远距离产生过程之间的量子干涉

Johannes Pseiner[1], * Manuel Erhard[2, 3], † 和 Mario Krenn[4], ‡

[1] *Quantum Technology Laboratories Clemens-Holzmeister-Straße 6/6 1100 Vienna Austria.* , 、 、 、 、 、 、 、
[2] *University of Vienna - Faculty of Physics Boltzmanngasse 5 1090 Vienna Austria.*
[3] *Institute for Quantum Optics and Quantum Information IQOQI, Boltzmanngasse 3, 1090 Vienna, Austria.*
[4] *Max Planck Institute for the Science of Light, Staudtstrasse 2, 91058 Erlangen, Germany.*（日期：2023年4月10日）

探索宏观量子现象是量子力学中的一项基础性追求。它使我们能够检验量子物理学的极限，并为探索量子力学与相对论之间的相互作用提供新的途径。在这项工作中，我们通过证明量子系统的产生过程可以跨越宏观距离，提出了一种生成宏观量子系统的新方法。具体而言，我们在两个相距最远达70米的产生位置的相干叠加态中生成光子对。这种新方法不仅为量子物理学中的基础性实验提供了令人振奋的机会，也可实际应用于对压力和空气或气体湿度等分布式性质进行高精度测量。

arXiv:2304.03683v1 [quant-ph] 7 Apr 2023

I. 引言

在量子力学中，如果两种可能性无法被区分——即使在原则上也是如此——就可能发生干涉。费曼曾说，这一性质“蕴含着量子力学的核心” [1]。1994年，Herzog等人 [2]证明，这种现象不仅可以在单个光子或纠缠光子的性质中观察到，还可以在光子本身的产生过程中观察到。在扩展Zou、Wang和Mandel [3],的一项实验时，他们以这样一种方式，将由一个产生过程生成的光子对的路径与另一个产生过程生成的路径重叠起来。图 1所示的实验装置经过调整，使得不存在任何信息（即使在原则上也不存在）可以用来确定光子对究竟是在两个产生过程中的哪一个过程中生成的。因此，光子对处于在第一个或第二个过程中生成的相干叠加态。通过调节两个过程之间的相位，可以观察到相长干涉和相消干涉。对于相长干涉，与单个晶体相比，生成的光子对总数可以增强四倍；而对于相消干涉，生成的光子对数量为零。图 1展示了这一实验的概念示意图。

近年来，这种独特的量子现象已被用于众多应用领域，涵盖 [4], 从光谱学 [5]到传感 [6] 和纠缠生成 [7, 8]。迄今为止，这一过程仅在两个产生过程之间的空间距离非常小时才被观测到。两个产生过程要么发生在同一位置（例如，从两个方向泵浦同一块非线性晶体 [2, 9]），要么是在...在毫米尺度上分离（例如，在集成光子芯片 [10, 11]上）。

在这里，我们观察到两个宏观分离的光子产生过程起源之间的相干量子叠加。具体而言，我们使用了两块非线性晶体，彼此间距最远可达 70 米。每块晶体都能产生光子对。重要的是，通过使来自两块晶体的光子路径重叠，我们创造了一种情形：产生的光子对无法提供任何能区分其来源的信息。

扩大两个产生过程之间的距离有多重动机。首先，从技术角度来看，可以设想用于测量空气压力或温度波动等大尺度属性的高灵敏度量子增强传感方法。其次，要在没有显式纠缠的情况下证明一种新型多光子量子干涉效应的非定域性，就必须在空间上分离产生过程；这种效应已在 [4, 12] 中从理论上提出，并在 [9, 11] 中于局部尺度上得到观测。第三，从基础物理学层面来看，我们实验的独特之处在于，量子态的整个生成过程跨越宏观距离。因此，我们的实验是迈向一种新方法的第一步，可用于检验规模更大、复杂度更高的量子系统的极限，以及宏观性 [13], 这一概念；这种方法与研究具有大质量 [14], 、大量光子 [15], 、大角动量 [16] 或大尺度纠缠分布 [17]的量子系统互为补充。

II. 方法

在我们的工作中，我们选择两个相互干涉的量子过程，作为宏观尺度量子系统的实验演示。思路很简单：探究如何扩展一个看似相干的量子系统，同时不丧失其相关的量子效应。我们的系统由两个量子过程组成，它们在一种非线性光学

* johannes.pseiner@qtlabs.at
† manuel.erhard@qtlabs.at
‡ mario.krenn@mpl.mpg.de

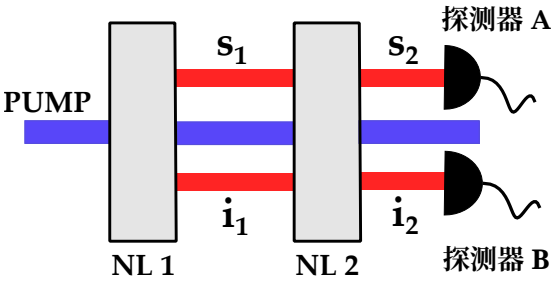

图1. 描绘了简化实验装置的示意图。使用连续波泵浦激光器在非线性晶体的模式 s_1 和 i_1. 中产生下转换光子对。在相同模式中，泵浦光束共线传播至第二块晶体，因此产生由 s_2 和 i_2 表示的光子对的另一种可能性。对准信号光束和闲置光束以消除晶体路径信息，在扫描泵浦光束与下转换光束之间的相位差时，可以观察到干涉条纹。随着晶体间空间距离的增大，应当能够观察到这些效应。取自 [18]。

