基于纠缠启用的远距离类量子隐形传态光学成像

Zilin Chen[1,†], Weiqian Shu[1,†], Xiaodong Qiu[2,*], Yangjian Cai[3,*], and Lixiang Chen[1,*]

[1]物理系，厦门大学，厦门 *361005*，中国

[2]电气工程系，香港城市大学，中国香港特别行政区九龙 *999077*

[3]物理与电子科学学院，山东师范大学，济南 *250014*，

中国

[*]*xiaodqiu@cityu.edu.hk*

[*]*yangjiancai@sdnu.edu.cn*

[*]*chenlx@xmu.edu.cn*

[†]这些作者对本研究的贡献相同

在量子隐形传态中，一对纠缠光子是实现远距离量子态传输所需的量子信道的先决条件。在此，我们报告了一种受量子隐形传态启发的经典光学成像新策略，该策略同样可在远距离非局域运行；然而，它使用的是经典关联光源，而非纠缠。在实验中，我们探索了伪热光源以提供类隐形传态信道，并采用和频产生来执行类贝尔态测量。我们成功展示了受隐形传态启发的光学成像，包括简单字符、太极图以及轨道角动量模式的叠加。此外，

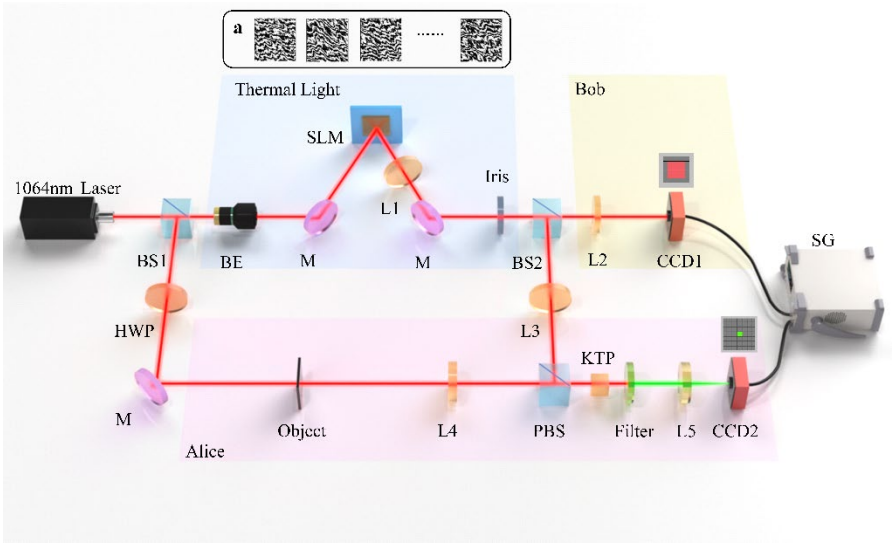
我们通过实验观察到，伪热光的相干性越好，形成图像的对比度就越低，这表明伪热光所提供的非零量子失谐（尽管纠缠为零）在维持用于远距离成像的类隐形传态信道方面发挥着关键作用。

量子系统中非经典性的最佳标志之一，是存在没有经典对应物的关联[1]。纠缠是这些关联中最突出的，位于爱因斯坦-波多尔斯基-罗森（EPR）悖论的核心[2,3]。在纠缠中，量子态以一种特殊方式相互关联：一个粒子的状态与另一个粒子的状态直接相关，无论两者相距多远。爱因斯坦将这种现象称为“鬼魅般的超距作用”。量子纠缠不仅在量子力学的基础性检验中发挥了核心作用，也成为推动各种量子技术革命的重要资源[4-7]。

提到量子关联时，我们可能会立刻想到纠缠。但自量子失谐被发现以来，这种想法已逐渐改变[8-9]；量子失谐描述的是这样一种事实：即使没有纠缠，一些量子系统仍能够具有非经典关联。量子失谐被提出作为一种评价指标，用于表征量子与经典情境中的非经典资源[8-9]。人们甚至曾认为，纠缠是具备量子增强优势的关键资源[10]。然而，这一看法也开始改变，因为研究发现，量子失谐能够提升多种量子任务的表现，例如确定性量子计算[11,12], 、量子态制备[13], 、量子态涌现[14,15], 、量子态广播[16], 以及消耗失谐的信息编码[17]。因此，有研究指出，利用量子失谐或可为资源高效的量子信息处理提供基础性见解；值得注意的是，即使不存在纠缠，这一点也依然成立。

