arXiv:2303.00345v2 [quant-ph] 3 Mar 2023

通过光子晶体波导耦合的两个量子点的独立电控制

Xiao-Liu Chu,[1,*] Camille Papon,[1] Nikolai Bart,[2] Andreas D. Wieck,[2] Arne Ludwig,[2] Leonardo Midolo,[1] Nir Rotenberg,[1,†] 和 Peter Lodahl[1]

[1] *Center for Hybrid Quantum Networks (Hy-Q), Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Blegdamsvej 17, DK-2100 Copenhagen, Denmark*

[2] *Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik, Ruhr-Universität Bochum, Universitätsstrasse 150, D-44780 Bochum, Germany*(日期：2023年3月6日)

在单光子级别实现高效的光与物质相互作用，对新兴光子量子技术具有根本重要性。一个根本挑战是同时操控多个量子发射体，因为固态平台固有的不均匀性要求对每个发射体进行单独调谐。我们展示了两个半导体量子点发射体的实现：它们与光子晶体波导高效耦合，并且可通过施加局域电斯塔克场进行独立控制。我们展示了共振透射和荧光光谱，以探测两个发射体与波导的耦合。我们利用来自一个量子点的单光子流，对波导中相距 16μ 米的第二个量子点进行光谱学测量。此外，功率依赖的共振透射测量揭示了发射体之间相干耦合的特征。我们的工作为实现多发射体集体耦合提供了一条可扩展的途径，这种耦合一直是固态确定性光子发射体所缺少的。

现代量子光子学面临的一项挑战，是扩大确定性固态光子发射体系统的规模，以便耦合多个发射体。这一挑战源于系统固有的不均匀性。例如，自组装量子点（QDs）在生长过程中会出现显著的形貌不均匀性，导致各个发射体产生光谱偏差。此外，光子纳米结构内的空间变化会导致不同的珀塞尔增强因子，进而使发射出的光子波包 [1]各不相同。其他与光子纳米结构兼容的固态量子发射体也面临类似挑战，包括有机分子 [2] 或单缺陷中心 [3]。此前，相关平台已实现高质量单光子源 [4, 5], 、纠缠光子对 [6],、自旋-光子界面 [7], 以及相干非线性光学[8–10]。

近期研究主要聚焦于扩大这类系统的规模并耦合多个发射体。此前的大多数工作都研究了块体样品中的量子发射体，并已实现高质量的光子-光子干涉 [11]和近场偶极-偶极耦合 [12] 。近期，在光子纳米结构中观测到了通过腔/波导产生的超辐射和亚辐射耦合[13, 14], ，但尚未实现可扩展性所需的对各个发射体进行独立调谐。研究人员已基于应变 [15], 、磁场 [14], 和电场 [16]实现了多种调谐机制。后一项工作实现了对量子点的独立调谐，这些量子点通过在器件中刻蚀浅沟槽而实现电隔离，从而使两个不同的波导单光子源之间能够发生量子干涉。

在此，我们扩展了多发射体方面的工作，实现了对高效耦合至同一光子晶体波导（光子晶体波导）的量子点进行独立调谐，参见图1a中的示意图。光子晶体波导是优异的量子光子学平台，通过在宽波长范围内抑制向自由空间的发射 [18] ，可实现近乎单位的光-物质耦合 [19] ；当发射体嵌入p-i-n二极管中时，还可实现接近变换极限的光学跃迁 [20]。我们制备了一种光子晶体波导器件：通过在p型掺杂层中蚀刻一条宽100 nm、深50 nm的浅沟槽，将器件分为两半，从而使两部分在电学上彼此隔离，因此可分别通过栅极电压 [21, 22], 、 V_1和 V_2进行独立的斯塔克调谐。该沟槽经设计后对光学波导模式的影响极小；这一点与在对波导的沟槽区域进行成像时未观察到光学散射的事实一致。所展示的方法可方便地扩展以控制更多量子点，因此为扩大该平台规模提供了一条途径。我们在独立调谐各量子点的共振频率并实施选择性光学激发的同时，给出了共振荧光和共振透射数据。

