集成电路中来自彼此独立量子点发射体的片上洪–欧–曼德尔干涉

Lukasz Dusanowski, [1, 2, *] Dominik K¨ock, [1] Christian Schneider, [1,3] 以及 Sven H¨ofling[1,1]
[1] *Technische Physik and Würzburg-Dresden Cluster of Excellence ct.qmat, University of Würzburg, Physikalisches Institut and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Am Hubland, D-97074 Würzburg, Germany*
[2] *currently at: Department of Electrical and Computer Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA*[3] *Institute of Physics, University of Oldenburg, D-26129 Oldenburg, Germany*（日期：2023年1月5日）

可扩展的量子光子技术要求将许多相同的单光子源与芯片上的光子电路进行低损耗集成。迄今已展示了相对复杂的量子光子电路；然而，所用光源依赖于参量下转换。因此，光源的效率和可扩展性本质上受到其概率性特征的限制。基于量子发射体的单光子源不受这一限制，但在单个电路中实现多个发射体的频率匹配仍是一项挑战。在这项工作中，我们展示了一个解决这一问题的关键组件：全单片砷化镓电路，其中两个频率匹配的量子点单光子源通过单模脊形波导相连，并由一个低损耗片上分束器互连。借助这一器件，我们在芯片上进行了双光子干涉实验，可见度达到66%，其上限受发射体相干性的限制。我们的器件还可进一步扩展，为提高量子电路的复杂度、迈向完全可扩展的集成量子技术提供了清晰路径。

arXiv:2301.01706v1 [quant-ph] 4 Jan 2023

基于单光子和线性光学的光量子计算与通信应用，关键依赖于两个光子在分束器 [1]上的量子干涉。这一过程称为 Hong-Ou-Mandel (HOM) 效应：两个完全相同的单光子分别从两个输入端口进入一个 50:50 分束器。当光子不可区分时，它们会聚合成一个双光子福克态 [2], ，并从同一个随机输出端口离开。这一过程构成了最简单的非平凡路径纠缠 NOON 态生成的基础，并引入了一种光学非线性，为实现更复杂的光子门和协议奠定了基础。

因此，可扩展的光量子信息技术需要集成许多完全相同、不可区分的单光子源，以及由分束器构成的可靠光子电路。在这方面，利用成熟的集成光子技术尤其具有吸引力，因为它能大幅缩小量子器件的占用空间。此外，由于光程具有固有的亚波长稳定性、损耗低，且集成分束器处的模式重叠近乎完美，因此能够以高保真度控制光子态，实现高保真度量子干涉 [3–5]。

集成光子技术的进步已使人们能够实现相对复杂的量子电路，并展示 CNOT 门操作 [6, 7], 玻色子采样 [7, 8], 量子游走 [9], 一些简单的量子算法 [7, 10] 以及芯片间量子隐形传态 [11]。集成光子电路与自发四波混频光子源的结合也已实现 [11–13]。然而，由于所用光源具有概率性，其效率和可扩展性从根本上受到限制。基于量子发射体的单光子源不受这一限制；近期研究表明，与自发四波混频和下转换光子源相比，这类光源能够同时实现更高的光子不可区分性和亮度 [14–18]。此外，使用囚禁离子 [19, 20], 量子点 [21–30], 有机分子 [31, 32]或金刚石中的空位中心 [33–36], 人们已展示了两个量子发射体之间的远程干涉。绝大多数此类实验都是在自由空间中进行的，作为原理验证。迄今为止，尚未在芯片上开展类似实验，即利用由完全集成的量子发射体和分束器组成的光子电路；而这仍是实现上述量子技术规模化所缺少的一环。

在这项工作中，我们展示了实现这一目标所需的一个关键组件：一种全单片砷化镓电路，它结合了两个频率匹配的量子点单光子源，并通过单模脊形波导与片上分束器互连。该器件可在芯片上进行双光子干涉实验，其可见度受发射体相干性的限制。

我们的半导体光子器件示意图如图所示1a 和 b。该器件基于砷化铟/砷化镓分布式布拉格反射脊形波导，这种波导已被证明能够实现光学质量优异的量子点单光子源 [37]。该器件的中央部分由单模定向耦合器（DC）构成，它是块体分束器在集成光学中的对应器件-

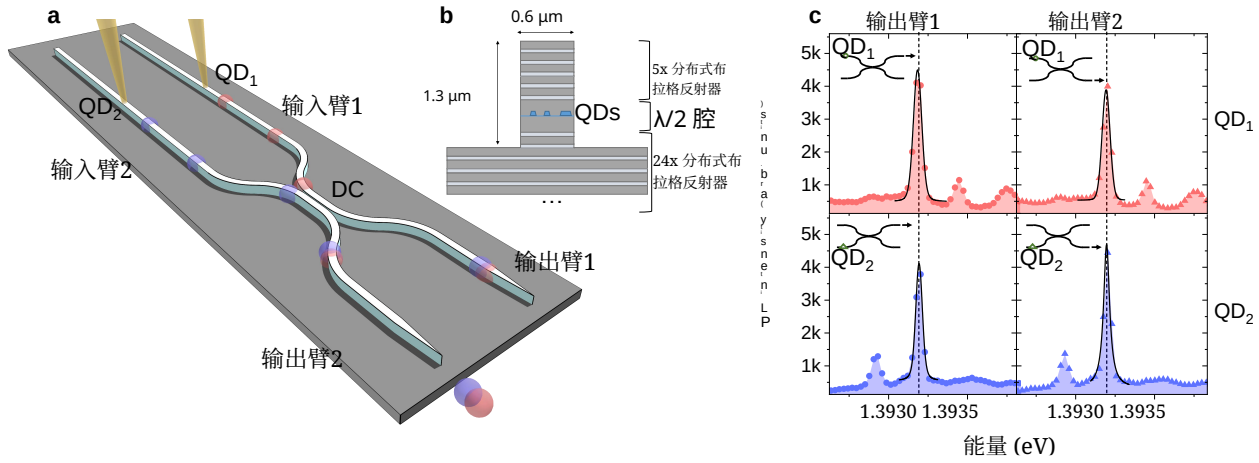


图 1. **芯片上双光子干涉电路和分束操作**。 a，基于定向耦合器（DC）的光子电路示意图。该耦合器与两条输入波导相连，波导中耦合有量子点；另有两条带反锥形结构的输出臂，用于收集光子。b，脊形波导横截面及标示的层结构。c，所制备 DC 的分束操作演示。分别记录输出臂 1 和 2 中来自 QD_1 和 QD_2 的光致发光信号。QD_1 和 QD_2 的频率匹配精度为 5 μeV。

分束器。在 DC 的两个输入臂中，分别设置了两个频率匹配的量子点（QD）。为产生单光子，采用两束彼此分离的皮秒脉冲激光束从顶部对量子点进行非共振激发。在 DC 上发生干涉的光子最终通过反向锥形输出耦合器从芯片中收集。光谱滤波和探测在芯片外进行，使用一台单色仪和两个超导单光子探测器。

为找到光学跃迁能量匹配的两个量子点，我们使用自动化位移台扫描 DC 每条输入臂上的激发光束光斑位置。在此扫描过程中，我们定位到两条匹配的发射线，能量为 1.3931 eV，分别来自 DC 两条独立输入臂中的量子点，二者在空间上相隔约 200 μm。图 1b 展示了在 4.5 K 温度下，从 DC 输出臂 1 和 2 测得的量子点 $_1$ 和量子点$_2$ 的光致发光（PL）光谱。可以看到分辨良好的单条发射线，其匹配拟合精度在 5 μeV 以内。比较两个输出臂中可见的量子点$_1$和量子点$_2$ 发射峰的振幅，得出分束比为 48:52（其中计入了出耦合臂的传输不均匀；更多详情见补充材料第8节）。

为证明对我们的量子点进行光学激发能够产生单光子，我们通过在 Hanbury Brown and Twiss (HBT) 配置下进行二阶关联实验，分析了独立量子点的光子发射统计。为此，我们从顶部以 813 nm 波长、重复频率为 76 HMz 的皮秒脉冲序列对量子点进行非共振激发。量子点发射的光子随后被耦合进电路输入臂的波导，并沿波导传输至定向耦合器，在此信号被分至两个输出臂。接着，使用输出耦合器从样品侧面收集芯片外的光子，并通过单色仪（带宽为 70 μeV）进行光谱滤波，再耦合进两根单模光纤，连接至超导单光子探测器（SSPD）。最后，使用多通道皮秒事件计时器获取光子关联统计数据。记录数据时所用的激发功率为量子点饱和强度的一半。

图 2a 和 c 展示了分别对每个量子点进行测量得到的二阶自相关函数 $g^{(2)}_{HBT}(\tau)$。对于两个量子点，均可看到中心峰计数明显受到抑制，证明了单光子发射。为定量评估多光子发射的概率，通过对零延迟峰的剩余计数进行积分，并以相邻的六个峰为参照，计算得到 $g^{(2)}_{HBT}(0)$ 值：量子点$_1$ 为$g^{(2)}_{HBT}(0) = 0.35 \pm 0.08$，量子点$_2$，为 $g^{(2)}_{HBT}(0) = 0.15 \pm 0.02$。图 2b 和 d 展示了量子点$_1$和量子点$_2$发射的时间分辨光致发光曲线。在此实验中，使用脉冲选择器将激光器的重复频率降至 19 兆赫。可以清楚地看到双指数信号衰减；量子点$_1$的快、慢时间常数分别为 720±5 ps 和 12±1 纳秒，量子点$_2$的快、慢时间常数分别为 600±5 ps 和 22±1 纳秒。我们将快速衰减归因于量子点中电子-空穴对的自发复合（T_1），而慢速衰减对应的强度约占量子点$_1$（量子点$_2$）谱线总强度的 2%（1.2%），我们初步将其解释为载流子被量子点再捕获。利用时间分辨实验获得的拟合参数，$g^{(2)}_{HBT}(\tau)$ 关联直方图采用与宽度为 80 ps 的高斯函数卷积的双侧双指数衰减函数进行拟合