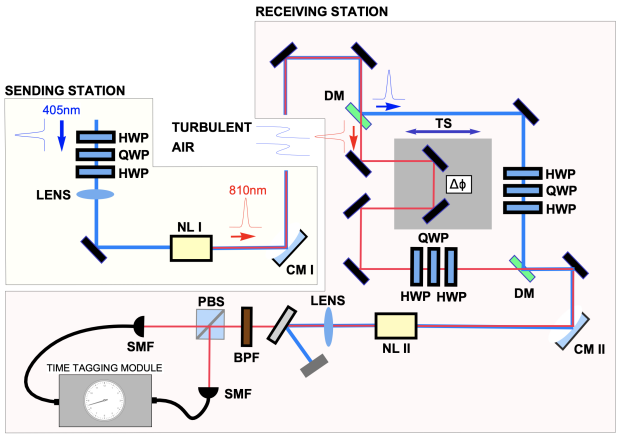

图 2. 实验装置示意图。两个非线性晶体（发送站的 NL I 和接收站的 NL II）由泵浦光相干泵浦，泵浦光束和下转换光束沿共线方向传播。相位差 $\Delta\phi$ 通过马赫-曾德尔干涉仪中的一套延迟线系统（TS）引入：泵浦光束和下转换光束分束后，再由双色镜（DM）重新合束。为避免泵浦光与自发参量下转换光子之间的透镜色差，使用了两面凹面镜（CM I 和 II）分别发送和接收信号。探测系统中设置了带通滤波器（BPF），以滤除不需要的泵浦信号并缩窄波长分布。记录的探测事件由时间标记模块提供时间戳。在符合时间窗 tc 内（设为 1.5 ns）同时发生的点击被认定为符合事件。引自 [18]。

过程中产生光子对，这一过程称为自发参量下转换（SPDC）。选择这种系统的原因有很多。它可用于远距离实验和多光子实验。因此，它在空间范围、光子数量以及系统所包含信息的维度方面都具有可扩展性。路径同一性原理使所提出的构想能够以概念上简单的方式实现。SPDC 过程可以用幂级数展开来近似 [19]

$$S_{ab} = 1 + g_{ab}(a^\dagger b^\dagger) + g_{ab}^2/2(a^\dagger b^\dagger)^2 + O(g_{ab}^3), \quad (1)$$

其中，产生速率 g 与二阶非线性系数和泵浦功率成正比，而$a^\dagger$，$b^\dagger$ 分别表示路径 a 和 b 中光子的产生算符。为便于后续讨论，我们在低泵浦功率下进行实验，从而忽略所有高阶项（$\geq O(g^2)$）；详情请参阅补充材料。

根据路径同一性原理，在第一块非线性晶体的路径中插入另一块非线性晶体，并在两个过程之间引入任意相位 U_ϕ，可得

$$\begin{aligned} S_{cd}U_\phi S_{ab} &= [1 + g_{cd}(c^\dagger d^\dagger)][1 + e^{i\phi} g_{ab}(a^\dagger b^\dagger)] \\ &= 1 + g_{cd}c^\dagger d^\dagger + e^{i\phi} g_{ab} a^\dagger b^\dagger + O(g^2), \end{aligned}$$

其中 ϕ 表示两个非线性过程之间的相位。最后，运用路径同一性原理（即重叠单光子的路径，使得 $c \to a$ 和 $d \to b$），可得

$$\begin{aligned} S_{cd}U_\phi S_{ab}|vac\rangle &\to [1 + g_{cd}c^\dagger d^\dagger + e^{i\phi} g_{ab} a^\dagger b^\dagger]|vac\rangle \\ &\to |0,0\rangle_{a,b} + g_{ab}(1 + e^{i\phi})|1,1\rangle_{a,b}, \end{aligned}$$

其中，在第一步中，量子系统 $S_{cd}U_\phi S_{ab}$作用于真空模式 $|vac\rangle$，其中 $|1,\ 1\rangle_{a,\ b}$ 以及 $|0,\ \ 0\rangle_{a,\ b}$ 分别表示路径 a 和 b中有一个或没有光子对。

因此，推导出的方程表明，我们提出的系统是否产生光子对，仅取决于两个过程之间的相对相位 ϕ。最重要的是，没有理论证据表明，两个过程之间的空间距离会削弱光子受抑制或增强发射所表现出的量子行为。受抑制和增强的光子对发射还体现了我们的系统与其他空间扩展的干涉实验或量子实验之间的根本差异。我们的整个实验装置由两个空间上相距甚远的量子产生过程组成；根据它们的相对相位，这两个过程或者产生光子对，或者不产生光子对。在这种情况下，它并不是彼此相距很远时测量的某个过程的产物，例如无漏洞贝尔实验 [20–23]便属于这种情况。相反，这两个过程彼此相距甚远，使量子系统延伸到很大的空间范围。从理论上讲，两个产生过程之间的距离没有上限。

