为 η ,损耗为 $1-\eta$,信道噪声为 ν 。)

使得在信道损耗大于3dB时也可以完成安全的量子密钥分发。2006年,我们提出一种基于明亮的EPR纠缠量子密钥分发方案,可以不借用经典协议技术,直接突破3dB损耗限制^[24]。

下面简要介绍相干光连续变量量子密钥分发过程(如图3所示)。艾丽丝将两列高斯分布的随机数调制到一束相干态光场的正交振幅和正交位相分量上,并将其发送给鲍勃。鲍勃利用平衡零拍探测装置随机选择测量光场的正交振幅或正交位相分量,以获得信息。传输结束后,通信双方利用公共信道进行公开比对,丢弃测量基不相同的数据,仅保留测量基相同的数据。然后再利用后续选择或反向调和协议,来进行此过程的误差修正和私密放大(Privacy amplification),从而提取最终密钥。窃听器伊夫(Eve)利用信道噪声掩盖自己的存在,窃取信息。可以证明只要艾丽丝和鲍勃之间的互信息量大于伊夫所窃取的信息,量子密钥分发就是安全的。

2003年,格兰杰小组通过实验实现了相干光量子密钥分发^[25]。2004年,德国的骆凯斯(G. Leuchs)研究组通过实验实现了偏振编

码的相干态量子密钥分发^[26]。2005年,兰姆小组完成了无开关相干光量子密钥分发^[27]。2007年,格兰杰小组又通过实验实现了光纤中25km的相干光量子密钥分发^[28]。同年,加拿大罗凯光(Hoi-Kwong Lo,音译)小组实验实现了光纤中5km的相干光量子密钥分发^[29]。

连续变量量子计算

量子力学使量子计算机有可能执行经典计算机所不能有效完成的算法。算法是完成某些任务的步骤,是独立于任何编程语言的概念。经典算法的基本模型是图灵(Turing)机。它是一个理想化的计算机。量子计算机可以采用不同于经典计算机的新算法,解决在经典计算机上由于资源限制无法求解的问题。目前,有三类优于已知经典算法的量子算法^[2],第一类是基于傅立叶(Fourier)变换的量子算法,包括多奇(Deutsch)算法、肖尔(Shor)的因子分解算法以及离散对数算法,这些算法提供了对最好的经典算法的惊人的指数加速;第二类是基于格罗弗(Grover)的量子搜索算法,提供了对最好的经典算法的二次加速;第三类是量子仿真,可以用量子计算机模拟量子系统。量子并行性是许多量子算法的一个基本特征,可使量子计算机同时计算函数 $f(x)$ 在许多不同的x处的值。

目前,至少有两种等价但是概念不同的量子计算模型:传统的量子线路模型和簇集(Cluster)态模型^[30]。量子线路模型是基于“与”和“或”等逻辑操作的经典计算模型的推广。在簇集态模型中,计算中耦合的两个或多个量子比特门会被离线编码到一个足够大的多量子比特簇集态上。一旦制备了簇集态,对于实际的计算,就只需要1个量子比特的测量和前馈。对于多组份纠缠态,通过选择适当的测量基,当初始态经过簇集传输时,则可应用任意单量子比特门。该模型已足够描述通用量子计算。下面进行简要介绍。

劳埃德(Lloyd)和布朗斯坦首先提出^[31]

的连续变量量子计算描述的是对Qunats(类似于经典的连续变量)的产生和操纵过程。虽然噪声和有限的精确性使准确操作连续变量比操作离散变量更困难,但是从原理上说,连续变量量子计算机可以执行离散变量量子计算机所不能完成的任务。2006年,我们研究组将离散变量簇集态推广到了连续变量领域^[6]。随后,梅尼库齐(N. C. Menicucci)等提出了连续变量高斯簇集态单向(One-way)量子计算模型,并设计了使用压缩光的线性变换和平衡零拍探测执行单向量子计算的理论方案^[32]。在此方案中,只需要进行单模平衡零拍探测就可以对编码在簇集态上的信息进行多模高斯变换,再加上至少一个非高斯操作,就可以执行通用量子计算。光子计数测量是实现簇集通用量子计算所需要的非高斯操作的一种典型方法。

在连续变量量子计算的标准模型^[32]中,将泡利 \hat{Z} 和 \hat{X} 算符推广到相空间平移算符组(外尔-海森伯⁸组)。对于满足对易关系 $[\hat{q}, \hat{p}] = i$ 的连续变量算符,位置算符 \hat{q} 和动量算符 \hat{p} ,相空间变换算符定义为:

$$\hat{X}(s) = e^{-is\hat{p}} \text{ 和 } \hat{Z}(t) = e^{-it\hat{q}} \quad s, t \in \mathbf{R} \quad (1)$$