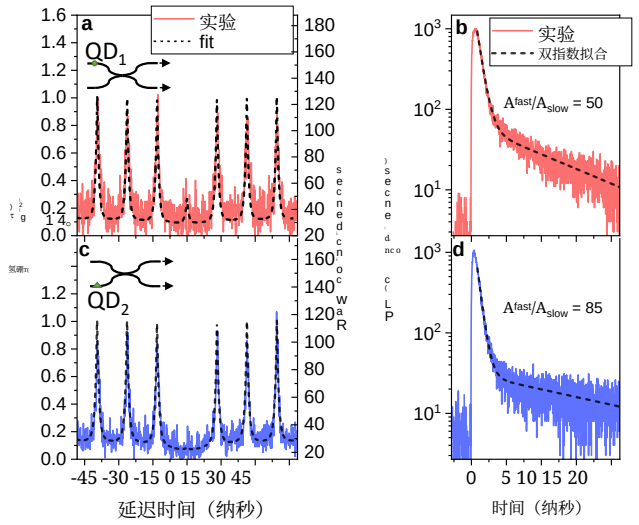


图 2. **单光子生成与发射动力学**。a、c 脉冲式 76 兆赫重复频率激发下，量子点$_1$和量子点$_2$ 发射的二阶自相关直方图。数据采用片上分束器，在 HBT 配置下记录。b、d 时间分辨光致发光迹线显示双指数衰减；量子点$_1$ 和量子点$_2$, 的快（慢）时间常数分别为 720 皮秒（12 纳秒）和 600 皮秒（22 纳秒）。

ins仪器响应函数（黑色虚线 线）。

为展示片上双光子干涉，我们使用皮秒脉冲激发直流分束器两个输入臂中的单个量子点。为此，将激光束分成两束可独立控制的光学激发光路，并预先进行同步，以确保发射光子在分束器处实现最佳时间重叠。具体做法是，让每个量子点的发射光分别通过片上分束器，并采用时间分辨探测，消除独立产生的单光子之间的时间延迟差异。我们还使用相同技术引入有意设置的 0.5 纳秒时间延迟，进行参考测量。调节每个量子点的激发激光功率，使其发射强度相同（约为量子点$_1$ 饱和强度的一半）。由于我们利用具有单模输入和输出的分束器进行片上分束操作，预计干涉仪具有很高的空间模式重叠度。为验证这一点，我们同时将连续波激光器输入分束器的两个输入臂，并记录经典干涉条纹，其 98±1% 可见度。在先前针对脊形波导结构开展的实验中，我们观察到，量子点发射光耦合进入波导中定义明确的横向电场模式，且线偏振度接近于 1 [37]。对于本研究的器件，我们分析了发射光子通过由弯曲区域、分束器本身和输出耦合器组成的整个电路后的偏振（更多详情见补充材料第 6 节）。我们发现，两个量子点的偏振度均超过 95%，表明其偏振对准状态非常适合进行干涉实验。

在满足上述前提的情况下，双光子干涉应主要受限于单光子发射体的相干性。为测定量子点的相干时间，我们使用扫描式法布里-珀罗干涉仪对发射线宽进行了高分辨率测量。通过洛伦兹拟合，我们分别得到量子点$_1$ 和量子点$_2$, 的半高全宽为 13.5±2.5 μeV 和 3.0±0.2 μeV（见补充材料第 7 节）。根据观测到的展宽计算得出的相干时间分别为 $T_2^{QD_1} = 100\pm20$ ps 和 $T_2^{QD_2} = 440\pm30$ ps。由于测量是在数十秒的时间尺度内进行的，我们推测记录到的相干时间可能受电荷噪声和自旋噪声 [38, 39]的限制。参照文献 [40]，我们计算了两个独立发射体预期的干涉可见度，并得出理论可见度范围为 $V_{theory} = 10$-15%。

图3a 显示了双光子干涉数据，其形式为从芯片上分束器的两个输出臂射出的光子之间的二阶HOM交叉关联。中心峰的高度明显低于相邻峰强度的一半，证明由两个独立量子点发射的光子确实在直流分束器上发生了干涉。另一个干涉特征是在零时间延迟附近，叠加在中心峰上的符合计数凹陷。该凹陷的深度反映了光子同时到达直流分束器时发生的干涉事件，从而产生窄时间窗后选择聚束。在我们的实验中，$g^{(2)}_{HOM}(\tau)$ 在 $\tau = 0$ 处的精确值为：背景校正数据为 0.17，实测数据为 0.31。连续波HOM关联也能观察到同类型的时间后选择干涉。图3b 显示了相互重叠的未经校正的连续波和脉冲式HOM干涉直方图（相应的连续波 $g^{(2)}_{HBT}(\tau)$ 图见补充材料第 10 节）。与脉冲式情形类似，连续波关联显示，零时间延迟处的符合计数明显受到抑制，时间后选择的 $g^{(2)}_{HOM}(0)$ 为 0.35，接近脉冲式实测值 0.31。

为评估光子完整波包的干涉概率（未经后选择），我们计算脉冲 HOM 关联的中心峰面积，并将其归一化为相邻六个峰面积的平均值。对于 Δt 3 纳秒的积分窗口，我们得到$g^{(2)}_{HOM}(0,\ \Delta t) = 0.459\pm0.002$（背景校正数据）和 $g^{(2)}_{HOM}(0,\ \Delta t) = 0.587\pm0.002$（原始数据），其中不确定度根据非中心峰面积的标准差计算。对于背景校正数据，我们得到低于 0.5 经典极限的数值。需要注意的是，得到的 $g^{(2)}_{HOM}(0,\ \Delta t)$ 和$g^{(2)}_{HOM}(0)$ 数值会受到 HBT 测量中观察到的非零多光子发射范围的部分影响。

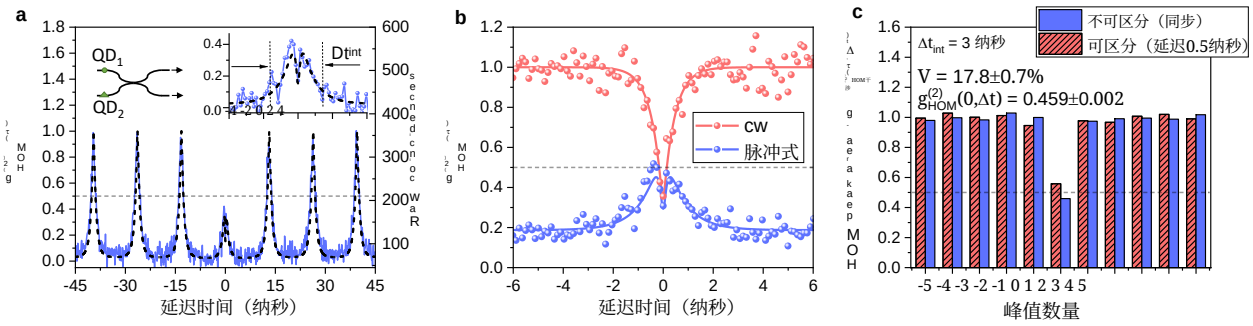


图 3. **来自独立量子发射体的片上双光子干涉**。a，QD_1 与 QD_2 之间的双光子洪–欧–曼德尔干涉测量，显示归一化 HOM符合计数随延迟时间的变化。中心峰面积相较于相邻峰受到抑制。插图：中心峰面积的放大图。b，连续波（红点）和脉冲式（蓝点）激发下记录的原始 HOM干涉测量。c，QD_1 与 QD_2发出的光子同步（蓝色柱）和延迟 0.5纳秒（红色柱）时，HOM关联中央十一个峰的积分计数（$\Delta t = 3$ 纳秒积分窗口）。所有展示的数据均使用片上分束器记录。

正如文献 [41, 42],最近指出的那样，为了正确估算远程发射体的双光子干涉可见度，必须针对可区分光子进行 HOM 参考测量，因为可能存在闪烁效应。由于在制备的电路中无法通过偏振旋转明确确认双光子干涉并准确评估可见度，因此我们在激发脉冲之间引入 0.5 纳秒的时间延迟，使光子变得可区分。这样的延迟应足以使光子在发射体相干时间内不再于直流线路上发生时间重叠，从而记录参考数据。

图 3c 展示了同步的——不可区分的（红色柱）和延迟 0.5 纳秒的——可区分的（灰色柱）光子情况下，HOM二阶互相关中央十一个峰面积（$\Delta t = 3$ 纳秒）的归一化直方图。非同步光子情况下的中心峰面积为 $g^{(2)}_{HOM_d}(0,\Delta t) = 0.558\pm0.002$，略高于理论预期的 0.5。我们认为这一偏差与非零多光子发射范围有关。最后，我们计算远程光源的双光子干涉可见度 V，按照 $V = [g^{(2)}_{HOM_d}(0,\Delta t) - g^{(2)}_{HOM}(0,\Delta t)]/g^{(2)}_{HOM_d}(0,\Delta t)$，背景校正数据的结果为 $V = 17.8\pm0.7\%$。该数值相当接近理论预期的可见度，甚至在一定程度上超过了理论值，这表明其仅受发射体相干性的限制（更多详情见补充材料第9节）。使用脉冲情况下的背景校正数据，可得后选择可见度为 $V'_p = 66\%$。时间后选择干涉的概率已知取决于发射体相干时间与装置计时分辨率的比值 [21, 22, 43], ，因此，更快的探测器可能使可见度进一步提高 V'。