从实验角度来看，一个问题随之产生：这两个过程的相干性在物理上取决于什么？在这里，必须满足两个条件。第一个

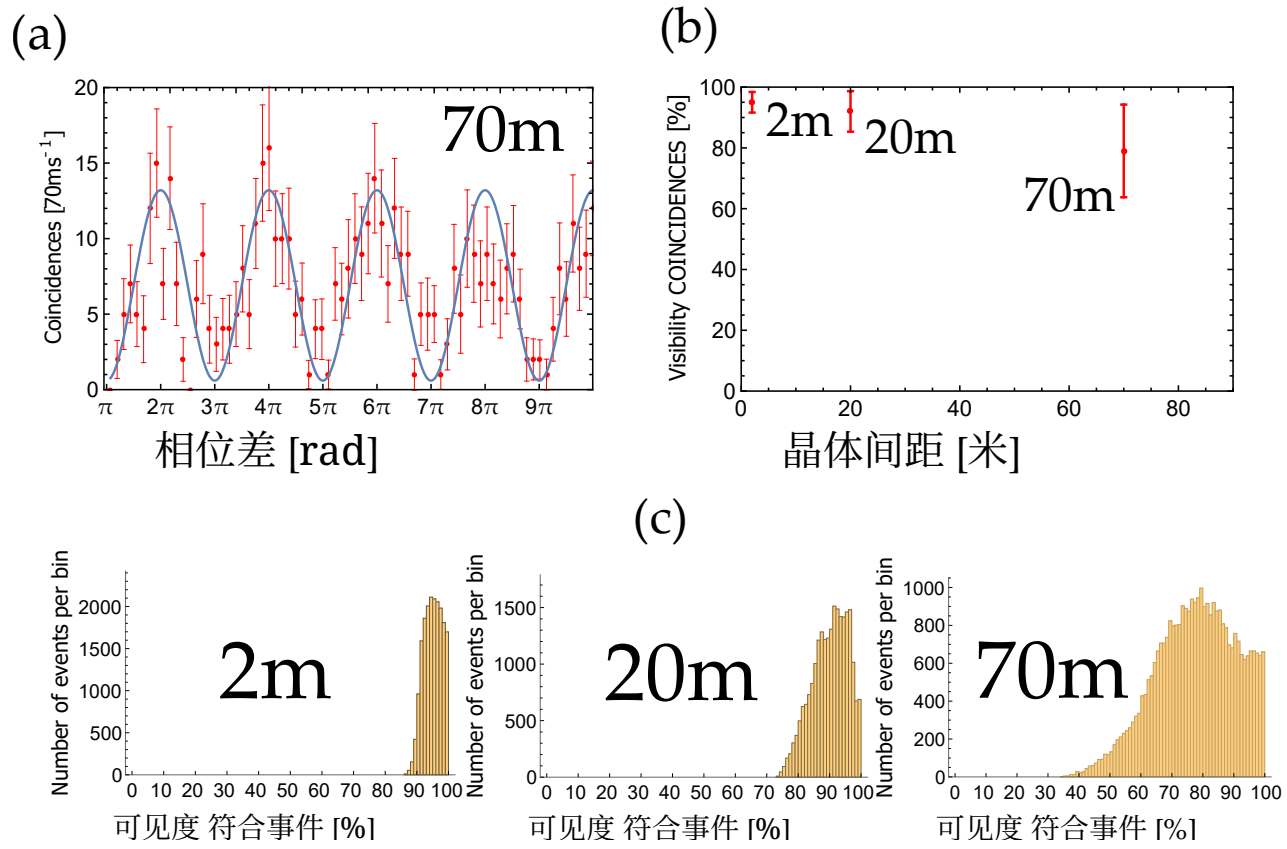

图3. 展示了量子干涉实验的结果。(a) 展示了移动伸缩光程系统并由此改变 $\Delta\mathcal{L}$ 后，传播距离为70米时下转换光子的符合计数率。(b) 以可见度表示非线性晶体间距增加时系统的缩放行为。红点表示相应分布的峰值，红色误差棒表示估算分布的标准差。(c) 展示了不同传播距离下所有可见度分布的汇总。

该条件与式（6）类似：泵浦光束与两个下转换光子之间的光程差必须小于泵浦激光的相干长度，

$$|L_p - L^a_{DC} - L^b_{DC}| \leq L_p^{coh-len}, \tag{2}$$

其中， L_p 表示泵浦激光的路径长度，L^a_{DC} 描述过程a或b产生的下转换光子的路径长度，而 $L_p^{coh-len}$表示泵浦激光的相干长度。

第二个条件由以下下转换光子的光程差及其相干长度给出：

$$|L^a_{DC} - L^b_{DC}| \leq L_{DC}^{coh-len}, \tag{3}$$

其中， $L_{DC}^{coh-len}$ 为下转换光子的相干长度。

此外，降频转换光子的所有自由度都必须相同，才能实现完美的不可区分性。因此，为确保路径不可区分性，我们将两个产生过程中产生的降频转换光子叠加，并通过将它们耦合进单模光纤来消除残余路径信息。为确保光谱特性相同，我们使用窄带光学带通滤波器。我们使用四分之一波片-半波片-四分之一波片（QHQ）组合来校准两对降频转换光子的偏振。最后，通过改变第二块非线性晶体前泵浦光束的偏振，控制两个光子产生过程的亮度。

我们使用双色镜将下转换光与泵浦光束分开，并通过伸缩光程系统引入光程差，从而改变两个量子过程之间的相位。

III. 结果

我们通过测量两个相距甚远的量子对产生过程之间的干涉，确认了该系统的量子性。干涉的可见度定义为 $V = (max - min)/(max + min)$，其中$max$ 表示相位设定为 $\phi = 0$时的双光子计数率，而 min 表示双光子计数率 $\phi = \pi$。

对于经典的非相干系统，我们预期

可见度为零。对于完美的量子系统，我们预期通过改变泵浦光子与下转换光子之间的相对相位，根据公式（3）在双光子符合事件中观察到干涉图样。原则上，在足够长的时间间隔内测量 2 个相位设定（$\phi = 0$和 $\phi = \pi$），可以提高可见度测量的统计显著性。然而，我们选择以每秒 180nm 的速度交替改变相对相位 ϕ，以尽量减小湍流空气造成的相位波动，并确保实验始终正常运行。这里的正常运行是指“零结果”，也就是未检测到计数；这始终会得到完美的可见度。如果没有光子产生，也可能出现这种情况，例如实验发生故障时。

图 3 展示了相距 70 米的两个量子过程所观测到的干涉图样。可见度图样清晰可见，我们还添加了一条正弦曲线以便观察。可见度是通过提取总周期为 70 秒内的最大值和最小值计算得出的。每种最大值和最小值设定约有 70 个测量点。根据这些测量点计算出的平均可见度为 83% $\pm$ 15%。这一主要结果展示了空间上相距甚远的两个量子过程之间的干涉。

此外，我们还展示了分别在较短的 2 米和 20 米距离下进行的两次可见度测量。2 米距离下的平均可见度为 96% $\pm$ 3%，20 米距离下则为 92% $\pm$ 6%。随着两个量子产生过程之间距离的增加，可见度明显下降，这可以用以下方式解释。由于实验室空调系统引起的空气湍流，波长为 400 nm 的泵浦光束到达第二块非线性晶体时，其入射角发生了波动。这些入射角波动导致产生的光子对的方差较大，进而使两个双光子产生过程的振幅不同。振幅差异会导致可见度降低，这与标准单光子干涉实验中的情况类似，详情请参阅补充材料。

IV. 讨论

图3展示了符合计数率的可见度随晶体间距离变化的汇总结果。尽管分布宽度对于

对于 2m，符合计数相对集中；距离更远时，误差棒增大，峰值位置向较低的可见度移动。请注意，由于评估的统计量数量很大，即测量期间光子数量较多 n（每个测量会话的总测量时间为 70 s），且后处理中累积的采样数量也很大，因此均值的误差小到可以忽略。可见度分布误差范围的扩大，可能是因为三次测量的测量时间相同，而测量距