我们首先通过测量发射体共振频率随外加栅极电压的变化，展示同一光子晶体波导内量子点的独立电调谐。我们使用可调谐连续波（cw）激光对量子点进行光学激发：i）通过波导直接激发，在共振透射（RT）实验中，此时两个发射体均通过导模同时受到激发；或 ii）在共振荧光（RF）实验中，从自由空间分别选择性地激发每个量子点。在这两种实验配置中，

* 现地址：MRC伦敦医学科学研究所，杜凯恩路，伦敦，W12 0NN，英国；xchu@ic.ac.uk

†现地址：女王大学纳米光子学中心，物理学、工程物理学与天文学系，加拿大安大略省金斯顿 K7L 3N6，Bader Lane 64号

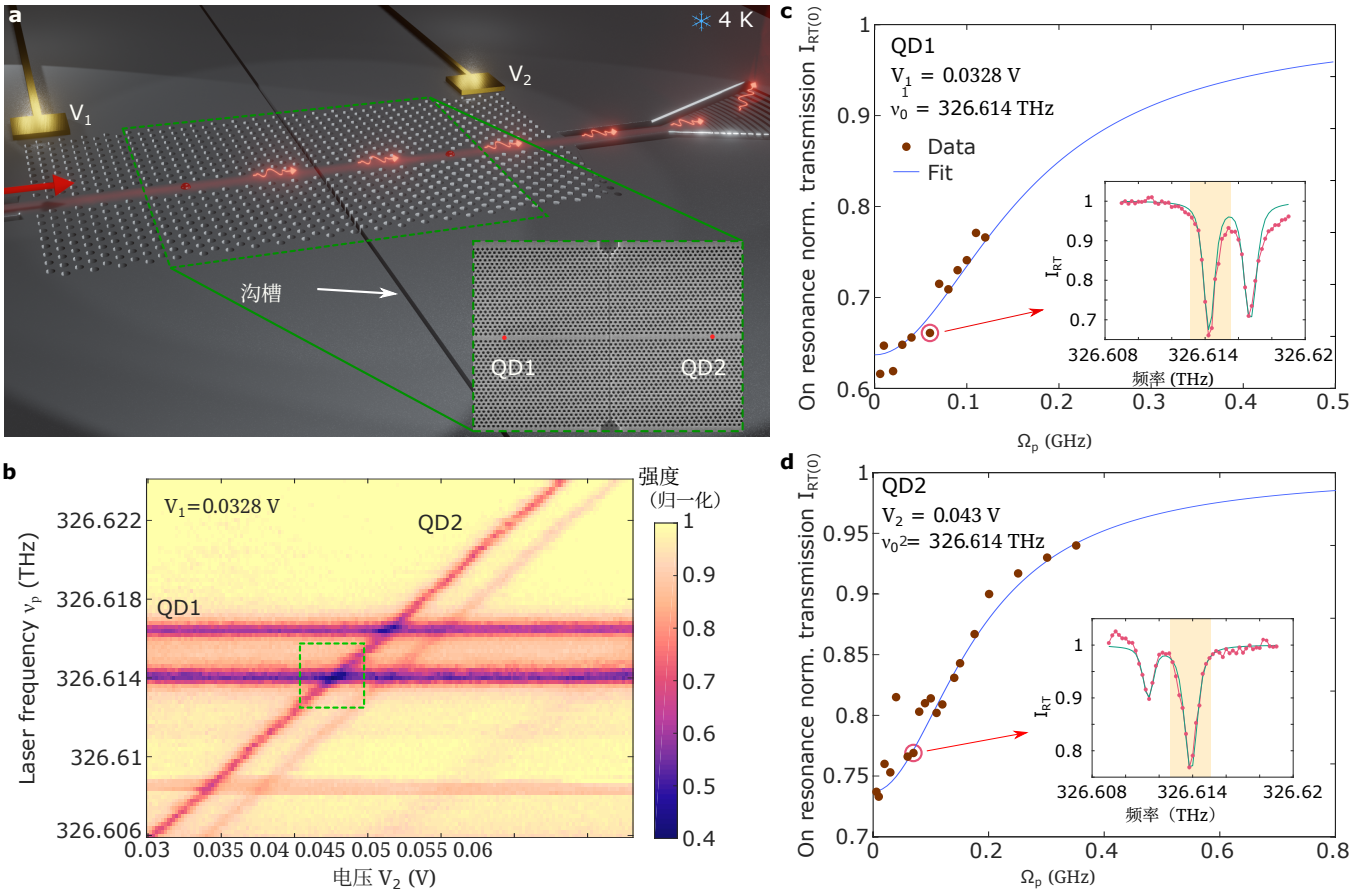

图1：光子晶体波导中两个量子点的独立电控。**a**，外延生长量子点嵌入p-i-n二极管上的光子晶体波导中。沟槽将波导分隔开来，因此可对两半部分分别施加独立的栅极电压，此处以金属触点 V_1 和 V_2示意。插图：光子晶体波导及相应100 nm沟槽的扫描电子显微镜图像，并标出了所研究的两个量子点的大致位置（相隔$15.7 \pm 2\mu m$，见 [17]）。**b**，通过保持 V_1 恒定并在扫描 V_2 的同时测量光子晶体波导中的透射率，展示了对两个量子点的独立控制。QD1的两个正交偶极子（相隔约2.4 GHz）对应的共振消光凹陷与 V_2无关，在该图中表现为两条水平线；而QD2的共振消光凹陷则随栅极电压线性变化。由此图可确定，在326.614 THz附近两个量子点的共振发生重叠（绿色虚线区域）。**c**, **d**，当另一个量子点处于远失谐状态时，分别测得QD1和QD2的功率依赖的共振消光。利用相应的理论拟合（见 [17]）确定各个量子点的参数。插图展示了示例性的室温扫描，其中 I_{RT}d