尽管我们的结果为电路中按需单光子片上生成与干涉提供了明确的科学证据，但要实现未来的实际应用，仍需提高所记录的可见度值。在当前器件架构中，干涉光子的不可区分性受特定量子点的 $T_2/(2T_1)$限制。我们提出了几种提高这一比率的策略。首先，可通过钝化 [44], 弱光照 [45],或栅控 [15, 46]来稳定量子点的电荷环境。同时，将量子点嵌入光学腔后，可利用珀塞尔效应提高辐射发射速率 $1/T_1$ [14–16, 46, 47]。最近，我们展示了一种带有环形腔的量子点电路，可显著提高量子点与波导模式的耦合效率，并将 T_1 降至200 ps以下 [48]。最后，通过采用共振激发，可最大限度地减少光子发射时间抖动，并显著抑制多光子发射事件 [14–16, 37, 46, 48]。随着电路和激发方式的改进，实现可见度接近1的双光子干涉已指日可待。

要实现由多个耦合到腔的量子点光源组成的电路，需要采用原位电子束光刻或成像等确定性制备技术。这样便能预先筛选出光谱特性相同的发射体，在其周围构建腔，并将它们集成到单个功能性光子电路中。原则上，由于量子点成像可以自动化进行，因此能够在单个芯片上集成大量发射体。达到如此复杂程度时，可能还需要单独控制量子点的发射能量。这可以通过交流斯塔克效应 [49]下的局部激光驱动直接实现，也可以通过改造电路以实现对电场 [21, 46]和应变 [22, 50–52] 的控制。最终，实用的量子光子芯片还需要具备其他功能，例如单光子探测器和移相器。幸运的是，砷化镓电路与超导探测器技术 [53–55] 兼容，并且得益于砷化镓较大的 χ^2 非线性系数，

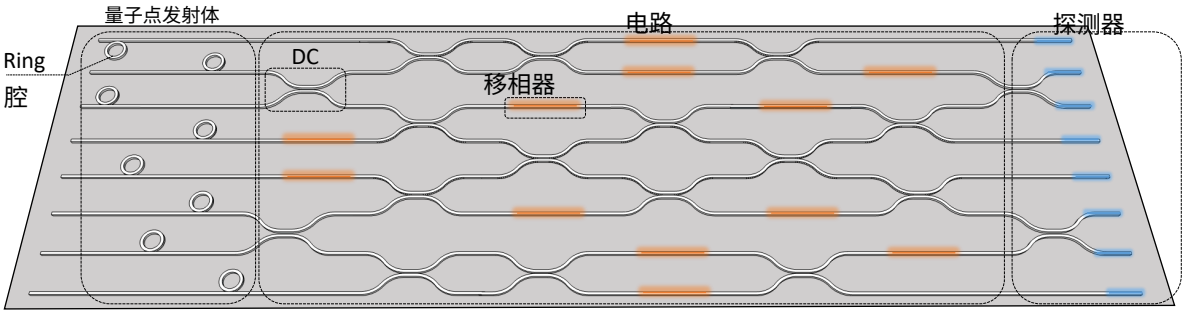


图 4. **构想中的全集成量子光子电路**。可能的电路设计草图，其中多个基于量子点的单光子源与环形腔耦合，并通过脊形波导、定向耦合器、移相器和超导探测器互连。

砷化镓的电光移相器也已得到验证 [56]。图中示意性地展示了这种构想中的全功能量子点-砷化镓电路。4。

总之，我们已展示，两个相同的量子点单光子源可以单片集成在波导电路中，并产生干涉，其可见度受限于这些光源的相干性。我们指出了通过采用确定性制备和腔增强来提升量子点性能的潜在策略。所实现的集成系统有望进一步扩展，以支持更复杂的电路和完全片上运行。本文展示的结果，加上清晰阐述的未来改进路径，使我们朝着基于量子发射体、能够产生和操控大规模光子态的可扩展集成量子电路又迈进了一步。

方法

样品描述。 为制备集成式单光子源波导器件，我们使用了一种半导体样品，其中包含通过斯特兰斯基-克拉斯塔诺夫方法生长的自组装 In(Ga)As量子点，位于平面砷化镓微腔的中心。下方和上方腔镜分别包含 24 对和 5 对 $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$ $\lambda/4$ 层，品质因数为 $\sim$200。一层 δ 硅施主掺杂层，表面密度约为 $\sim 10^{10}\ \mathrm{cm}^{-2}$，生长在量子点层下方 10 nm 处，以对其进行概率性掺杂。为制备脊形波导器件，将顶部镜层与砷化镓腔向下刻蚀，形成宽度为 $\sim$0。6 μm、高度为 $\sim$1。3 μm 的脊形波导。带有层结构的波导横截面如图 1b 所示（另见补充材料第 1 节）。脊形结构通过电子束光刻和反应离子刻蚀制成。加工完成后，将样品沿垂直于波导的方向劈裂，位置距锥形输出耦合器边缘约30 μm，以获得清晰的侧面接入。

集成电路设计我们设计并制造了具有不同耦合长度和间隙的砷化镓定向耦合器。当间隙距离设为 120 nm、耦合长度设为30 μm 时，在约 1.3931 eV 处实现了接近 50:50 的耦合比（布局示意图见补充材料第2节）。器件总长度约为 1 mm，包括四个半径为 60 μm 的 S形弯曲段以及输入/输出波导。

实验装置。 所有实验中，样品均置于低振动闭循环低温恒温器（at- toDry800）中，温度为 $\sim$4.5 K。低温恒温器配有两个光学窗口，可从样品侧面和顶部进行操作。实验采用由两条彼此独立且相互垂直对准的光路组成的光谱测量装置（更多详情见补充材料第 3 节）。嵌入波导中的量子点通过第一个数值孔径为 $= 0.26$ 的显微物镜从顶部激发，而发射信号则由第二个数值孔径为 $= 0.4$ 的物镜从波导侧面探测。直流的两个输出臂同时收集到的光致发光信号，随后通过一个道威棱镜，使样品像平面从水平方向旋转至垂直方向，以适配单色仪狭缝的方向。进行光致发光分析时，信号随后由一台焦距为 75 cm 的单色仪进行光谱色散，并聚焦到一台低噪声液氮冷却电荷耦合器件相机上（光谱分辨率约为 40 μeV），从而能够在空间上分辨来自直流两个输出臂的信号。进行 HBT 和 HOM干涉实验时，单色仪用作带宽为 70 μ eV 的光谱滤波器，来自直流两个输出端的信号则分别耦合至独立的单模光纤，并连接到超导单光子计数探测器（时间响应为 30 ps）。

集成分束器可见度。为测试直流耦合器件的经典可见度，我们使用置于输入臂波导末端的圆形反射器，同时注入调谐至量子点跃迁能量的连续波激光（见补充材料第8节）。耦合至两

条输入臂的激光功率经过调整，使两条输入臂的强度相同。接下来，我们聚焦于通过直流耦合器件并从一个输出臂耦出的信号。我们观察到强度随时间发生调制，这与微小的光程差波动有关；由此可以观察干涉图样并计算干涉仪可见度。对于所研究的器件，测得的经典可见度为 98±1%。

关联直方图分析。对于时间后选择可见度 V' 分析，我们假设对于不可区分的光子 $g^{(2)}_{HOM_d}(0)$ 等于 0.5，因为无法进行参考测量。由此可计算 V' 根据 $V' = [0.5 - g^{(2)}_{HOM}(0)]/0.5$。图 3b 中的数据得出的原始可见度为 $V'_{cw} = 30\%$ 和 $V'_p = 38\%$，分别对应连续波和脉冲激发。对于 $g^{(2)}_{HBT}(\tau)$ 和 $g^{(2)}_{HOM}(\tau)$ 关联函数的评估，我们考虑了记录的直方图中存在与时间无关的背景偏移（约占符合计数的 15–20%），并将其归因于超导单光子探测器的暗计数（100–500 cps）。未经背景校正的 HOM图见图 3c 和补充材料第 9 节。

作者感谢 Silke Kuhn 制备这些结构。L.D. 感谢亚历山大·冯·洪堡基金会提供的资金支持。我们感谢德国联邦教育与研究部（BMBF）通过“Q.Link.X”项目（FKZ: 16KIS0871）提供的资金支持。此外，我们还感谢巴伐利亚州的支持。