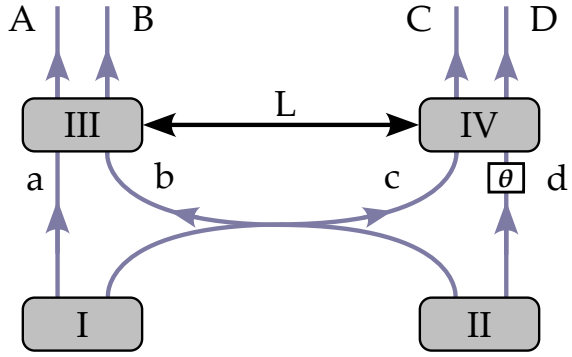

图4. 用于观测光子四元组起源的非局域量子干涉现象的拟议实验装置。在此，四个光子在晶体I&III或II&IV中产生，晶体之间存在较大的距离L，这可能有助于观测多体量子系统的非局域特征。该实验已在 [4, 12] 中提出，并且最近已在较小的L下于[9, 11]中得到演示。

离为 70m 时，计数率的量级较低（每个积分时间 $t_{int} = 70$ms内只有少数几个计数，见图8），低于其他距离对应的计数率（每 t_{int}为 $\sim 10^2$ 个计数，见图6和图7）。显然，若将重点放在单计数率上，本可以获得更高的统计显著性；然而，这在实验上更具挑战性，因为单计数率的可见度高度依赖于关于伴随光子的信息。根据定义，在符合计数率中，没有信息泄露到环境中，因此相干性得以保留。

V. 展望

在我们的实验中，我们展示了量子态的诞生位置可以在空间上跨越70米的距离。通过线性插值，我们预计在无需额外控制机制的情况下，可见度在250米以内仍有可能超过50%（500米时为10%）。一个有趣的未来研究问题是，狭义相对论或广义相对论的效应将如何影响这些系统中的干涉，例如通过相位退相干或退相干，正如相关提案 [24]中所研究的那样。

本文所呈现的结果，是迈向观测 [4, 12] 中提出的新型非局域多光子干涉效应的关键第一步。在那里，与本文展示的实验类似，四光子量子态以相干叠加的形式产生于两个位置。在每个位置，两个光子对的产生过程都可能产生四个光子，见图 4。尽管已有实验观测到四光子干涉 [9, 11], ，但要观测其非局域性，就需要将四个晶体彼此分开。因此，我们的实验可视为未来研究的一项先导可行性研究

非局域多光子量子现象。

致谢

作者感谢 AntonZeilinger 发起并推动这项研究，也感谢 Armin Hochreiner 和 感谢 Mayukh Lahiri 多年来围绕路径同一性主题展开的宝贵讨论。

[1] Richard P Feynman、Robert B Leighton 和 Matthew Sands，《费曼物理学讲义》第三卷，《美国物理学杂志》**33**，750–752（1965）。[2] TJ Herzog、JG Rarity、H Weinfurter 和 Anton Zeilinger，《通过干涉实现受阻的双光子产生》，《物理评论快报》**72**，629（1994）。[3] XY Zou、Lei J Wang 和 Leonard Mandel，《光学干涉中的诱导相干性与不可区分性》，《物理评论快报》**67**，318（1991）。[4]Armin Hochrainer、Mayukh Lahiri、Manuel Erhard、Mario Krenn 和 Anton Zeilinger，《通过路径同一性及未探测光子实现的量子不可区分性》，《现代物理评论》**94**，025007（2022）。[5] Dmitry A Kalashnikov、Anna V Paterova、Sergei P Kulik 和 Leonid A Krivitsky，《利用可见光进行红外光谱学》，《自然·光子学》**10**，98–101（2016）。[6]Mirco Kutas、Bj¨orn Haase、Patricia Bickert、Felix Riexinger、Daniel Molter 和 Georg von Freymann，《太赫兹量子传感》，《科学进展》**6**，eaaz8065（2020）。[7] Lucien Hardy，《具有相关偏振和相关方向的光子源》，《物理学快报 A》**161**，326–328（1992）。[8] Mario Krenn、Armin Hochrainer、Mayukh Lahiri 和 Anton Zeilinger，《通过路径同一性实现纠缠》，《物理评论快报》**118**，080401（2017）。[9]Kaiyi Qian、Kai Wang、Leizhen Chen、Zhaohua Hou、Mario Krenn、Shining Zhu 和 Xiao-Song Ma，《由未探测光子控制的多光子非局域量子干涉》，《自然·通讯》**14**，1480（2023）。[10]Takafumi Ono、Gary F Sinclair、Damien Bonneau、Mark G Thompson、Jonathan CF Matthews 和 John G Rarity，《硅光子芯片上的非线性干涉观测》，《光学快报》**44**，1277–1280（2019）。[11] Lan-Tian Feng、Ming Zhang、Di Liu、Yu-Jie Cheng、Guo-Ping Guo、Dao-Xin Dai、Guang-Can Guo、Mario Krenn 和 Xi-Feng Ren，《多光子态起源之间的芯片上量子干涉》，《光学》**10**，105 109 2023–（）。[12] Xuemei Gu、Manuel Erhard、Anton Zeilinger 和 Mario Krenn，《量子实验与图 II：量子干涉、计算与态生成》，《美国国家科学院院刊》**116**，4147–4155（2019）。[13] Anthony J Leggett，《检验量子力学的极限：动机、现状与前景》，《凝聚态物理杂志》**14**，R415（2002）。[14]Yaakov Y Fein、Philipp Geyer、Patrick Zwick、Filip Kia-lka、Sebastian Pedalino、Marcel Mayor、Stefan Gerlich 和 Markus Arndt，《量子叠加分子质量超过 25 kDa，”《自然·物理》**15**, 1242–1245 (2019).[15] Natalia Bruno、Anthony Martin、Pavel Sekatski、Nicolas Sangouard、RT Thew 和 Nicolas Gisin，“纠缠在微观和宏观领域之间来回转移”，《自然·物理》**9**, 545–548 (2013).[16] Robert Fickler、Radek Lapkiewicz、William N Plick、Mario Krenn、Christoph Schaeff、Sven Ramelow 和 Anton Zeilinger，“高角动量量子纠缠”，《科学》**338**, 640–643 (2012).[17] Juan Yin、Yuan Cao、Yu-Huai Li、Sheng-Kai Liao、Liang Zhang、Ji-Gang Ren、Wen-Qi Cai、Wei-Yue Liu、Bo Li、Hui Dai、 *et al.*，“基于卫星的纠缠分发，距离达 1200 公里”，《科学》**356**, 1140–1144 (2017).[18] Johannes Pseiner，“以量子相干性和量子通信为特色的新型量子光学实验”，（博士论文，维也纳大学，2022）。[19]Stephen P Walborn、CH Monken、S P´adua 和 PH Souto Ribeiro，“参量下转换中的空间关联”，《物理学报告》**495**, 87–139 (2010). [20] Jan-˚Ake Larsson，“局域实在论贝尔不等式检验中的漏洞”，《物理学杂志A：数学与理论》**47**, 424003 (2014).[21] Bas Hensen、Hannes Bernien、Ana¨ıs E Dr´eau、Andreas Reiserer、Norbert Kalb、Machiel S Blok、Just Ruitenberg、Raymond FL Vermeulen、Raymond N Schouten、Carlos Abell´an、 *et al.*，“利用相距 1.3 公里的电子自旋实现无漏洞的贝尔不等式违背”，《自然》**526**, 682–686 (2015).[22]Marissa Giustina、Marijn AM Versteegh、S¨oren Wengerowsky、Johannes Handsteiner、Armin Hochrainer、Kevin Phelan、Fabian Steinlechner、Johannes Kofler、Jan-˚Ake Larsson、Carlos Abell´an、 *et al.*，“利用纠缠光子对贝尔定理进行显著的无漏洞检验”，《物理评论快报》**115**, 250401 (2015).[23] Lynden K Shalm、Evan Meyer-Scott、Bradley G Chris- tensen、Peter Bierhorst、Michael A Wayne、Martin J Stevens、Thomas Gerrits、Scott Glancy、Deny R Hamel、Michael S Allman、 *et al.*，“对局域实在论进行有力的无漏洞检验”，《物理评论快报》**115**, 250402 (2015).[24]Siddarth Koduru Joshi、Jacques Pienaar、Timothy C Ralph、Luigi Cacciapuoti、Will McCutcheon、John Rar- ity、Dirk Giggenbach、Jin Gyu Lim、Vadim Makarov、Ivette Fuentes、 *et al.*，“太空探索任务提案：以实验检验引力导致的退相干”，《新物理学杂志》**20**, 063016 (2018). [25] Ryan S. Bennink，“自发参量下转换的最佳共线高斯光束”，Phys. Rev. A **81**, 053805 (2010).[26]Kirill Spasibko，“高增益参量下转换的光谱和统计特性”，arXiv 预印本