efined as th消光 dip depth and th电子跃迁 h被调谐至 d 共振的 highlighted by the shaded 区域 .

区域中，使用浅刻蚀光栅 [23] 将光高效地耦出波导模式，如图1a所示。

我们首先获取一张RT光谱，以识别能够与波导 [24] 高效耦合的量子点。图1b展示了一个示例性透射图，发射体的散射会导致检测到的信号消光，因为这些光子主要被反射 [25]。在这项测量中，PhCW左侧区段的栅极电压 V_1 保持恒定，而右侧的 V_2 则发生变化。事实上，我们观察到，改变 V_2时，只有与QD2相关的跃迁共振会调谐，而QD1的跃迁共振保持不变，也就是说，它们在图1b中表现为水平线。

也就是说，该器件能够对量子点进行独立电调谐，从而使各个发射体达到彼此共振状态，如绿色虚线曲线所示。请注意，这两个量子点相距 $15.7 \pm 2\mu m$（见 [17]），对于波导中的估算群速度2（± 0.6）$\times 10^7$，这相当于PhCW中 22 ± 2 倍的波长。

与砷化铟量子点 [1]，面内正交跃迁偶极矩相关的两个共振，对每个发射体表现为平行的消光线。对于每个量子点，我们选择一个跃迁（图 1b 中的绿色虚线区域），使另一个量子点失谐，并测量不同激发强度下的 RT。图 1c 和 d 展示了两个量子点的功率依赖归一化透射率 $I_{RT(0)}$（见插图），