* lukaszd@princeton.edu

[1] Kok, P.; Lovett, B. *Introduction to Optical Quantum Information Processing* 2010；剑桥大学出版社，。[2] Hong, C. K.; Ou, Z. Y.; Mandel, L. 通过干涉测量两个光子之间亚皮秒的时间间隔。 *Physical Review Letters* **1987**, *59*, 2044–2046。[3] Bonneau, D.; Silverstone, J. W.; Thompson, M. G. *Topics in Applied Physics* 2016 41 82；施普林格，；第 – 页。[4] Dietrich, C. P.; Fiore, A.; Thompson, M. G.; Kamp, M.; H¨ofling, S. 砷化镓集成量子光子学：迈向紧凑型多功能量子光子集成电路。 *Laser & Photonics Reviews* **2016**, *10*, 870。[5] Wang, J.; Sciarrino, F.; Laing, A.; Thompson, M. G. 集成光子量子技术。 *Nature Photonics* **2019**, [6] Crespi, A.; Ramponi, R.; Osellame, R.; Sansoni, L.; Bon-gioanni, I.; Sciarrino, F.; Vallone, G.; Mataloni, P. 面向偏振量子比特的集成光子量子门。*Nature Communications* **2011**, *2*, 566。[7] Carolan, J. 等。通用线性光学。 *Science* **2015**, *349* 711 716, – 。[8] Crespi, A.; Osellame, R.; Ramponi, R.; Brod, D. J.; Galv˜ao, E. F.; Spagnolo, N.; Vitelli, C.; Maiorino, E.; Mataloni, P.; Sciarrino, F. 用于光子玻色子采样的任意设计集成多模干涉仪器。 *Nature Photonics* **2013**, 7, 545–549。[9] Peruzzo, A.; Lobino, M.; Matthews, J. C. F.; Mat-suda, N.; Politi, A.; Poulios, K.; Zhou, X.-Q.; Lahini, Y.; Ismail, N.; Worhoff, K.; Bromberg, Y.; Silberberg, Y.; Thompson, M. G.; OBrien, J. L. 相关光子的量子游走。 *Science* **2010**, 329, 1500–1503。[10] Politi, A.; Matthews, J. C. F.; O'Brien, J. L. 光子芯片上的肖尔量子因数分解算法。 *Science* **2009** *325* 1221 1221 , , –。[11] Llewellyn, D. 等。硅中的芯片间量子隐形传态与多光子纠缠。 *Nature Physics* **2019**, [12] Silverstone, J. W.; Bonneau, D.; Ohira, K.; Suzuki, N.; Yoshida, H.; Iizuka, N.; Ezaki, M.; Natarajan, C. M.; Tanner, M. G.; Hadfield, R. H.; Zwiller, V.; Mar-shall, G. D.; Rarity, J. G.; O'Brien, J. L.; Thomp-son, M. G. 硅光子对源之间的芯片上量子干涉。 *Nature Photonics* **2013**, 8, 104–108。[13] Wang, J. 等。利用大规模集成光学实现多维量子纠缠。 *Science* **2018**, 360, 285 291–。[14] Ding, X.; He, Y.; Duan, Z. C.; Gregersen, N.; Chen, M. C.; Unsleber, S.; Maier, S.; Schneider, C.; Kamp, M.; H¨ofling, S.; Lu, C.-Y.; Pan, J.-W. 共振驱动微柱中量子点产生的高提取效率、近乎完美不可区分性的按需单光子。 *Physical Review Letters* **2016** *116* 020401 , , 。[15] Somaschi, N. 等。固态近乎最优单光子源。 *Nature Photonics* **2016**, 10, 340–345。[16] Unsleber, S.; He, Y.-M.; Maier, S.; Gerhardt, S.; Lu, C.-Y.; Pan, J.-W.; Kamp, M.; Schneider, C.; H¨ofling, S. 确定性量子点微柱器件产生的高度不可区分按需共振荧光光子，具有 75 %提取效率。 *Optics express* **2016** *24* 8539 8546 , , –。[17] Aharonovich, I.; Englund, D.; Toth, M. 固态单光子发射体。 *Nature Photonics* **2016**, 10, 631–641。[18] Senellart, P.; Solomon, G.; White, A. 高性能半导体量子点单光子源。 *Nature Nanotechnology* **2017** *12* 1026 1039 , , –。[19] Beugnon, J.; Jones, M. P.; Dingjan, J.; Darqui´e, B.; Messin, G.; Browaeys, A.; Grangier, P. 两个独立俘获原子发射的单光子之间的量子干涉。 *Nature* **2006**, 440, 779–782。[20] Maunz, P.; Moehring, D. L.; Olmschenk, S.; Younge, K. C.; Matsukevich, D. N.; Monroe, C. 两个远程俘获原子离子产生的光子对的量子干涉。 *Nature Physics* **2007**, 3, 538–541。[21] Patel, R. B.; Bennett, A. J.; Farrer, I.; Nicoll, C. A.; Ritchie, D. A.; Shields, A. J. 电调谐远程量子点发射的双光子干涉。 *Nature Photonics* **2010**, 4, 632–635。[22] Flagg, E.; Muller, A.; Polyakov, S.; Ling, A.; Migdall, A.; Solomon, G. 来自两个分立半导体量子点的单光子干涉。 *Physical Review Letters* **2010** *104* 137401 , , 。[23] Konthasinghe, K.; Peiris, M.; Yu, Y.; Li, M. F.; He, J. F.; Wang, L. J.; Ni, H. Q.; Niu, Z. C.; Shih, C. K.; Muller, A. 同一衬底上两个远程两能级砷化铟量子点散射光的场-场关联与光子-光子关联。 *Physical Review Letters*2012年 , *109*, 267402.

[24] Gold, P.; Thoma, A.; Maier, S.; Reitzenstein, S.; Schnei- der, C.; H¨ofling, S.; Kamp, M. 来自非均匀展宽线宽远程量子点的双光子干涉。 *Physical Review B* **2014**, 89, 035313. [25] Kim, J. H.; Richardson, C. J. K.; Leavitt, R. P.; Waks, E. 芯片集成腔耦合发射体远场发射的双光子干涉。 *Nano Letters* **2016** *16* 7061 7066 , , – .

[26] Reindl, M.; J¨ons, K. D.; Huber, D.; Schimpf, C.; Huo, Y.; Zwiller, V.; Rastelli, A.; Trotta, R. 远程量子发射体的声子辅助双光子干涉。 *Nano Letters* **2017**, 17, 4090–4095. [27] Ellis, D. J. P.; Bennett, A. J.; Dangel, C.; Lee, J. P.; Grif- fit hs, J. P.; Mitchell, T. A.; Paraiso, T.-K.; Spencer, P.; Ritchie, D. A.; Shields, A. J. 可重构光子集成电路上的独立不可区分量子光源。 *Applied Physics Letters* **2018**, 112, 211104.[28] Weber, J. H.; Kambs, B.; Kettler, J.; Kern, S.; Maisch, J.; Vural, H.; Jetter, M.; Portalupi, S. L.; Becher, C.; Mich- ler, P. 远程量子发射体的光子经频率转换后在电信C波段的双光子干涉。 *Nature Nanotechnology* **2019**, 14, 23–26. [29] Zhai, L.; Nguyen, G. N.; Spinnler, C.; Ritzmann, J.; L¨obl, M. C.; Wieck, A. D.; Ludwig, A.; Javadi, A.; War- burton, R. J. 远程砷化镓量子点发射的相同光子的量子干涉。 *Nature Nanotechnol-ogy* **2022**, 17, 829–833, Number: 8 Publisher: Nature Publishing Group. [30] You, X. et al. 相隔300公里光纤的独立固态单光子源之间的量子干涉。2021; http://arxiv.org/abs/2106.15545, arXiv:2106.15545 [cond-mat, physics:quant-ph]. [31] Lettow, R.; Rezus, Y. L.; Renn, A.; Zumofen, G.; Iko- nen, E.; G¨otzinger, S.; Sandoghdar, V. 远程有机分子发射的可调谐不可区分光子的量子干涉。 *Physical Review Letters* **2010**, 104, 26 29– .[32] Duquennoy, R.; Colautti, M.; Emadi, R.; Majumder, P.; Lombardi, P.; Toninelli, C. 同一芯片上不同分子的实时双光子干涉。 *Optica* **2022** *9* 731 , , .

[33] Bernien, H.; Childress, L.; Robledo, L.; Markham, M.; Twitchen, D.; Hanson, R. 金刚石中分离氮空位中心的双光子量子干涉。 *Physical Review Letters* **2012**, 108, 043604. [34] Sipahigil, A.; Goldman, M. L.; Togan, E.; Chu, Y.; Markham, M.; Twitchen, D. J.; Zibrov, A. S.; Kubanek, A.; Lukin, M. D. 金刚石中远程氮空位中心单光子的量子干涉。 *Physical Review Letters* **2012**, 108, 143601. [35] Sipahigil, A.; Jahnke, K. D.; Rogers, L. J.; Teraji, T.; Isoya, J.; Zibrov, A. S.; Jelezko, F.; Lukin, M. D. 金刚石中分离硅空位中心发射的不可区分光子。 *Physical Review Letters* **2014**, 113, 113602.[36] Stolk, A. et al. 远程失谐氮空位中心的频率转换光子的电信波段量子干涉。 *PRX Quantum* **2022**, 3, 020359. [37] Dusanowski, L.; Kwon, S.-h; Schneider, C.; H¨ofling, S. 面向大规模集成量子光学、不可区分性近乎完美的单光子源。 *Physical Review Letters* **2019** *122* 173602 , , .