arXiv:2007.12999 (2020).[27] Paula Cutipa 和 Maria V Chekhova，“双光子光谱学用明亮压缩真空：在时间、频率、空间和波矢上同时实现高分辨率”，Optics Letters **47**, 465–468 (2022). [28] Anand Kumar Jha、Malcolm N. O’ Sullivan、Kam Wai Clifford Chan 和 Robert W. Boyd，“双光子干涉效应中的时间相干性与不可区分性”，Phys. Rev. A **77**, 021801 (2008)。

VI. 补充材料

光子对是在非线性介质中通过自发参量下转换相互作用产生的，该介质由相干激光光源泵浦。泵浦光源为单模连续波（cw）激光束，由 Ondax 制造的紧凑型激光二极管模块产生，中心波长（CWL）约为 405.5 nm。根据制造商提供的数据，泵浦光的光谱分布半高全宽（FWHM）带宽为 $\Delta\nu = 160\,\mathrm{MHz}$，对应的相干时间为$t^p_{coh} = 2\mathrm{ns}$，相干长度为 $l^p_{coh} = 596\,\mathrm{mm}$。

第一块非线性介质处泵浦光束的最大功率由功率计（PM100A Thorlabs）测得，为 15.40 mW$\pm$0.05 mW，对应于焦点处 7740.88 W/cm$^2\pm$25.13 W/cm^2 的光强。上述激光强度以及非线性晶体属性的选择（见下文）使亮度达到$B = 4.8 \times 10^5 s^{-1}$，这表示光源每秒产生的光子对数量[1]。激光模块以最大输出功率运行，以确保获得强烈的自发参量下转换信号，同时考虑到更高的自发参量下转换光子发射量会对可见度产生不利影响。假设泵浦光束具有高斯光强分布[2]，，为提高下转换光束的转换效率，使其依次通过四分之一波片（QWP）和二分之一波片（HWP），因为只有线偏振光的投影部分会对转换效率有所贡献。在本文所述情形下，垂直偏振光（s偏振）的转换效率最高。

泵浦光束的耦合输出阶段由一个五轴单模光纤准直器（Newport 9131- M）和一个平场消色差物镜（ Olympus RMS40X）组成，其光学参数使准直光束半径达到1.55 毫米。随后，光束通过UV镀膜的 f =聚焦进入非线性介质中。

[1] 使用单计数率 B 估算了亮度$\mathcal{C}_{A,\ B}$ 以及符合计数率 $\mathcal{C}_c$，通过 $B = \frac{\mathcal{C}_A \cdot \mathcal{C}_B}{\mathcal{C}_c}$，其中忽略了初步背景诱导计数~~ Δ ~~和偶然符合计数 $\mathcal{C}_{acc}$。请注意，这些假设要求在环境光较低且泵浦功率足够低的条件下测量亮度。[2] 通过将激光束耦合到单模光纤（Thorlabs S405HP）中，确保了高斯光束轮廓。