1993年，Bennet及其同事提出了一项开创性的量子隐形传态协议，可将量子信息从一处的发送者传送到一段距离之外的接收者，同时无需实际移动物体本身[18]。量子隐形传态的核心是量子纠缠这一概念，因为它充当了远距离量子态传输所需的所谓EPR通道[19]。作为多种量子信息任务中的关键基本操作，量子隐形传态能够突破量子通信中的距离限制，并在量子计算中实现远距离相互作用[20,21]。在此，我们借鉴量子隐形传态，展示一种利用经典伪热光源实现远距离光学成像的量子失谐辅助技术，其中维持类隐形传态信道的是量子失谐，而非纠缠。我们的实验还明确表明，伪热光的非相干程度决定了量子失谐的大小，而量子失谐又与所形成图像的质量直接相关。

我们目前的方案可视为我们最近提出的一种理论协议的变体，该协议利用赝热光进行量子图像隐形传态[22]。事实上，我们的实验策略受到隐形传态的启发，但我们想强调的是，此处我们旨在提出一种新型远距离光学成像方法。更确切地说，我们的方案本身并非量子态隐形传态，因为它并非在单光子级别运行；相反，它实现了利用赝热光源，非局域地模拟通过量子传输传送经典图像的过程。



Fig。 1 | 利用以下装置实现类隐形传态远程光学成像

赝热光。 插图**a**展示了为制备赝热光而在空间光调制器上显示的动态全息图帧。

如图 1 所示，我们的光学装置采用了量子隐形传态协议的基本框架[18], ，其中利用热光提供的量子失谐代替光子对之间的纠缠。通常，通过引导相干光束穿过动态 Kolmogorov 相位屏，并调节横向相干宽度，我们可生成量子失谐可调的伪热光[23]。随后，利用分束器（BS）将生成的热光分配给 Alice 和鲍勃。根据随机热辐射理论[24] 和数字螺旋成像[25-27]，Alice 和鲍勃共享的热双光子态可表示为[22],

$$\rho_{bc} = \rho_{bc}^{0} + |\psi\rangle_{bc}\langle\psi|, \tag{1}$$

其中 $^{0} = {}^{1}\sum_{\ell,} \ell, \rangle\langle\ell, \sum_{\ell,} \ell, \rangle\langle\ell, \quad {}_{bc}{}_{b\,c\,p\,p}p\,p\,p\,p\,d\,\rho$,,,,,,本质上是一个对角态，表示最大混合态。并且 , , $_{p\,bc\,b\,c}P\,p\,p\psi\rangle = \sum_{\ell} \ell\rangle - \ell\rangle$ ，这是 $_{p\ell}$本征的纯纠缠轨道角动量（OAM）态。在此，下标b和c分别表示由 Alice 和鲍勃持有的光子b和c，ℓ 以及p

表示拉盖尔-高斯（LG）模式的方位角量子数和径向量子数。尽管整个热双光子态是可分的，公式（1）揭示了其中存在非经典关联。这也是热光可用于实现非局域关联成像，即鬼成像的原因[28-30]。与量子关联成像相比，公式（1）中的第一项会产生背景噪声。此外，与量子关联成像类似[31,32],，通过调整概率振幅即可控制热光的成像质量，$_pP_\ell$ 。特别是，它本质上刻画了热双体系统中量子互信息与经典关联之间的差异，即量子失谐D [33]，

$$D(\rho)=\frac{\left(\sum_{\ell,p}P_{\ell,p}^2\right)^2-\sum_{\ell,p}P_{\ell,p}^4}{\left(\sum_{\ell,p}P_{\ell,p}^2+\left(\sum_{\ell,p}P_{\ell,p}\right)^2\right)^2}, \tag{2}$$

且概率振幅，$_pP_\ell$ 由热光[22]，的横向尺寸$_s$ σ 和相干宽度$_g$σ决定，即

$$P_{\ell,p}=\left(1-\tan^4\frac{\beta}{2}\right)\left(\tan^2\frac{\beta}{2}\right)^{|\ell|+2p}, \tag{3}$$

其中 tan β = 2σ /σ $_s$ $_g$。在量子关联成像和隐形传态中，实现完美成像和隐形传态的前提是最大轨道角动量纠缠态，这恰好是公式（1）的第二项，且相干宽度足够小。纯纠缠态的量子失谐为

$$D(\rho_Q)=1-\frac{\sum_{\ell,p}P_{\ell,p}^4}{(\sum_{\ell,p}P_{\ell,p}^2)^2} \tag{4}$$