[38] Kuhlmann, A. V.; Houel, J.; Ludwig, A.; Greuter, L; Reuter, D.; Wieck, A. D.; Poggio, M.; Warburton, R. J. 半导体量子器件中的电荷噪声和自旋噪声。 *Nature Physics* **2013**, 9, 570–575. [39] Makhonin, M. N.; Dixon, J. E.; Coles, R. J.; Royall, B.; Luxmoore, I. J.; Clarke, E.; Hugues, M.; Skolnick, M. S.; Fox, A. M. 来自片上量子发射体的波导耦合共振荧光。 *Nano Letters* **2014**, 14, 6997 7002– .[40] Kambs, B.; Becher, C. 远程固态光源所发射光子不可区分性的局限。 *New Journal of Physics* **2018** *20* 115003 , , .[41] J¨ons, K. D.; Stensson, K.; Reindl, M.; Swillo, M.; Huo, Y.; Zwiller, V.; Rastelli, A.; Trotta, R.; Bj¨ork, G. 两个闪烁量子发射体产生的双光子干涉。 *Physical Review B* **2017**, 96, 075430. [42] Weber, J. H.; Kettler, J.; Vural, H.; M¨uller, M.; Maisch, J.; Jetter, M.; Portalupi, S. L.; Michler, P. 克服亮度不同且独立闪烁的远程量子发射体在双光子干涉实验中的关联涨落。 *Physical Review B* **2018** *97* 195414 , , .[43] Kiraz, A.; Atat¨ure, M.; Imamo˘glu, A. 量子点单光子源：在线性光学量子信息处理中的应用前景。 *Physical Review A* **2004** *69* 032305 , , .[44] Press, D.; De Greve, K.; McMahon, P. L.; Ladd, T. D.; Friess, B.; Schneider, C.; Kamp, M.; H¨ofling, S.; Forchel, A.; Yamamoto, Y. 单个量子点中的超快光学自旋回波。 *Nature Photonics* **2010**, 4, 367. [45] Majumdar, A.; Kim, E. D.; Vu˘ckovi´c, J. 光生载流子对耦合至光子晶体腔的量子点光谱扩散的影响。 *Physical Review B* **2011** 195304 , 84, .

[46] Liu, F.; Brash, A. J.; O'Hara, J.; Martins, L. M. P. P.; Phillips, C. L.; Coles, R. J.; Royall, B.; Clarke, E.; Ben- tham, C.; Prtljaga, N.; Itskevich, I. E.; Wilson, L. R.; Skolnick, M. S.; Fox, A. M. 高普塞尔因子生成不可区分的片上单光子。 *Nature Nanotechnology* **2018** *13* 835 , , .[47] Iles-Smith, J.; McCutcheon, D. P. S.; Nazir, A.; Mørk, J. 声子散射阻碍半导体单光子源同时实现近单位效率和不可区分性。 *Nature Photonics* **2017**, 11, 521–526. [48] Dusanowski, L.; K¨ock, D.; Shin, E.; Kwon, S.-H.; Schnei- der, C.; H¨ofling, S. 量子点耦合至片上集成环形谐振器产生的普塞尔增强型不可区分单光子。 *Nano Letters* **2020** *20* 6357 6363 , , – .

[49] Dusanowski, L.; Gustin, C.; Hughes, S.; Schneider, C.; H¨ofling, S. 三能级量子系统中生成的不可区分单光子的全光调谐。 *Nano Letters* **2022**, 22, 3562–3568, 出版商：美国化学会（ACS）。 [50] Beetz, J.; Braun, T.; Schneider, C.; H¨ofling, S.; Kamp, M. 光子晶体腔内量子点的各向异性应变调谐。 *Semiconductor Science and Technology* **2013** *28* 122002 , , .[51] Elshaari, A. W.; B¨uy¨uk¨ozer, E.; Zadeh, I. E.; Lettner, T.; Zhao, P.; Sch¨oll, E.; Gyger, S.; Reimer, M. E.; Dalacu, D.; Poole, P. J.; J¨ons, K. D.; Zwiller, V. 应变可调量子集成光子学。 *Nano Letters* **2018**, 18, 7969 7976– .[52] Mocza la-Dusanowska, M.; Dusanowski, L.; Gerhardt, S.; He, Y. M.; Reindl, M.; Rastelli, A.; Trotta, R.;

Gregersen, N.; H¨ofling, S.; Schneider, C. 基于量子点-微柱系统的应变可调单光子源。 *ACS Photonics* **2019**, *6*, 2025–2031.[53] Sprengers, J. P.; Gaggero, A.; Sahin, D.; Jahanmirine- jad, S.; Frucci, G.; Mattioli, F.; Leoni, R.; Beetz, J.; Ler- mer, M.; Kamp, M.; H¨ofling, S.; Sanjines, R.; Fiore, A. 用于集成量子光子电路的波导超导单光子探测器。 *Applied Physics Letters* **2011** *99* 181110 , , .

[54] Reithmaier, G.; Kaniber, M.; Flassig, F.; Lichtmannecker, S.; M¨uller, K.; Andrejew, A.; Vu˘ckovi´c, J.; Gross, R.; Finley, J. J. 片上共振荧光的产生、路由与探测。 *Nano Letters***2015年**, *15*, 5208–5213。[55] Schwartz, M.; Schmidt, E.; Rengstl, U.; Hornung, F.; Hepp, S.; Portalupi, S. L.; Llin, K.; Jetter, M.; Siegel, M.; Michler, P. 在单片半导体-超导体平台上进行的全片上单光子汉伯里·布朗-特威斯实验。 *Nano Letters* **2018** *18* 6892 6897 , , –。[56] Wang, J. 等。砷化镓（砷化镓）量子光子波导电路。 *Optics Communications* **2014**, *327* 49 55, –。

arXiv:2301.01706v1 [quant-ph] 4 Jan 2023

补充信息：

集成电路中独立量子点发射体产生的片上洪–欧–曼德尔干涉

Lukasz Dusanowski, [1, 2, *] Dominik K¨ock, [1] Christian Schneider, [1,3] 以及 Sven H¨ofling[11] *Technische Physik* 与 *W¨urzburg-Dresden Cluster of Excellence ct.qmat*，奥尔登堡大学 *W¨urzburg*，*Physikalisches Institut* 和 *Wilhelm-Conrad-R¨ontgen-Research Center for Complex Material Systems*，*Am Hubland*，*D-97074 W¨urzburg*，德国[2]现任：电气与计算机工程系，普林斯顿大学，美国新泽西州普林斯顿，邮编 *08544*[3]物理研究所，奥尔登堡大学，*D-26129* 奥尔登堡，德国（日期：2023年1月5日）

S1：样品结构

样品的完整层结构如图所示 S1。

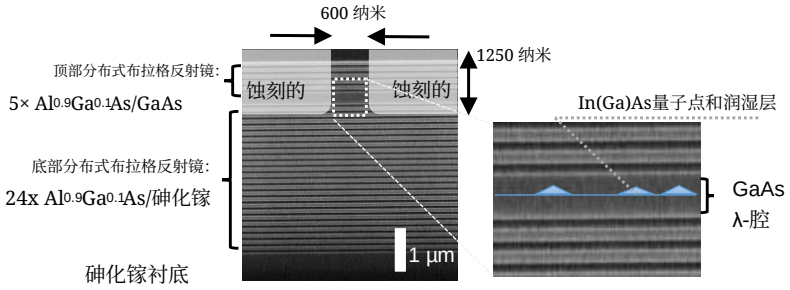


图 S1. 平面样品的扫描电子显微镜截面图，可见各层，并以示意方式标出了刻蚀区域。量子点层位于腔的中心，腔夹在两面分布式布拉格反射镜之间；反射镜由交替排列的 5/24λ/4 厚的 AlGaAs 和 GaAs 层构成。

S2：集成电路布局

图 S2 展示了所制造的砷化镓器件的布局示意图。该器件基于宽度为 600 纳米的单模脊形波导。电路的中央部分是一个定向耦合器（直流），由两条波导构成，两者沿着一段 30 μ米长的耦合区域相隔 120 纳米。两条波导通过两个半径为 60 μ米的圆形弯曲区域汇合。电路右端的波导以反向锥形输出耦合器（长度为 30 μ米）为末端，以尽量减少反射并优化光从芯片中提取。直流左侧由长 1.2 毫米的直波导段组成，用于寻找跃迁频率相同的两个量子点。电路左侧的波导以圆形布拉格光栅反射镜为末端，其设计旨在提高反射率（预计在 900 纳米处约为 80%）。图 S3 展示了所制造集成电路的扫描电子显微镜图像。

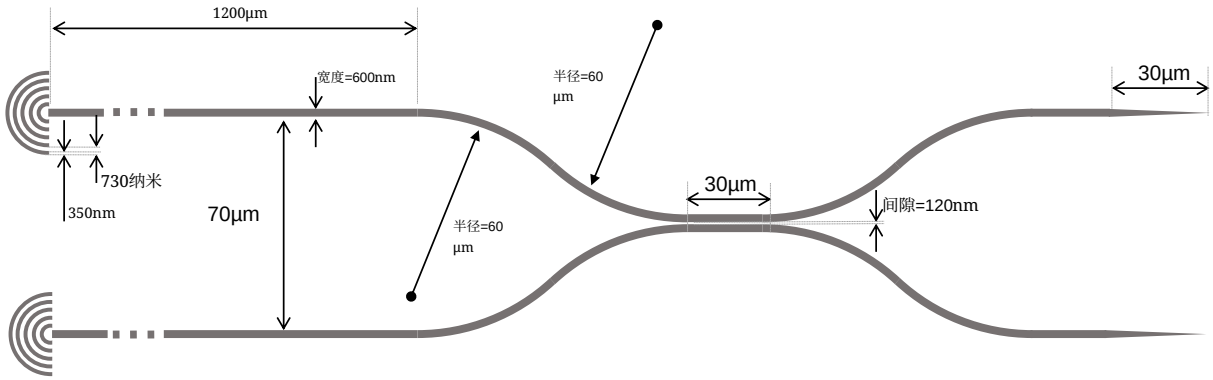


图 S2. 集成电路布局。所制备的砷化镓定向耦合器示意图，输入波导臂末端设有圆形布拉格反射器，输出臂末端设有反向锥形输出耦合器。弯曲区域采用半径为60 μ米的圆形轮廓。