300mm透镜，其中 f 为焦距。聚焦条件得到的光束束腰为 $\omega^p_{focus} = 25\,\mu\mathrm{m}$，与 $\xi_p = 0.056$的焦参数以及 $L = 1$ mm的晶体长度相符。因此，瑞利长度（$z_R = \frac{2\pi\lambda}{\omega}$）决定了光束可被视为平面波的范围，其值约为4.85 mm。因此，泵浦光束在1mm长的介质中始终为平面波的假设是有效的。为避免SPDC（$\lambda_{s/i} = 810\mathrm{nm}$）与泵浦（$\lambda_p = 405\mathrm{nm}$）光子之间的色差[3]，采用了两块直径为75 mm的介质凹面镜（Thorlabs CM750-500）（发射端和接收端各一块）。

关于在自由空间中的传播，$f_{CM} = 500\,\mathrm{mm}$ 的焦距确保了泵浦光束具有51.6m 的瑞利长度，就光学元件的孔径直径（实验装置中使用的 $1'' = 25.4\mathrm{mm}$ ）而言，其发散角足够小。

两面凹面镜的焦距在所有传播距离中均选-定为 $f_{CM} = 500\mathrm{mm}$。这确保了当第一个非线性晶体位置处的泵浦光束束腰为 $\omega_p = 25\,\mu\mathrm{m}$、由此产生的准直光束半径为 $\omega^{coll}_p = 2.58\,\mathrm{mm}$ 时，泵浦光束的瑞利长度为51.6m。对于给定的泵浦光束束腰 ω_p，通过实验发现，以下泵浦光束与自发参量下转换焦点参数之间的关系可实现接近- 最优的耦合效率：$\xi_{s/i} \approx \sqrt{2.84}\xi_p$ [25]。因此，理论上的自发参量下转换

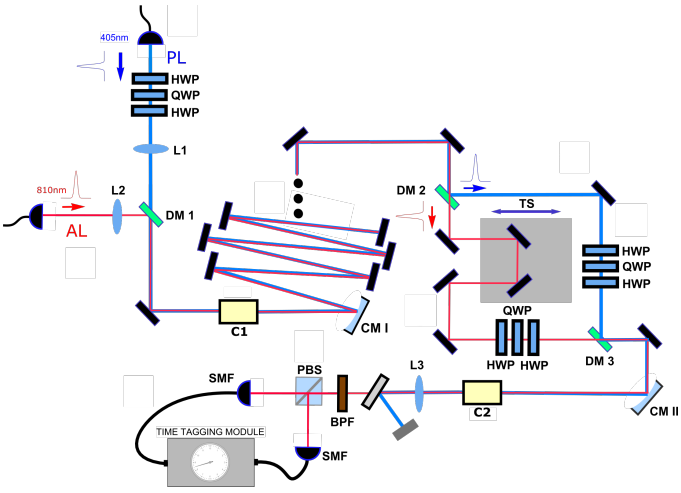

图 5. 图示了实验及对准的重要要点。泵浦光束以蓝色直线表示，自发参量下转换光子（以及对准激光）以红色表示。多重反射镜系统中的三个黑点表示，在更长距离（< 20米）的最终实验中，使用的镜子数量多于图示数量。取自 [18]。

[3] 色差描述了透镜的焦距会根据入射光束的波长而发生偏移。

光束束腰为 $\xi_{s/i} = 0.40$ ，对应的 $\omega_{s/i} = 13.6\,\mu$m，产生的准直光束半径为 $\omega_{s/i}^{coll} = 9.48$ mm，瑞利长度为348.6 m。理论上，经过 70 m 后，光束半径分别达到 $\omega_p^{coll70} = 4.35$ mm 和$\omega_{s/i}^{coll70} = 9.67$ mm。因此，在最大距离 70 m 内，高斯形光束的衍射极限不会超过 25.4 mm，即实验装置中所用光学元件的最大孔径直径。实际上，光束发散度会超过衍射极限，再加上对准误差以及用于较远距离的对准技术，可能导致信号损失。

选择 70m 这一最大传播距离，是考虑到光学平台长度有限，且超宽带镀膜 BK7 镜的数量有限 [Semrock MM2-311S-25。4] 这些镜子用于使光束从发送端传播至接收端。实验室光学平台两端均放置了多个 25.4 mm 超宽带镜，使光束能够从发送站传播至接收站；镜子的排列方式使光束可以在两端之间多次反射。实际上，对于最大传播距离（70 m），镜子的布置使每面镜子都能实现双重反射。为了充分利用镜面面积，在光学平台两端各排成两列的镜子均采用了每面镜子双重反射的布置方式。

自发参量下转换光子的相干长度 $l_{\mathrm{coh}}^{\mathrm{DC}}$ 远小于 $\Delta\mathcal{L}$ 这一要求会自动得到满足，因为两块不同晶体的闲频光束和信号光束处于同一模式，因此不会被独立操控（见图 1）。因此，在假设信号频率与闲频频率简并（即 $\mathrm{k}_{avg} = 0$）的情况下，引入新量后，符合计数率可写为：

$$\mathcal{C}_c = |A|^2 \mathcal{I}_p \bar{f}_s \bar{f}_i [1 + \mathrm{V}_p \mathrm{V}_c \cos(\mathrm{k}_p \Delta\mathcal{L} + \Delta\Phi)]. \quad (4)$$

在所展示的实验装置中（见图 2），可以通过在两个自发参量下转换源之间将下转换场与泵浦场分开，改变双光子与泵浦光子的路径长度差 $\Delta\mathcal{L}$ 。随后，可用干涉仪改变路径长度，并在光子通过第二个源之前将其重新合束。非动力学相位差 $\Delta\Phi$包含自由空间传播过程中产生的波前畸变，并考虑到泵浦光子与自发参量下转换光子的群速度并不相等这一事实；这会导致走离效应，其原因是能量传播与相位传播的速度和方向不同 [26, 27]。

A. 补充材料：结果

在以下部分中，将展示在下转换晶体I &II中产生的、彼此干涉的自发参量下转换光子对的单计数率和符合计数率测量结果，这些晶体之间的距离分别为 2、20 和 70m。