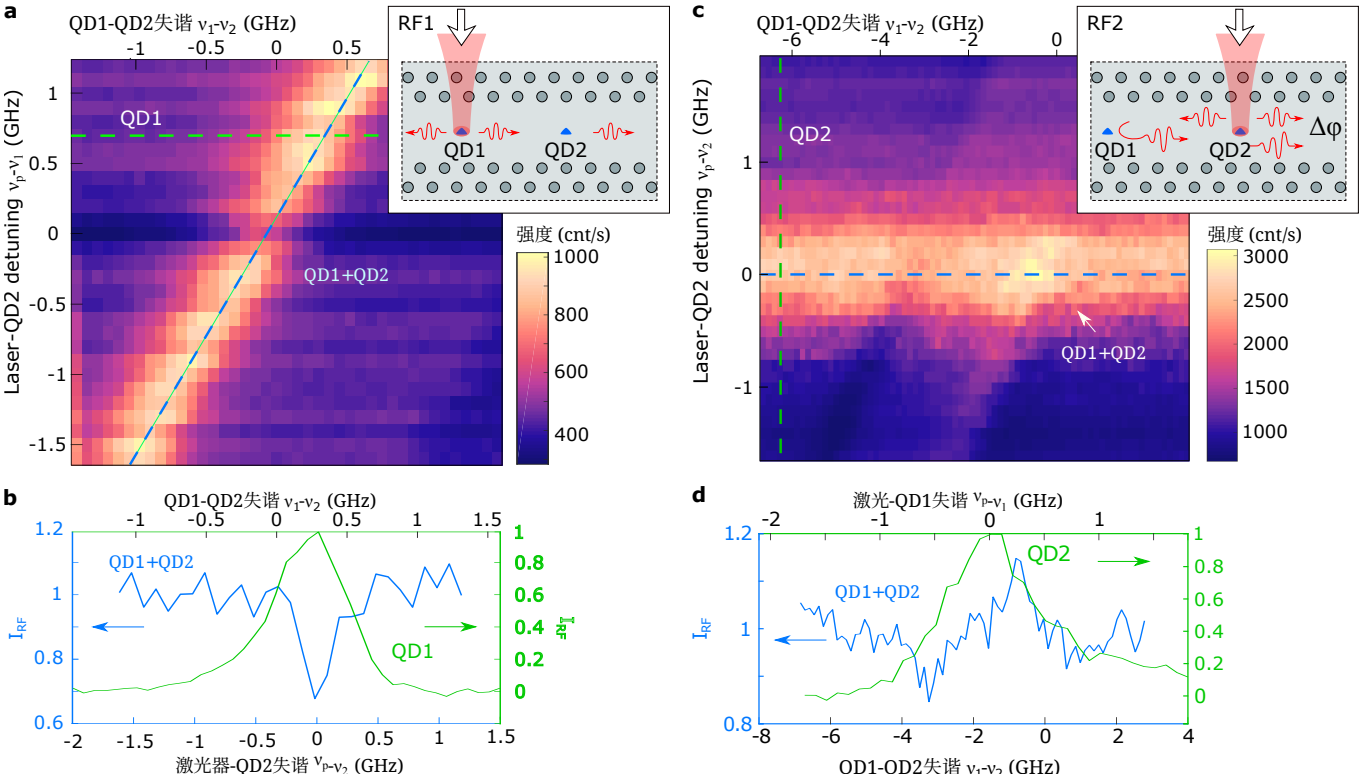

图2：RF配置下对每个量子点进行独立光学激发，其中一个量子点发射的光子经波导传播，与第二个发射体相互作用。**a** 在RF1中，连续波激光器扫过QD1的共振频率，同时通过电压调谐（V_1）跨越QD2的频率范围，并将QD2的共振频率同时保持在 $\nu_2 = 326.614$ THz。QD1发射的单光子在QD2上发生散射，由此得到的透射光谱揭示了QD2共振的相干消光。**b** 沿a中的蓝色和绿色虚线曲线截取的截面，分别显示了QD2大幅失谐时QD1的RF光谱，以及两个量子点处于共振状态时双量子点系统的响应。**c** 在RF2中，检测到的光谱源于光子之间的干涉：一部分光子最初由QD2向右发射，另一部分则由QD2向左发射，随后经QD1反射，见插图。这一信号取决于散射光子获得的相对相位 $\Delta\varphi$ （见 [17]）**d** 与a相同，但绿色曲线显示的是QD2的RF光谱。

其中下标 0 表示发射体失谐为零；此处将其绘制为拉比频率 Ω_p 的函数（详情见 [17] ）。在两种情况下，消光均随激发功率增加而减小，这与理论预期一致（实线；关于模型的更多详情见 [17] ） [26]。我们得出，两者均与光子晶体波导高效耦合，耦合系数分别为 $\beta_1 = 0.85 \pm 0.05$ 和 $\beta_2 = 0.78 \pm 0.09$；不过，残余的缓慢谱扩散限制了它们的耦合，完整的量子点参数见 [17]。因此，这些结果表明，增加浅沟槽可使我们在同一波导模式内独立地以电子方式寻址量子点。

为分别控制每个量子点，我们按照图 2a 和 c 插图所示，从自由空间激发量子点。受激的 QD1 向波导中发射一串单光子，这些光子沿波导传播，并与第二个 QD2 发生相干散射。信号 I_{RF} 在 QD2 右侧的输出端口处测量。系统在相对较高的激发功率下运行