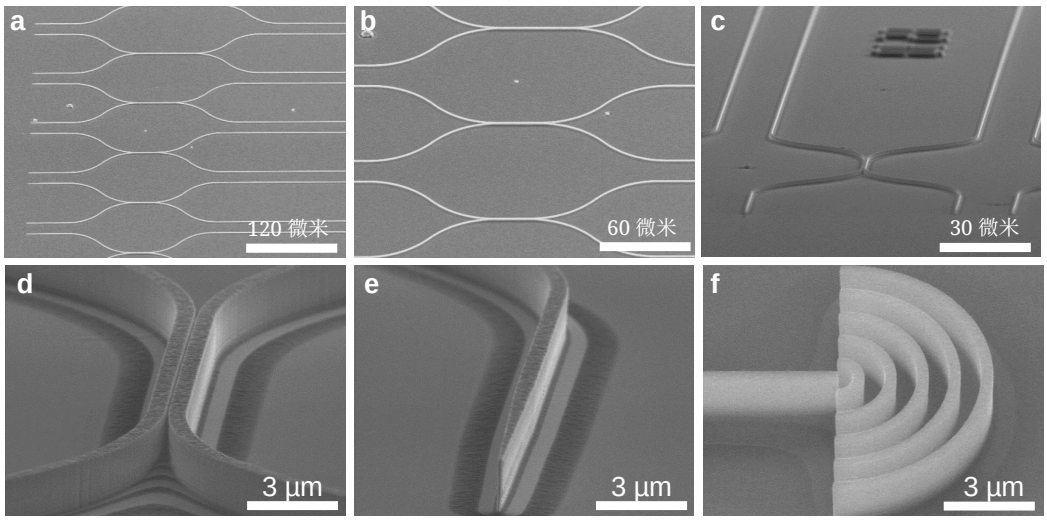


图 S3. 所制备器件的扫描电子显微镜图像。a、b，不同耦合长度的定向耦合器。c、d，耦合区域长度为 30 μ米的定向耦合器。e，反向锥形输出耦合器。f，圆形布拉格光栅反射器。

S3：光学装置

在所有实验中，样品均置于低振动闭循环低温恒温器（at- toDry800）中，温度为 $\sim$4.5 K。该低温恒温器配有两个光学窗口，可从样品的侧面和顶部进行观测。如示意图所示，实验采用了由两条相互垂直且彼此独立的光路组成的光谱测量装置

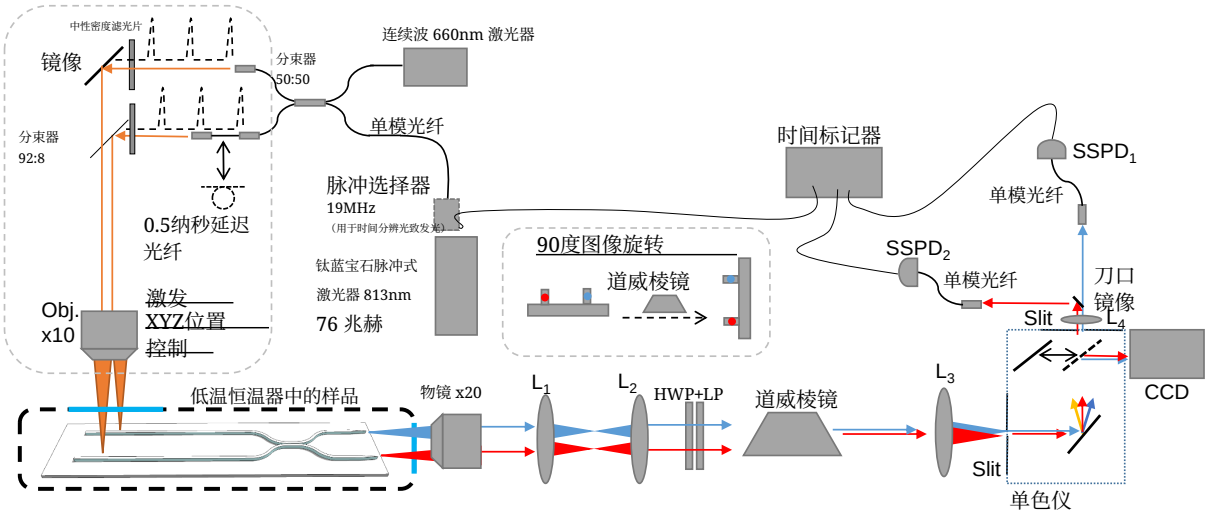


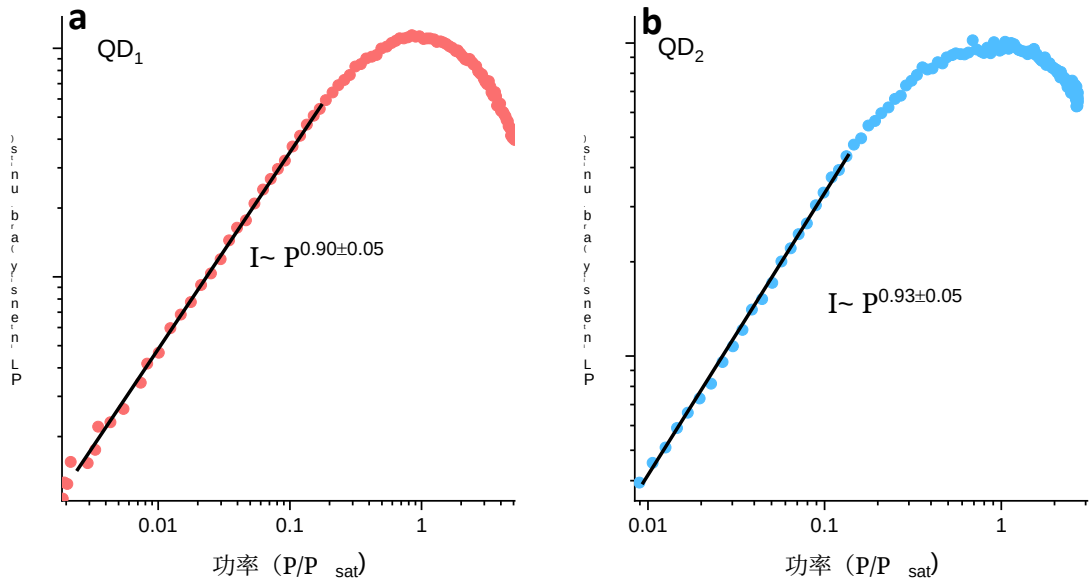
图 S4. 光学装置。用于顶端激发（蓝色路径）和侧向探测（红色路径）的光致发光及共振荧光测量实验配置示意图。在双光子干涉实验中，每个激光脉冲周期内对一个量子点激发两次，间隔为 3 纳秒；随后发射的光子在采用保偏（PM）光纤和分束器（BS）的非平衡马赫-曾德尔干涉仪（虚线）中实现空间和时间重叠。信号探测使用了两个响应时间为 350 ps 的雪崩光电二极管（APD）。在自由空间中进行偏振控制时，使用半波片（HWP）和线偏振片（LP）；而在基于光纤的 HOM 干涉仪中进行偏振旋转（PR）时，则使用位于两段光纤端面之间的陶瓷套管连接器，以便将快轴和慢轴对准至所需角度。

见图S4。此外，激发路径可分别传输两束激光束，以同时激发样品上的两个位置。进行 HOM 和 HBT 实验时，使用可调谐 Ti:Si皮秒脉冲激光器。嵌入直流输入臂中的量子点从顶部经由第一个显微物镜进行激发，该物镜的放大倍率为 x10，数值孔径为 $= 0.26$；同时，通过第二个物镜从样品侧面采集两个直流输出臂的发射信号，该物镜的放大倍率为 x20，数值孔径为 $= 0.4$。随后，两个臂的光致发光信号均通过空间滤波器（透镜 L_1 和 L_2）以及偏振光学元件。进行光偏振分析时，使用半波片（HWP）和线偏振片（LP）。使用道威棱镜将样品像平面从水平方向旋转至垂直方向，从而可将两个直流输出臂的耦合信号同时耦合至单色仪。

收集到的光由配备液氮冷却低噪声电荷耦合器件探测器（CCD）的高分辨率单色仪进行分析，其光谱分辨率为 ~40 μeV。利用直流输出臂在空间上的分离，两个波导臂的光谱可在 CCD相机上进行空间分辨。进行 HBT 和 HOM实验时，单色仪用作带宽为 70 μeV 的光谱滤波器。接下来，使用刀口镜将两个臂的信号在空间上分开，并耦合至相互连接的单模光纤，再接入超导单光子探测器（SSPD）。时间关联测量由独立的时间标记器采集。

S4：功率分辨光致发光

图 S5 量子点$_1$ 和量子点$_2$ 发射强度随激发功率变化的关系如图所示。发射强度与激发功率几乎呈线性关系，这表明所分析的谱线源自中性或带电激子复合物的复合。