并且，随着纠缠度降低，成像质量和隐形传态保真度也会下降。考虑到公式（1）的第一项只会在成像过程中引入噪声

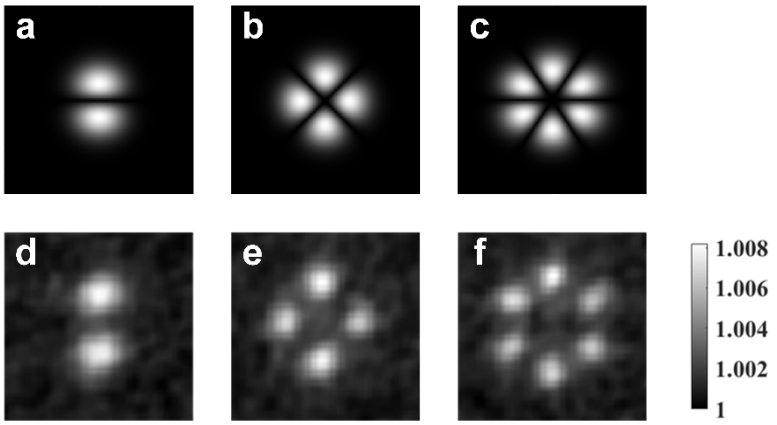
热双光子源的量子失谐包含在公式（1）的第二项中，可提供一种类隐形传态信道，从而实现远距离光学成像或光学图像传输。

假设 Alice 希望将由相干激光束 a 承载的光学图像 ( )O r φ 传输给鲍勃。借助数字螺旋成像，光学图像可表示为 ,, ,$\psi\rangle = \sum_{\ell}$ $_{\ell\, p}$ $^{\ell}$ a p A p，其中复螺旋谱为 ( ) ( ) , , LG ,$_{\ell}$ $= \int$ φ $\left[\right.$ $^{p}_{\ell}$ φ $\left. \right]^{*}$ φ pA O r r rdrd，而 ( )LG ,$^{p}_{\ell}$ φ r 为拉盖尔-高斯模式。众所周知，在量子隐形传态框架下，Alice 需要对光子 a 和 b 进行贝尔态测量。然而，利用线性光学实现高维贝尔态测量仍然是一项挑战。为此，我们采用非线性和频产生过程来实现高维类贝尔态测量[35]。具体而言，Alice 将光束 a 与热光子 b 在磷酸氧钛钾（KTP）晶体中混合，以进行非线性和频产生（SFG）。考虑到 SFG 过程中的轨道角动量守恒以及拉盖尔-高斯模式的正交性，如果 Alice 仅探测和频光子中基模高斯模式的分量，即 ( )$^{0}_{0}$ LG ,r φ，Alice 就会将光束 a 和热光子 b 投影到，
$\psi\rangle$ $= 1/\sqrt{\sum_{\ell,}}$ $\ell,\ \rangle\ -\ell,\ \rangle$ ab a b pd p p，从而实现类贝尔态测量。随后，Alice 将测量结果告知鲍勃，也就是触发鲍勃一侧的相机拍摄热光子 c。其表达式为，

| | | |

$$
\begin{aligned}
\rho_c &= {}_{ab}\langle\psi|\rho_{abc}|\psi\rangle_{ab} \\
&= {}_{ab}\langle\psi|\left(|\psi\rangle_a\langle\psi|\rho_{bc}\right)|\psi\rangle_{ab} \\
&= \frac{1}{d}\sum_{\ell,p}|\ell,p\rangle_c\langle\ell,p| + |\phi\rangle_c\langle\phi|,
\end{aligned}
\tag{5}
$$

其中 $|\phi\rangle = \sum_{\ell} \ell_p \ell_p \ell_p A P p$。由此可见，光子 c 的最终量子态是完全混合态与包含图像信息的纯态的混合。特别是，当横向相干宽度足够小时，也就是热光源完全非相干时，P_ℓ 变为常数，对应的量子失谐值为 0。因此，鲍勃可以获得原始输入图像的精确副本，并带有均匀的噪声背景。换言之，借助热光源，我们可以模拟隐形传态，在两个相隔的主体之间实现光学图像传输，而无需直接传送信息载体。同时，可以通过调控热双光子源的量子失谐来调节传输保真度。与传统的热光鬼成像相比，我们的方案提出了另一种鬼成像框架，其中参与物体照明和图像重建的光子完全来自彼此独立的来源，即利用无相互作用光进行鬼成像。