$\hat{X}(s)$ 作用到连续的计算基 $|q\rangle_q$ (位置本态)上,产生相空间平移 $\hat{X}(s)|q\rangle_q = |q+s\rangle_q$ 。

通过傅立叶变换算符可以实现位基 $|q\rangle$ 和动量基 $|p\rangle$ 之间的变换,相当于量子比特(Qubit)情况下的哈达玛(Hadamard)门,即

$$\hat{F} = \exp[i(\hat{p}/4)(\hat{q}^2 + \hat{p}^2)] \quad (2)$$

$$\hat{F}|s\rangle_q = |s\rangle_p \quad (3)$$

可控非门(CNOT)和可控位相门(CPHASE)操作推广到连续变量就是可控X和可控Z操作,由控制变量的位置本征值决定目标变量在相空间的移置。

$$C_X = \exp(-i\hat{q} \otimes \hat{p}) \text{ 和 } C_Z = \exp(-i\hat{q} \otimes \hat{q}) \quad (4)$$

量子比特簇集态量子计算基本上依赖于

⁸ Weyl-Heisenberg

单比特离物传送线路的组合^[30]。图4为连续变量簇集量子计算中的单比特离物传送单元。图中,输入态模式1, $|\psi\rangle$, 通过连续变量可控Z门与模式2的零动量本征态 $|p=0\rangle = \int dx |x\rangle / \sqrt{\pi}$ 耦合。然后, 经过傅立叶变换 F , $F|x\rangle = \int dy e^{2ixy} |y\rangle / \sqrt{\pi} = |p=x\rangle$, 和任意的关于计算基的对角操作 \hat{D} , $\hat{D} = \exp[if(\hat{x})]$ 。测量模式1的位置变量 \hat{x} , 测量得到一个经典结果为 s 。这个测量

结果通过移置算符 $\hat{X}(s)$ 出现在模式2被离物传送的态中。

与连续变量量子计算理论研究的突飞猛进相比, 实验研究发展还处于初步阶段。实验中, 由于存在噪声和只能产生有限压缩度的压缩光, 且所产生的簇集态不可能是理想的, 因此量子信息只能以有限的保真度传输。这些都限制了使用电磁场正交振幅和正交位相分量作量子变量的量子计算。为了克服这一问题, 已提出了相应的误差修正方案^[32], 目前正在等待实验验证。

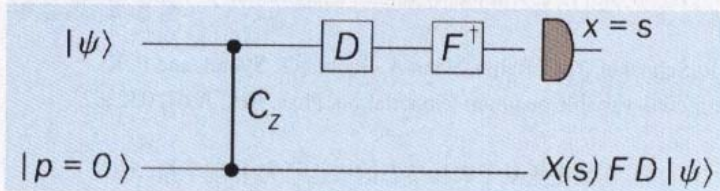


图4 连续变量簇集量子计算中的离物传态 (teleportation)

(下转第24页)

单元



苏晓龙

博士。现就职于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。主要从事量子光学和量子信息的实验与理论研究。



谢常德

山西大学教授, 博士生导师。长期从事光学、量子光学、非线性光学及量子信息领域的实验与理论研究。



彭堃墀

中国科学院院士, 山西大学教授, 博士生导师。长期从事量子光学、量子信息及固体激光技术等领域的实验与理论研究工作。

参考文献

- [1] C. E. Shannon, A mathematical theory of communication, Bell Syst. Tech. J. 27, 623 (1948)
- [2] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, 2000
- [3] S. L. Braunstein and P. van Loock. Quantum information with continuous variables, Rev. Mod. Phys. 77, 513 (2005)
- [4] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?, Phys. Rev. 47, 777 (1935)
- [5] P van Loock and S. L. Braunstein, Multipartite entanglement for continuous variables: a quantum teleportation network, Phys. Rev. Lett. 84, 3482 (2000)
- [6] J. Zhang and S. L. Braunstein, Continuous-variable Gaussian analog of cluster states, Phys. Rev. A 73, 032318 (2006)