图S5。光致发光强度与入射激发功率的关系。红色/蓝色实线：采用幂函数进行拟合，揭示了发射强度与激发功率之间的线性关系。

S5：波导传输损耗

为评估刻蚀脊形波导的质量，我们测定了光学波导传输损耗。为此，使用极高的泵浦功率激发样品，从而观测到光谱范围较宽的量子点系综发射。沿直流输入臂 1/2 扫描光斑，并从侧面通过波导臂 1 检测发射。图 S6a 和 b 分别显示了输入臂 1 和 2 的测量强度在 890 纳米处的衰减随距直流弯曲段距离的变化。输入臂 1 的传输损耗约为 6。5±0.5 分贝/毫米，臂 2 则为 5。0±0.6 分贝/毫米。波导传输特性受脊形侧壁缺陷限制，通过优化刻蚀工艺有望进一步改善。

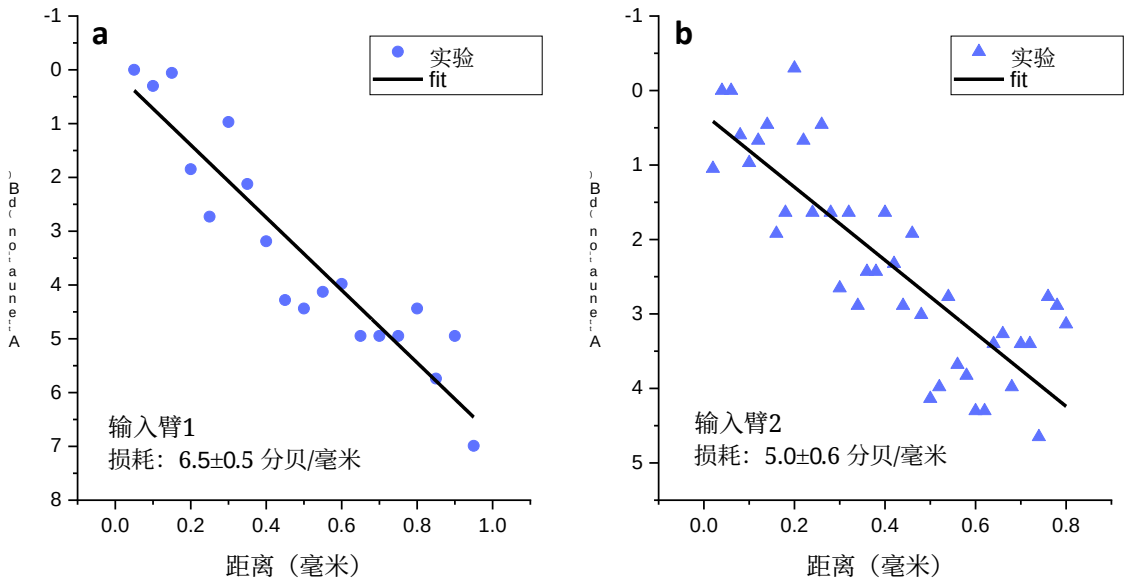


图 S6。波导传输损耗。侧向探测的系综光致发光信号随距直流弯曲区域距离的变化而产生的衰减。

S6：偏振分辨光致发光

从侧面探测到的两条研究对象发射线的发射均表现出较高的线性偏振度（DOLP），约为 95%，偏振方向位于样品平面内，如图 S7所示。较高的 DOLP 及其方向与量子点偶极矩有关；量子点偶极矩主要沿平面内取向，因此发射的光子大多耦合至 TE波导模式并在其中传播。值得注意的是，光经过由弯曲段、直流分束器和出耦合器组成的整个电路后，仍保持较高的 DOLP；这些器件可能会降低探测到的偏振对比度。直流分束器的两个输出臂均观察到相同的偏振水平。

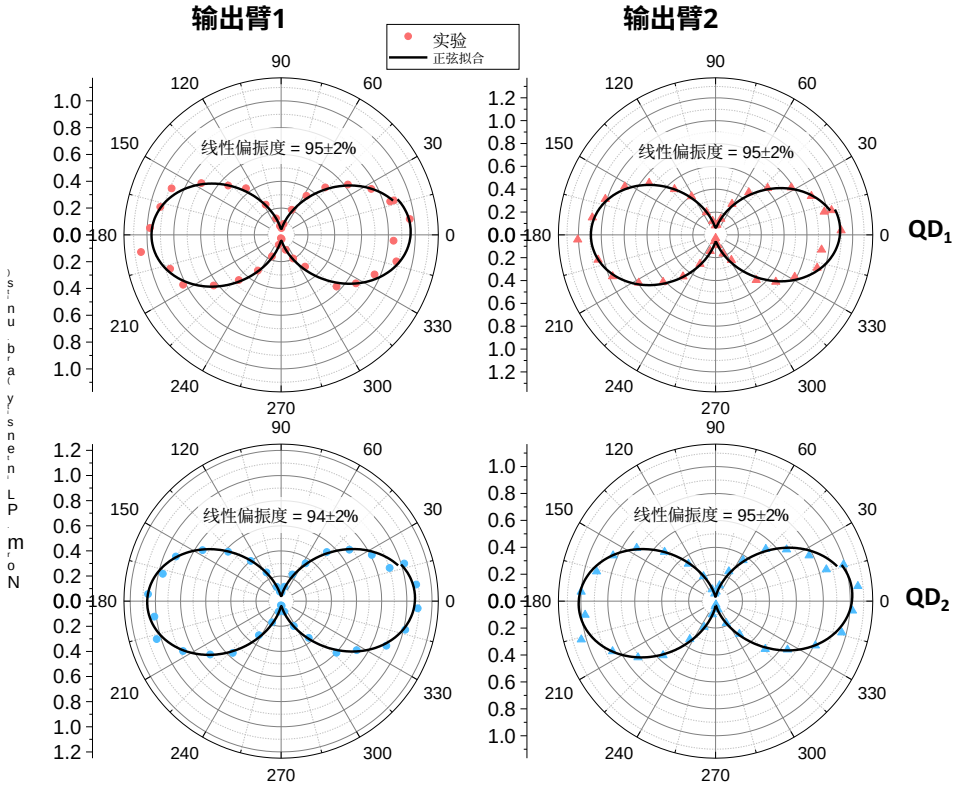


图 S7。耦合至直流输入臂的 QD_1 和 QD_2 发射的偏振特性，以及从侧面输出臂1和2检测到的发射。两个量子点的光致发光均呈现强线偏振特性，线偏振度约为 95%。

S7：发射体跃迁线宽

图 S8 展示了在连续波 660 nm 激发下记录的量子点$_1$ 和量子点$_2$ 发射的高分辨率光谱。测量采用扫描式法布里–珀罗干涉仪进行，其洛伦兹线型线宽为 3 μeV。两条光谱均采用洛伦兹函数拟合，量子点$_1$ 和量子点$_2$, 的半高全宽（FWHM）分别为 16.5±2.5 μeV 和 6.0±0.2 μeV（误差与拟合精度有关）。可以证明，两个洛伦兹线型的卷积仍为洛伦兹线型，其半高全宽（FWHM）展宽为 FWHM$_1$ 和 FWHM$_2$ 之和，即 FWHM$_1$+FWHM$_2$。据此，只需从记录的光学线宽中减去仪器线宽，即可校正装置有限分辨率带来的影响。量子点$_1$ 和量子点$_2$, 的反卷积线宽分别为 13.5±2.5 μeV 和 3.0±0.2 μeV。

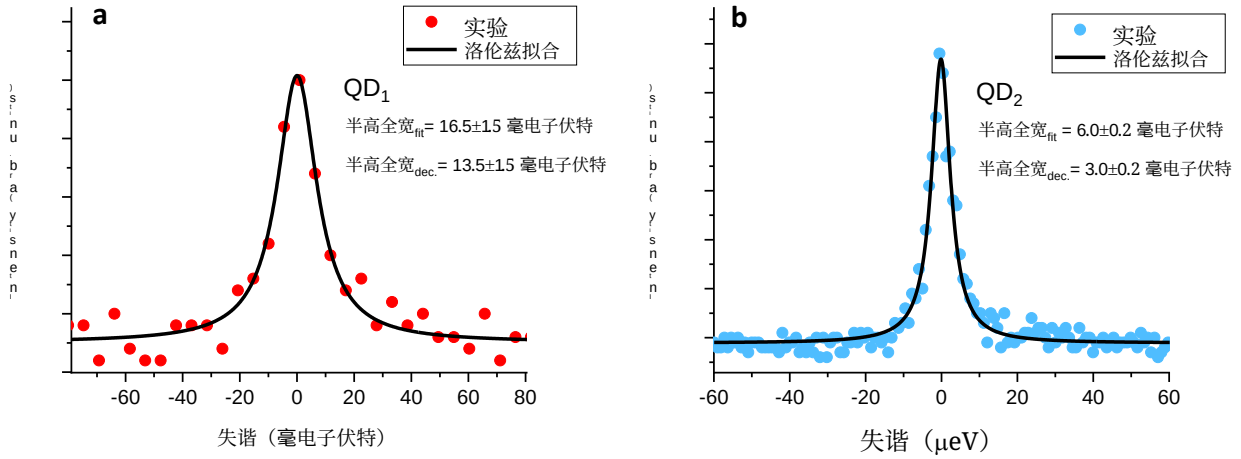


图 S8。使用自制法布里-珀罗扫描腔测得的量子点$_1$ 和量子点$_2$, 的高分辨率光致发光光谱，分辨率为 3 μeV（半高全宽），在 890 纳米处的自由光谱范围为 140 μeV。实线为使用洛伦兹函数进行的拟合。