Fig。2 | OAM叠加态远程传输的实验观测结果。 a-c

原始叠加态的强度分布 $|\phi_1\rangle - |\phi_3\rangle$。**d-f** 相应的传输结果。此处，实验结果通过累加2000帧图像获得。

为验证所提出的类隐形传态光学图像

传输的有效性，我们在 Alice 端制备了三个待传输的轨道角动量叠加态，$|\phi\rangle_1 = |1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{2}$、$|\phi\rangle_2 = |2\rangle + |-2\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|\phi\rangle_3 = |3\rangle + |-3\rangle)/\sqrt{2}$。由于沿角向的相长干涉和相消干涉，它们呈现出花瓣状强度分布，花瓣数为 2ℓ，如图2顶行所示。远程传输通过对和频光子与热光子c进行符合测量来实现，详情见方法。相应的传输结果如图2底行所示，可以清楚地看到，在噪声背景中呈现出花瓣状强度分布，与输入态的分布完全相同。这与式（5）中的理论预测完全一致，表明我们的方案可用于轨道角动量叠加态的远程传输。

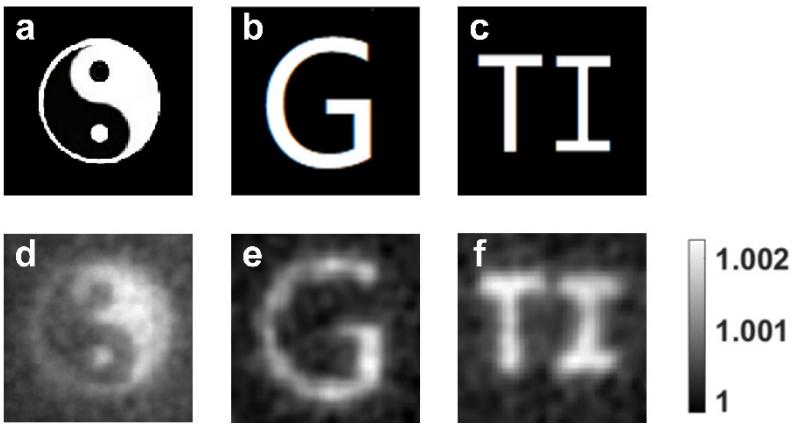


Fig. 3 | 类隐形传态远程光学成像的实验观测。 **a-c** 太极 e

太极、字母“G”和“TI”的原始图像。**d-f**通过远程传输获得的相应鬼像。这里，太极图像由累加 20000 帧获得，而字母 G 和 TI 的图像由累加 10000 帧获得。