- [7] Jietai Jing, Jing Zhang, Ying Yan, Fagang Zhao, Changde Xie, Kunchi Peng, Experimental demonstration of tripartite entanglement and controlled dense coding for continuous variables, *Phys. Rev. Lett.* 90, 167903 (2003)
- [8] Xiaolong Su, Aihong Tan, Xiaojun Jia, Jing Zhang, Changde Xie and Kunchi Peng, Experimental Preparation of Quadripartite Cluster and Greenberger-Horne-Zeilinger Entangled States for Continuous Variables, *Phys. Rev. Lett.* 98, 070502 (2007)
- [9] W. K. Wootters, W. H. Zurek, A single quantum cannot be cloned, *Nature*, 299, 802-803 (1982)
- [10] A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braustein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, E. S. Polzik, Unconditional Quantum Teleportation, *Science*, 282, 706 (1998)
- [11] T. C. Zhang, K. W. Goh, C. W. Chou, P. Lodahl, and H. J. Kimble, Quantum teleportation of light beams, *Phys. Rev. A* 67, 033802 (2003)
- [12] W. P. Bowen, N. Treps, B. C. Buchler, R. Schnabel, T. C. Ralph, Hans-A. Bachor, T. Symul, and P. K. Lam, Experimental investigation of continuous-variable quantum teleportation, *Phys. Rev. A* 67, 032302 (2003)
- [13] 翟泽辉, 李永明, 王少凯, 郭娟, 张天才, 郜江瑞. 连续变量量子离物传态的实验研究, *物理学报*, 54, No.6, 2710-2716 (2005)
- [14] Jing Zhang, Changde Xie, Kunchi Peng, Entanglement swapping using nondegenerate optical parametric amplifier, *phys. Lett. A* 299, 427 (2002)
- [15] Xiaojun Jia, Xiaolong Su, Qing Pan, Jingrui Gao, Changde Xie, Kunchi Peng, Experimental Demonstration of Unconditional Entanglement Swapping for Continuous Variables, *Phys. Rev. Lett.* 93, 250503 (2004)
- [16] N. Takei, T. Aoki, S. Koike, et al, Experimental demonstration of quantum teleportation of a squeezed state.
- [17] S. L. Braunstein, H. J. Kimble, Dense coding for continuous variables, *Phys. Rev. A* 61, 042302 (2000)
- [18] Jing Zhang, Kunchi Peng, Quantum teleportation and dense coding by means of bright amplitude-squeezed light and direct measurement of a Bell state, *Phys. Rev. A*, 62, 064302 (2000)
- [19] Xiaoying Li, Qing Pan, Jietai Jing, Jing Zhang, Changde Xie, Kunchi Peng, Quantum Dense Coding Exploiting a Bright Einstein-Podolsky-Rosen Beam, *Phys. Rev. Lett.* 88, 047904 (2002)
- [20] N. Gisin, G. G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbindn, *Quantum Cryptography*, *Rev. Mod. Phys.* 74, 145 (2002)
- [21] F. Grosshans and P. Grangier, Continuous variable quantum cryptography with coherent states, *Phys. Rev. Lett.* 88, 057902 (2002)
- [22] F. Grosshans and P. Grangier, Reverse reconciliation protocols for quantum cryptography with continuous variables, *quant-ph/0204127*
- [23] C. Silberhorn, T. C. Ralph, N. Lütkenhaus, and G. Leuchs, Continuous variable quantum cryptography: beating the 3 dB loss limit, *Phys. Rev. Lett.* 89, 167901 (2002)
- [24] Xiaolong Su, Jietai Jing, Qing Pan, and Changde Xie, Dense coding quantum key distribution based on continuous-variable entanglement, *Phys. Rev. A* 74, 062305 (2006)
- [25] F. Grosshans, G. van Assche, J. Wenger, R. Brouri, N. J. Cerf, and P. Grangier, Quantum key distribution using Gaussian-modulated coherent states, *Nature*, 421, 238 (2003)
- [26] S. Lorenz, N. Korolkova, and G. Leuchs, Continuous-variable quantum key distribution using polarization encoding and post selection, *Appl. Phys. B* 79, 273 (2004)
- [27] A. M. Lance, T. Symul, V. Sharma, C. Weedbrook, T. C. Ralph, and P. K. Lam, No-switching quantum key distribution using broadband modulated coherent states, *Phys. Rev. Lett.* 95, 180503 (2005)
- [28] Jérôme Lodewyck, Matthieu Bloch, Raúl García-Patrón, et al, Quantum key distribution over 25 km with an all-fiber continuous-variable system, *Phys. Rev. A* 76, 042305 (2007)
- [29] Bing Qi, Lei-Lei Huang, Li Qian and Hoi-Kwong Lo, Experimental study on Gaussian-modulated coherent-state quantum key distribution over standard telecommunication fibers, *Phys. Rev. A* 76, 052323 (2007)
- [30] P. van Loock, Examples of Gaussian cluster computation, *J. Opt. Soc. Am. B*, 24, 340 (2007)
- [31] S. Lloyd, S. L. Braunstein, Quantum computation over continuous variables, *Phys. Rev. Lett.* 82, 1784 (1999)
- [32] N. C. Menicucci, P. van Loock, C. Weedbrook, et al, Universal quantum computation with continuous variable cluster states. *Phys. Rev. Lett.* 97, 110501 (2006)