S8：定向耦合器特性

为提取定向耦合器分光比 $r:t$，并考虑制造缺陷导致两个输出臂性能不同，采用了以下流程。首先，激发位于输入臂1中的量子点，并收集来自输出臂 1 I_{O1}^{I1} 和臂 2 I_{O2}^{I1} 的光致发光信号。接着，对位于臂 2 中的量子点重复相同的测量，得到 I_{O1}^{I2} 和 I_{O2}^{I2}。如果两个输出臂之间不均匀的出耦效率

可量化为一个常数 x （两臂之间的透射比），则适用以下方程组

$$\begin{aligned} r+t&=1,\\ x\frac{r}{t}&=\frac{I_{O1}^{I1}}{I_{O2}^{I1}},\\ x\frac{t}{r}&=\frac{I_{O1}^{I2}}{I_{O2}^{I2}}. \end{aligned} \tag{1}$$

据此，可以推导出定向耦合器分光比 $r:t$ ，并考虑不平衡出耦的影响

$$r:t=\sqrt{\frac{I_{O1}^{I1}}{I_{O2}^{I1}}\frac{I_{O2}^{I2}}{I_{O1}^{I2}}}. \tag{2}$$

对于所研究的定向耦合器，其 I_{O1}^{I1}/I_{O2}^{I1} 为 51:49， I_{O2}^{I2}/I_{O1}^{I2} 为 46:54，最终得到的 r:t 比为 48:52，非常接近预期的 50:50。

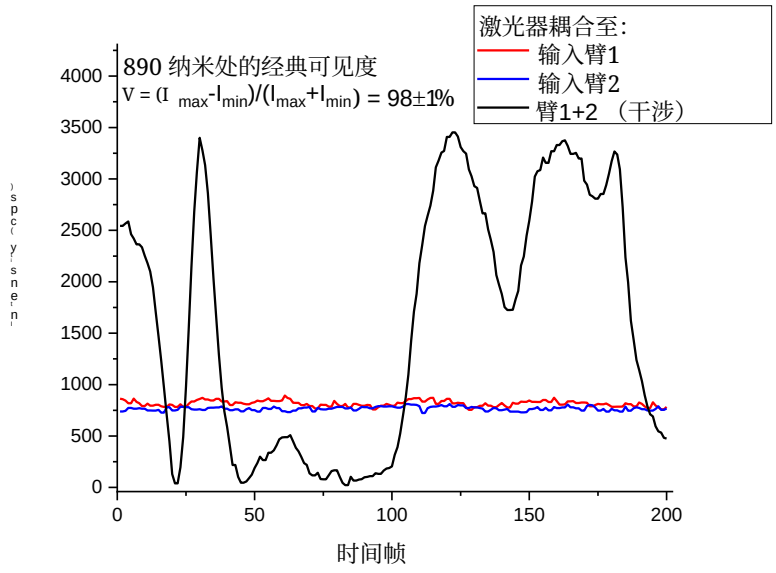


图 S9. 连续波激光经定向耦合器的两个输入臂同时传输时的强度波动。随时间变化的波动与在定向耦合器上发生干涉的信号的片外光程差波动有关。

为了测试直流耦合器件的经典可见度，我们使用置于输入臂波导末端的圆形反射器，同时送入能量调谐至量子点跃迁能量（890 纳米）的连续波激光。我们调节耦合至两臂的激光功率，使两个输入臂的强度相同。接下来，我们聚焦于

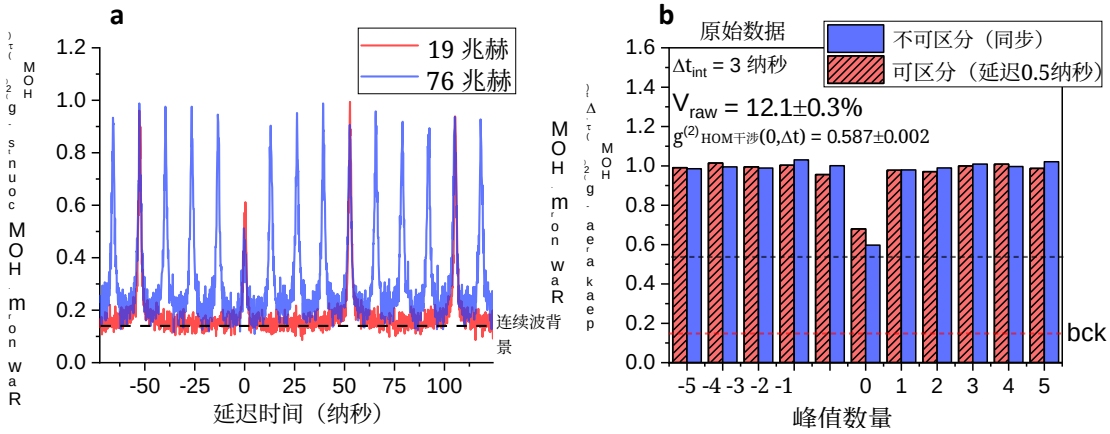
通过直流耦合器件并从其中一个输出臂耦出的信号。我们观察到强度随时间调制，这与微小的光程差波动有关，因此得以记录如图所示的干涉图样。S8经典直流耦合器可见度通过计算强度对比度获得

$$V_{DC} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{3}$$

对于所研究的直流耦合器件，测得的经典可见度为 $98\pm1\%$。

S9：原始HOM关联数据

图 S10a 展示了在脉冲激光重复频率为 76MHz 和 19MHz 时，量子点$_1$ 与量子点$_2$ 之间双光子洪–欧–曼德尔干涉实验的未校正结果。在两张图中，均可观察到相同的与时间无关的背景偏移，约为归一化峰值强度的 15%。由于不同激光重复频率下的 HOM图背景水平相同，我们排除了发射体长衰减对可观测背景的贡献。我们认为观察到的连续波偏移来自超导单光子探测器的暗计数（100-500 cps）。图 S10b 展示了 HOM二阶互相关中央十一个峰面积的未校正归一化直方图（$\Delta = 3$ 纳秒积分窗口），其中同步的、不可区分的光子（红色柱）与延迟 0.5纳秒的、可区分的光子（灰色柱）进行了比较。同步光子情况下未校正的中央峰面积为 $g^{(2)}_{HOM}(0,\ \Delta t) = 0。587\pm0.002$，而非同步光子情况下为 $g^{(2)}_{HOM_d}(0,\ \Delta t) = 0。680\pm0.002$。在此情况下，未校正的双光子干涉可见度为 $V_{raw} = 12。1\pm0.3\%$，与背景校正图所得的 17。8±0.7% 可见度相对应（见正文图3c）。



图S10。a，使用片上分束器测量QD$_1$ 与QD$_2$之间的双光子Hong-Ou-Mandel干涉，显示未经背景计数校正的归一化符合计数随延迟时间的变化。在76 MHz和19 MHz脉冲激光重复频率下进行的实验产生相同的连续波背景。b，在脉冲式76 MHz激发下，对于来自QD$_1$ 与QD$_2$ 的同步光子（蓝色柱）和延迟0.5纳秒的光子（红色柱），HOM关联中央十一个峰值（3 纳秒积分窗口）的未经校正积分计数。

S10：连续波激发下的单光子发射

图 S11展示了在连续波（660 nm）激发下记录的量子点$_1$ 和量子点$_2$ 的 HBT 二阶关联直方图。图S11 中的数据采用函数$g^{(2)}_{HBT}(\tau) = (1 - g^{(2)}_{HBT}(0))exp(-|\tau|/\tau_d$进行拟合，并与宽度为 80 ps 的高斯仪器响应函数进行卷积，其中 τ 是探测事件之间的延迟时间，$g^{(2)}_{HBT}$(0) 是双光子发射事件的概率，τ_d 是对应于自发发射率 $1/T_1$ 与泵浦速率 G 之和的衰减时间常数。

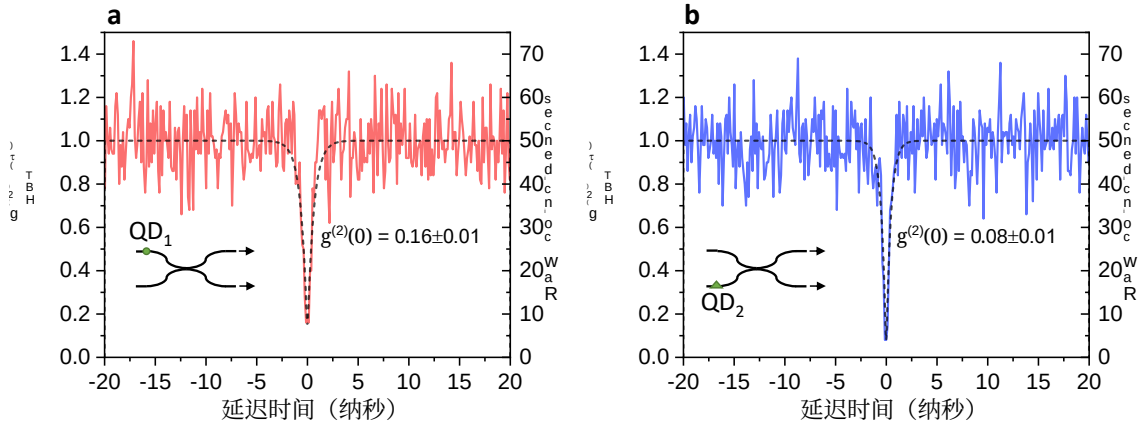


图 S11. 非共振（660 nm）连续波激发下 a QD$_1$ 和 b QD$_2$ 发射的二阶自相关直方图。数据采用片上分束器，以 HBT 配置记录。所示数据为测量结果，未进行背景扣除或其他校正。