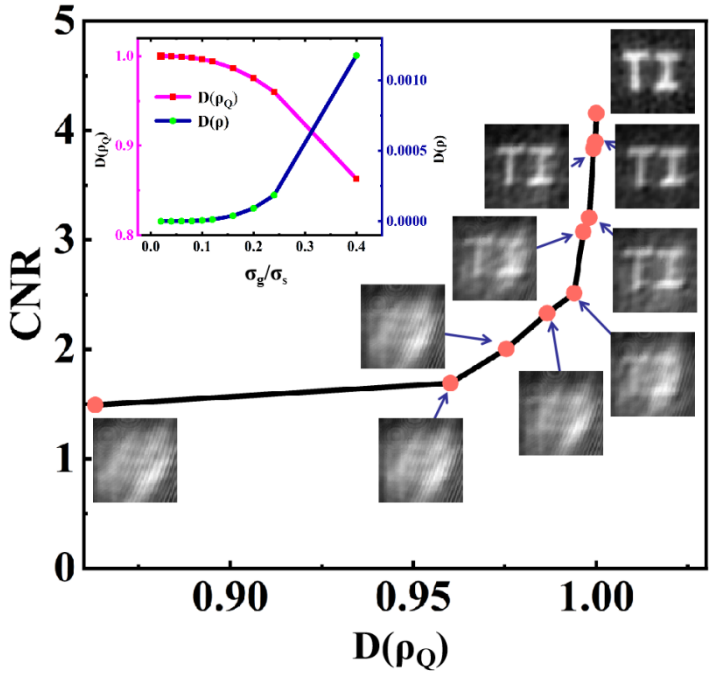
二维轨道角动量的类隐形传态远程传输

如式（5）所预测，叠加态可以扩展至任意维度。此外，如前所述，基于数字螺旋成像理论，任意二维图像都可以表示为轨道角动量叠加态。因此，我们的方案可以推广至利用热光实现类隐形传态成像。与传统成像不同，用于照明物体和恢复图像的光子彼此之间不发生相互作用，即利用无相互作用光进行鬼成像[34,35]。这在热光鬼成像中尚未得到探索，将为热光鬼成像带来更多可能性。为此，如图 3a–c 所示，我们在 Alice 一侧制备由相干光束承载的太极、“G”和“TI”字母输入图像a。随后，选取和频光子的基模分量作为触发信号或关联信号，用于触发 CCD 1 捕获热光子c。这里，通过选取 CCD2 在傅里叶平面记录的和频光斑中心像素的强度信号，提取基模分量。值得注意的是，CCD 的像素尺寸（4 m ×4 mμ μ）与单模光纤的纤芯直径相当，从而确保精确的模式选择。经过触发或关联运算后，获得传输的图像，如图 3d–f 所示。我们采用对比度噪声比（CNR）[35,36]，$= \langle \rangle - \langle \rangle \sqrt{\sigma^2 + \sigma^2}$ CNR（ ）/ $_{in\ out\ in\ out}$ $G\ G$，对所获图像的质量进行定量评估，其中$_{in}G$ 和$_{out}G$ 分别表示图像区域内外任意像素处信号的系综平均值，而，σ^2 $_{in}$和σ^2 $_{out}$则为方差。计算后，我们得到 CNR=2.7763、2.6126 和 4.1567，分别对应图 3d、3e 和 3f；这些数值与传统鬼成像中的数值相当

$\langle \rangle$ $\langle \rangle$

利用热光[36,37], 从而证实，我们的方案能够在不直接传输图像本身的情况下，实现两个相距遥远的参与方之间的高效光学成像。

如式（5）的理论预测以及图2和图3中的实验结果所示，我们利用伪热光源模拟隐形传态，以非局域方式实现经典图像的远程传输，并提出了一种远距离光学成像方案。尽管我们的方案不属于量子隐形传态，但与量子隐形传态有相似之处。也就是说，无需获知激光光子的状态，即可将相干光束承载的经典图像远程传输至远处，而这正是量子隐形传态的一项关键特征。在量子隐形传态中，纠缠为实现这一任务提供了量子信道。理论上，量子隐形传态的保真度会随着纠缠度降低而下降。类似地，在我们利用热光进行的类隐形传态光学成像中，量子失谐提供了类隐形传态通信信道。如式（5）所示，成像质量也会随着量子失谐降低而下降。为验证这一点，我们根据式（3）和式（4），依次将热光源的量子失谐调整为（ ）$_{\varrho}$ 0 8631$D\rho$ =、0.9602、0.9754、0.9866、0.994、0.9964、0.9981、0.9992、0.9997、0.9999；这一调整通过改变加载到空间光调制器上的动态湍流相位实现。对于每个量子失谐值，我们记录字母TI 的传输图案并计算其对比噪声比。相应结果如图4所示，与式（5）的理论预测一致。因此，结果表明，我们的类隐形传态光学成像的成像性能由量子失谐主导。



Fig。 4 | 不同条件下类隐形传态远程光学成像的成像性能 **t**

量子失谐。 插图分别展示了量子失谐为0.8631、0.9602、0.9754、0.9866、0.994、0.9964、0.9981、0.9992、0.9997、0.9999时经远程传输重建的图像。黑线表示对比噪声比随量子失谐的变化。由于量子态不同，蓝线表示热双光子态的量子失谐，紫线则表示嵌入热双光子态中的纠缠态的量子失谐。

讨论

总之，我们利用伪热光源构建了一个类隐形传态信道，并利用和频产生提出了一种高维类贝尔态测量方案。据此，我们实现了两个远距离用户之间的光学成像，无需直接传输图像本身。我们通过实验实现了轨道角动量叠加态和二维强度图像的远程传输。此外，类比纠缠在量子隐形传态中的作用，我们阐明了热光的量子失谐对成像质量的影响