公式 4预测，在扫描第一块晶体中产生的自发参量下转换光子与泵浦光子之间的相位差时，计数率会呈现振荡行为。然而，最关键的限制因素是干涉粒子之间的不可区分性，这导致预期的可见度低于1。任何导致对其中一个干涉粒子状态的排他性了解的信息，都会导致可见度降低。与可见度不确定性相关的限制因素具有技术性和系统性，例如散粒噪声[4] 以及空气湍流，它们会给信号引入波动。

通过考虑总符合计数率和单计数率的极值，评估了可见度分布，进而得出 $\mathcal{V}$ 的均值及相应误差。随后进行了高次数的抽样（$\sim 10^5$），其统计分布预期服从泊松分布。极值的均值给出了可见度的均值 $\mathcal{V}$ ，只需计算 **(**Max-Min**)/(**Max+Min**)** 即可，其中 Max （Min）表示振荡的自发参量下转换信号的极大值（极小值）的均值。通过数学处理软件 $Wolfram\ \ Mathematica$[5], 的 $FindPeaks$ 函数评估每组数据的极值，该函数返回局部极值列表。通过计算重叠自发参量下转换信号的预期符合计数率 [28]，并考虑伸缩光程系统的电机速度 v_m ，可以估算计数率中干涉条纹的预期振荡周期。通过蒙特卡罗模拟，将一组数据中极值的抽样分布进行组合，计算得出了大量可见度。

B. 传播距离为 2 m 时的数据分析

计数率图中的误差棒对应于假定服从泊松分布的计数统计，其表达式为$\Delta n = \pm\sqrt{n}$ ，其中 n 是测量过程中使用的光子数。请注意，本实验所用雪崩光电二极管的典型暗计数率不超过每秒 2×10^2 次（cps），与此处测得的单计数率相比可忽略不计（$\mathcal{C}_{A,\ B} \sim 10^4$cps）。此外，偶然符合计数 $\mathcal{C}_{acc}$对

[4] 散粒噪声可等同于量子噪声，其成因是自发参量下转换过程固有的离散性和随机性。[5] $Wolfram\ \ Mathematica$ 版本 11.0.1.0

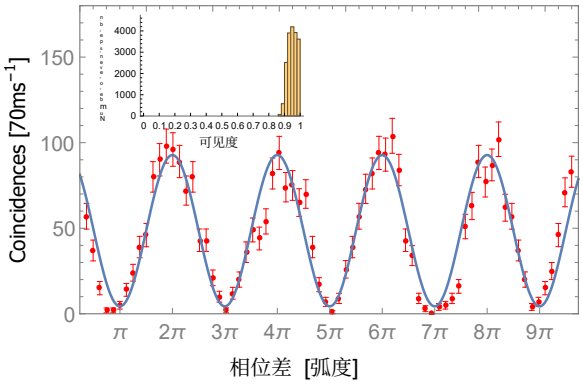

图 6. 展示了移动伸缩光程系统、从而改变 $\Delta\mathcal{L}$ 后，经过 2 m 传播距离时，两个相干非线性晶体产生的自发参量下转换光子对的符合计数率。红点代表实验结果。误差棒假设计数服从泊松分布。插图展示了通过蒙特卡洛模拟计算得到的可见度分布。圆点表示数据点，直线是对余弦函数的拟合曲线，与公式 4 给出的理论预测一致。

符合信号的贡献形式为不相关的光子对，因此会产生非零背景，最终可能导致符合计数率的可见度降低。偶然符合计数率$\mathcal{C}_{acc} = \mathcal{C}_A\mathcal{C}_B t_c$ 约为 0.5cps，即每 $t_{int} = 70$ ms 积分时间内 0.036 次计数；与每 70 ms 约 50 次的测量计数相比，其对可见度的影响可以忽略不计。

在传播距离为 2 m 的所有测量过程中，步进电机的速度均设为 180nm/s，测量时间窗口为 70 s。测得的单计数率和符合计数率的可见度为

$$\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}_{idler} = 19.90\% \pm 2.61\%,$$
$$\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}_{signal} = 18.79\% \pm 2.70\%,$$

$$\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}_{coincidences} = 96.15\% \pm 2.86\%. \quad (5)$$

如图 6 的插图所示，符合计数率的可见度分布带有不对称误差棒，因为根据定义，1 是其上限。

请注意，由于测量期间评估的统计-量数量很高（每次测量会话的总测量时间为70 s），且累积的采-样数量很大，平均值的误差小到可以忽略不计。系统性影响，如相位波动以及由于在自由空间中传-播而产生的波前畸变，在 2 m的距离内可以忽略。这一点可以通过比较测得的可见度与理想情况下预期的误差棒来确定。假设偏差仅源于服从泊松分布的散粒噪声效应（标准差

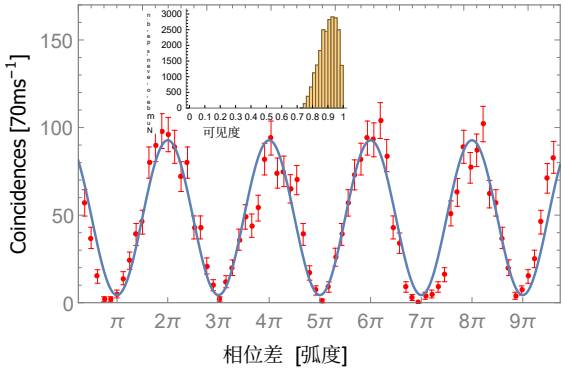

图7。在传播距离为20米后，移动伸缩光程系统从而改变$\Delta\mathcal{L}$ 时，下转换光子的符合计数率如图所示。

等于 $\Delta n = \pm\sqrt{\bar{n}}$，其中 $\bar{n}$ 为光子的平均数量），在计数率范围内，通过执行高斯误差传播将导致以下可见度误差：

$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}_{idler} = \pm 1.88\%,$$
$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}_{signal} = \pm 2.03\%,$$

$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}_{coincidences} = \pm 2.70\%. \quad (6)$$