强度（拉比频率 $\Omega_p = 0.16$ GHz，或每个寿命内 3.3 个光子），以抵消残余谱扩散的影响；因此也观察到了功率展宽。我们首先考虑 QD1 作为光子源的情况。单光子由在激光频率 ν_{p} 下共振激发的 QD1 发射，并沿波导向两个方向传播。我们通过测量 I_{RF}，记录与 QD2 相互作用后向右传播的光子。图2a 显示了信号随激光-QD1 失谐（$\nu_{\mathrm{p}} - \nu_1$）和 QD1-QD2失谐（$\nu_1 - \nu_2$）变化的图谱，其中后者由电压控制。当两个量子点失谐时，我们测得 $I_{\mathrm{RF}} = 1$ kcnts/s，并在图2b（绿色曲线）中观察到 0.49 ± 0.03 GHz 的线宽。当 QD2 调谐至与 QD1 共振时，它会相干地反射光子，导致透射率消失。图2a 中沿蓝色虚线的截面数据展示了这一效应，其蓝色曲线绘于图2b 中。在这种配置下，记录到的信号独立于与两个量子点之间传播相关的相位滞后，因为这

构成全局相移，不会影响强度测量（更多信息请参见 [17] ）。

当 QD2 作为单光子源时，会出现第二种更复杂的情形；如图 2c 插图所示，测得的信号由 QD2 最初向右发射的光子和经 QD1 反射的光子共同组成。鉴于 QD1 散射光子的相干性，由量子点间距决定的发射体往返传播相对相位增量 $2\Delta\varphi$ 会直接影响 I_{RF} 信号，如图 2c 和 d 所示。当两个量子点均调谐至共振时，可以观察到复杂的类法诺线形 I_{RF} （见图 2d 中的蓝色曲线）；数据与总相位差为 $\Delta\varphi \simeq 200\pi/180$的情况相符，该相位差会敏锐地决定信号的光谱形状，分析见 [17] 。这一相位差决定了相干耦合发射体 [27]之间集体相互作用的色散/耗散特性。本实验展示了一个发射体发出的单光子在另一个单量子发射体上的相干散射。

最后，我们回到图1a所示的原始 RT 配置，将两个量子点均调谐至共振，并研究器件的饱和行为。在不同激发功率下探测联合共振，并将所得的光子通量依赖的透射率绘于图3a中。与单发射体的情况一样， [8, 9, 28], 随着激发通量增加，消光呈非线性下降，这是因为发射体逐渐饱和。对于双量子点系统，观测到约为0.5的峰值消光，强于单发射体响应（图3a中的虚线曲线）。

我们在图3a中叠加了双量子点系统在发射体未耦合（紫色曲线）和相干耦合（青色曲线）情况下的模型透射率。这里使用了从先前实验中提取的系统参数（参见 [17]中的表I）以及 $\Delta\varphi \simeq 200\pi/180$ ，未引入任何额外的可调参数，并且理论与实验之间表现出极好的一致性（详情请参见 [17] ）。我们观察到，数据与耦合系统的预测最为吻合，这表明量子点通过光子晶体波导模式发生耦合。单独的 RT 光谱进一步证实了这一点，其中一个例子如图3b所示，对应于 $\Omega_p = 0.05$ GHz 的情况。这里，将测得的光谱（圆形标记）与两种情况下的预测结果进行叠加

耦合系统和非耦合系统（虚线曲线显示各个量子点的响应），可以看到，非耦合发射体理论高估了总消光量。

我们展示了一种量子光子系统，由一条经过刻蚀、形成两个独立二极管区域的光子晶体波导构成，每个区域都包含一个与波导高效耦合的高质量量子点。因此，我们能够分别操控每个量子点，既可利用局域电斯塔克场，也可通过多种光学激发路径进行操控。该系统构成了一个多功能平台，可用于