。与传统关联成像相比，我们的方案通过将信息编码在第三束光束中，提供了额外的安全保障。通过基于非线性光学的类贝尔态测量，我们的方案有望实现跨波长成像，例如使用红外光照射物体、使用可见光成像，从而克服鬼成像中红外探测器的局限性。在演示中，我们使用相干激光承载待传输的信息；预计该方案可扩展至两个甚至多个热光源之间的信息传输，以类似于纠缠交换的方式实现热光关联交换[34,38]。此外，将量子隐形传态的概念引入热光鬼成像，将启发人们进一步探索鬼成像的基本原理。

参考文献

1. Modi, K., Brodutch, A., Cable, H. 等。关联的经典—量子边界：量子失谐及相关度量。现代物理评论。**84**，1655（2012）。2. 爱因斯坦，A.、Podolsky，B.、Rosen，N. 量子力学对物理实在的描述能否被视为完备？，物理评论 **47**，777（1935）。3. Reid M D、Drummond P D、Bowen W P 等。专题讨论：爱因斯坦-波多尔斯基-罗森悖论：从概念到应用。现代物理评论 **81**，1727-1751（2009）。4. Horodecki，R.、Horodecki，P.、Horodecki，M. 等。量子纠缠。现代物理评论**81**，865-942（2009）。5. Nielsen，M. A. 和 Chuang，I. L. 量子计算与量子信息，第2卷（剑桥大学出版社，剑桥，2001年）。6. Vedral，V. 量子纠缠。《自然·物理》 **10**，256-258（2014）。7. Erhard，M.、Krenn，M.、Zeilinger，A. 高维量子纠缠的进展。《自然综述·物理》 **2**，365（2020）。

8. Ollivier，H. & Zurek，W. H. 量子失谐：关联的量子性的度量。《物理评论快报》88，017901（2001）。9. Henderson，L. & Vedral，V. 经典关联、量子关联与总关联。《物理学杂志A：数学与一般》：欧洲物理学杂志34，6899-6905（2001）。10. Wilde，M. M. 量子信息理论（剑桥大学出版社，2013年）。11. Datta，A.、Flammia，S. T. & Caves，C. M. 纠缠与一个量子比特的力量。《物理评论A》72，042316（2005）。12. Braunstein，S. L. 等。高度噪声混合态的可分性及其对核磁共振量子计算的影响。《物理评论快报》83，1054（1999）。13. Dakic，B. 等。作为远程态制备资源的量子失谐。《自然·物理》8，666- 670（2012）。14. Cavalcanti，D. 等。量子失谐的操作性解释。《物理评论A—原子、分子与光学物理》83，032324（2011）。15. Madhok，V. & Datta，A. 通过量子态合并解读量子失谐。《物理评论A—原子、分子与光学物理》83，032323（2011）。16. Piani，M.、Horodecki，P. & Horodecki，R. 多体量子关联的非局域广播定理。《物理评论快报》100，090502（2008）。17. Gu，M. 等。观测失谐消耗的操作意义。《自然·物理》8，671- 675（2012）。18. Bennett，C. H.、Brassard，G.、Créepeau，C.、Jozsa，R.、Peres，A. & Wootters，W. K. 通过双重经典信道和爱因斯坦-波多尔斯基-罗森信道传送未知量子态。《物理评论快报》70，1895（1993年）。19. Bouwmeester，D. 等。实验量子隐形传态。《自然》390，575-579（1997）。20. Pirandola，S.、Eisert，J.、Weedbrook，C. 等。量子隐形传态的进展。《自然·光子学》9，641-652（2015）。21. Hu，X. M.、Guo，Y.、Liu，B. H. 等。量子隐形传态研究进展。《自然综述·物理》5，339- 353（2023）。22. Chen，L. 热双光子轨道角动量态的量子失谐：模拟通过隐形传态传输图像。《光：科学与应用》10，148（2021）。23. Yang，Z.、Magaña-Loaiza，O.、Mirhosseini，M. 等。利用