如上所示，与测量值相比，这些可见度偏差仅有轻微差异（分别为1.39、1.33和1.06倍），并且由于激光源的不完善性以及马赫-曾德尔干涉仪引入的相位波动，按预期会更小，因此即使对于更大的传播距离，它们也代表了噪声的下限，在更大的传播距离下，空气湍流将产生显著影响。相位波动源于构成干涉仪的光学元件内部的机械振荡。

C. 20& 70m传播距离的数据分析

通过进一步增加两块非线性晶体之间光束的传播距离，出现了额外的挑战。正如第二节所述，在光学平台的两端分别放置了多个 1” 超宽带 BK7 反射镜，使光束能够从发送站传播到接收站。

在这些测量中，步进电机的速度 v_m 再次选为 180nm/s，探测系统的积分时间 t_{int} 为 70 ms。单计数率和符合计数率的测得可见度为

$$\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}_{idler} = 26.16\% \pm 7.32\%,$$

$$\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}_{signal} = 35.62\% \pm 7.08\%,$$

$$\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}_{coincidences} = 92.05\% \pm 5.65\%. \quad (7)$$

所示结果（以及 70 m 结果）的后处理方法与针对 2 m 测量所介绍的方法相同。通过将这些 $\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}$ 结果与 2 m ($\mathcal{V}^{2\mathrm{m}}$) 的结果进行比较，可以发现符合计数率的可见度仅略有下降，同时符合计数率的误差棒有所增加。

然而，可见度的降低被归因于光束在湍流空气中经过更长的自由空间传播时发生的漂移效应，因此，强度匹配在实验中变得更具挑战性。由此，随着信号探测器“看到”更多非干涉背景，可见度预计会降低 [2]。显然，这一效应还解释了可见度分布相对于平均值的偏差，将其与散粒噪声引起的偏差进行比较后，这一点更加明显：

$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}_{idler} = \pm 1.97\%,$$
$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}_{signal} = \pm 1.99\%,$$

$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{20\mathrm{m}}_{coincidences} = \pm 4.97\%. \quad (8)$$

在符合计数率（因子 1.17）中，无法观察到可见度偏差的显著增加。此外，与 2m 的测量结果相比，符合计数率中的误差小于单计数率中的误差。这一事实源于离散事件计数统计的内在性质，例如在本质上具有随机性的自发参量下转换过程中产生的光子。在量子光学中，对光子进行计数能够检测并识别量子态。如在 2 m 的测量中所观察到的，符合计数率中的低光子数（$\sim 10^2$ 每积分时间 t_{int}）会显著增大误差条。关于附加噪声（例如由大气湍流引起的噪声）影响的进一步定量陈述，只能通过光子数 n，同时比较具有相等强度的不同测量结果（例如 2 m 与 20 m）来作出。

图 8 展示了两个下转换光源之间相距 70 m 时的计数率测量结果。积分时间 t_{int} 和步进电机速度 v_m 与 2 m 和 20 m 测量时相同。结果表明，可见度有所下降，同时符合计数率和单计数率分别达到以下数值：

$$\mathcal{V}^{70m}_{idler} = 8.42\% \pm 5.20\%,$$
$$\mathcal{V}^{70m}_{signal} = 10.86\% \pm 3.44\%,$$

$$\mathcal{V}^{70m}_{coincidences} = 83.90\% \pm 12.98\%. \quad (9)$$

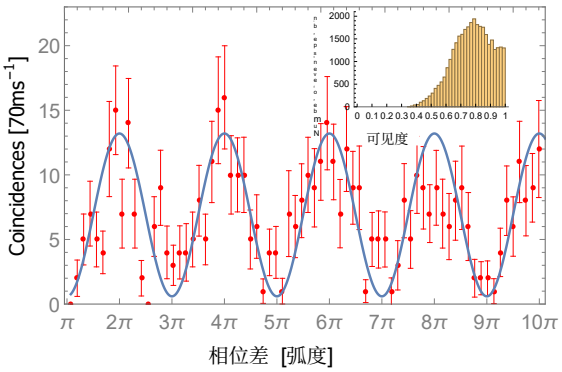

图8。移动伸缩光程系统，从而在传播距离为70m后改变$\Delta\mathcal{L}$ 时，下转换光子的符合计数率如图所示。

可见度的平均值与 20 m 处相比进一步降低，但信号和闲频计数率的误差也随之减小。符合计数率中的可见度分布围绕 83.9% 的平均值波动，因为在对准过程中，仅针对符合事件优化了可见度。显然，与单计数率相比，符合计数率的可见度误差显著增加。

仅由散粒噪声引起的预期误差再次通过高斯误差传播进行了估算：

$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{70\mathrm{m}}_{idler} = \pm 2.41\%,$$
$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{70\mathrm{m}}_{signal} = \pm 3.17\%,$$

$$\Delta_{sn}\mathcal{V}^{70\mathrm{m}}_{coincidences} = \pm 14.20\%. \quad (10)$$

出乎意料的是，就测量误差而言，与20 m 的结果相比，并未观察到误差进一步增加（单计数的因子：2.16和1.09，符合事件：0.91），而鉴于更大的传播距离，原本应当预期误差会增加。需要注意的是，小于 1 的数值表示测得的标准差小于由散粒噪声产生的预期标准差。这一人为现象只能归因于不完善的后处理方法，只要该数值与1的差异不大，就可以忽略不计。其原因可能在于光子计数率 n，因为在遵循泊松分布的离散事件中，n较高时，相对误差会减小。在70m 测量中，符合计数率（每个积分时间 t_{int}内仅有少量计数）以及单计数率（每 t_{int} 内 $< 10^3$ 个计数）的平均光子数，均显著低于2m 和20m时的结果（符合事件：每 t_{int}内 $\sim 10^2$ 个计数，单计数：每 t_{int} 内 $\sim 1.5 \times 10^3$ 个计数）。

与 20 米处测得的可见度分布误差相比，误差的减小可归因于由低

光子数导致的占主导地位的散粒噪声误差。最后，这些由较小光子数引起的显著强度波动 n 导致了

对 SPDC 强度进行实验匹配颇具挑战性，这最终成为可见度较低的主要原因。