随机光。《光：科学与应用》6, e17013 (2017). 24. Sillitto R. 光的量子理论。Optica Acta: Int. J. Opt. 21, 755 (2010). 25. Chen, L., Lei, J., Romero, J. 量子数字螺旋成像。《光：科学与应用》3, e153 (2014). 26. Zhang, W., Chen, L. 基于光空间本征模双向变换的数字螺旋成像编码与解码。《光学快报》41, 2843-2846 (2016). 27. Lluis, T., Juan, T., Silvia, C. 数字螺旋成像。《光学快讯》13, 873-881 (2005). 28. Bennink, R. S., Bentley, S. J. and Boyd, R. W. 利用经典光源进行“双光子”符合成像。《物理评论快报》89, 113601 (2002). 29. Bennink, R. S., Bentley, S. J., Boyd, R. W. and Howell, J. C. 量子与经典符合成像。《物理评论快报》92, 033601 (2004). 30. Valencia, A., Scarcelli, G., D’Angelo, M., and Shih, Y. 利用热光进行双光子成像。《物理评论快报》94, 063601 (2005). 31. Qiu, X., Zhang, D., Zhang, W. and Chen, L. 结构化泵浦辅助的量子模式识别。《物理评论快报》122, 123901 (2019). 32. Moreau, P. A., Toninelli, E., Gregory, T., et al. 利用光的量子态成像。《自然综述·物理》1, 367-380 (2019). 33. Luo, S., Fu, S. 量子失谐的几何度量。《物理评论A》- At. Mol. Opt. Phys. 82, 034302 (2010). 34. Bomman, N., Agnew, M., Zhu, F., Vallés, A., Forbes, A. & Leach, J. 利用纠缠交换光子进行鬼成像。《npj量子信息》5, 63 (2019). 35. Qiu, X., Guo, H. & Chen, L. 通过空间模式调控频率转换远程传输高维轨道角动量态和鬼像。《自然·通讯》14, 8244 (2023). 36. Zerom, P., Shi, Z., O’Sullivan, M., Chan, K., Krogstad, M., Shapiro, J. and Boyd, R. 利用平均散斑图样进行热光鬼成像。《物理评论A》86, 063817 (2012). 37. Lin, F., Hong, L., Guo, H., Qiu, X. and Chen, L. 利用热光调制对二维码和指纹进行鬼识别。《物理评论应用》18, 054060 (2022). 38. Pan, J. W., Bouwmeester, D., Weinfurter, H., et al. 实验验证纠缠交换：使从未相互作用过的光子发生纠缠。《物理评论快报》18, 3891 (1998)。

方法

为实现和频光子与热光子 *c*之间的符合测量，我们采用外部电平信号触发两台CCD相机进行同步数据采集，而非依赖传统触发摄影。具体而言，使用信号发生器（SG）作为触发源，发出方波信号，并将 CCD 设置为响应上升沿信号。当电压信号从 0 变为 12 V 时，两台 CCD 同时拍摄图像并将其保存到指定文件夹。随后，通过对采集到的图像进行数字处理，实现符合测量。具体来说，可以计算 CCD1 在时刻 *i*拍摄的散斑图样 $_{1i}$ $_{1}$( )Ir与 CCD2 拍摄图像的中心像素值 $_{2i}$ $_{2}$($=0$)I r之间的二阶关联运算，

$$G^{(2)}(r_1)=\frac{\frac{1}{n}\sum_{i}^{n}I_{1i}(r_1)I_{2i}(r_2=0)}{\frac{1}{n}\sum_{i}^{n}I_{1i}(r_1)\times\frac{1}{n}\sum_{i}^{n}I_{2i}(r_2=0)},\tag{6}$$

其中 *n* 表示采集数据的帧数，$_{1}r$ 表示CCD1 所在平面中的横向坐标，CCD1 放置于像平面上。此处，我们选取 CCD2 在傅里叶平面记录的和频光斑中心像素的强度信号，即 $_{2}=0r$，以提取和频光子的基模分量，从而确保进行类贝[illegible]。传输的图像可以通过两台 CCD 的关联运算恢复。

致谢

本研究得到国家自然科学基金（12034016、61975169）、福建省自然科学基金杰出青年科学家项目（2015J06002）以及新世纪优秀人才支持计划（NCET-13-0495）的资助。

作者贡献

L.C. 提出了该想法并设计了实验。Z.C.、W.S. 和 X. Q. 在 Y. C. 与 L.C. 的帮助下开展了实验。所有作者分析了数据并共同撰写了稿件。L.C. 监督了该项目。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

其他信息

补充信息 在线版本包含可于以下网址获取的补充材料：https://doi.org/10.1038/

通信及材料索取事宜请联系 X. Q.、Y. C. 和 L. C.**转载与许可信息**可在以下网址获取：www.nature.com/reprints。