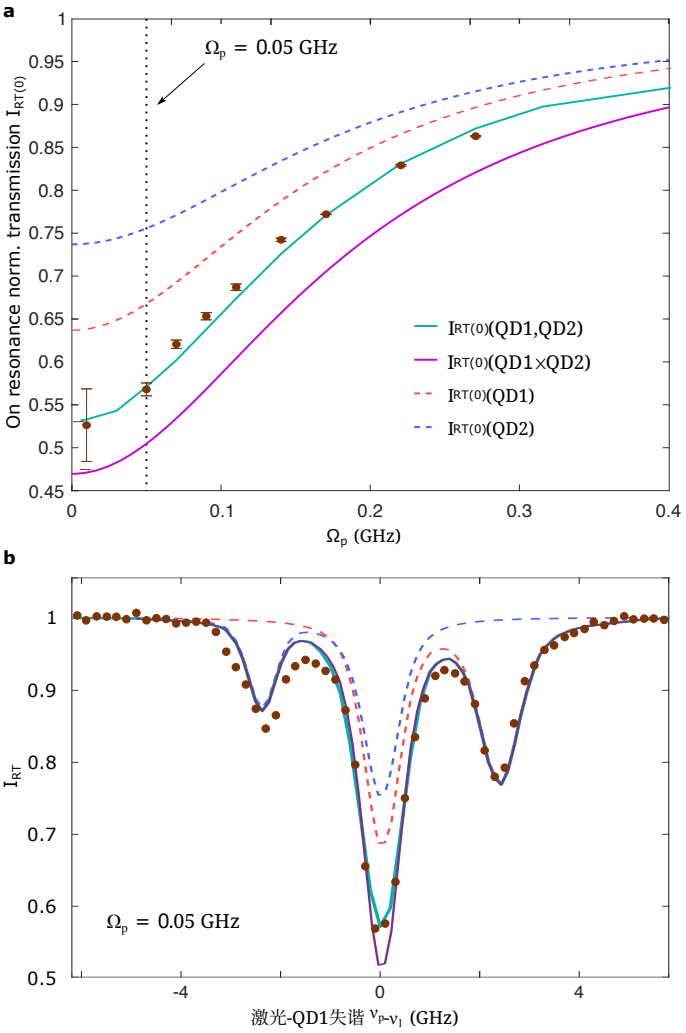

图 3：通过单条光子波导同时激发两个量子点。**a** 两个量子点均处于共振状态时，波导中的功率依赖透射率。在测量结果（圆形标记，误差来自探测器暗计数）上叠加了 I_{RT} 模型，分别对应仅有 QD1 和 QD2 的情况（分别为红色和蓝色虚线），以及假设二者相互独立或相干耦合时的联合响应（分别为紫色和青绿色实线）。请注意，模型中使用的所有参数均由先前的实验确定。**b** 两个量子点处于共振状态时的一组典型 RT 光谱，并叠加了耦合和非耦合响应的理论曲线。还加入了各个量子点单独的频率扫描结果以供比较。

多发射体实验和技术。利用这一平台，我们观测到两个量子点的相干散射：无论是由自由空间激发其中一个量子点，还是两个量子点同时与沿导模传播的光子相互作用，均可观察到。因此，我们的系统为探索协作量子光物质的丰富物理现象打开了一扇窗口

多发射体系统中的相互作用。

这一集成平台易于扩展，例如可通过在光子晶体波导中开设沟槽，将其划分为更多区段，从而便于对同一波导内的多个发射体进行独立电控制。该方法为实现多发射体相干且确定性的辐射耦合提供了一条可扩展的途径，使得能够构建可扩展的亚辐射或超辐射集体量子态 [29, 30], , 并访问用于量子计算的无退相干子空间 [31] , 或实现复杂的光子用于量子通信的簇态 [32]。

致谢

作者感谢 Danmarks Grundforskningsfond（DNRF 139，Hy-Q 混合量子网络中心）以及欧盟地平线2020研究与创新计划（资助编号824140，TOCHA，H2020-FETPROACT-01-2018）提供的资金支持。NR感谢加拿大创新基金会（CFI）以及加拿大自然科学与工程研究委员会（NSERC）的资助。

[1] P. Lodahl、S. Mahmoodian 和 S. Stobbe。利用光子纳米结构连接单光子与单量子点。 *Rev. Mod. Phys.*，87:347，2015年。[2] S. Faez、P. T¨urschmann、H. R. Haakh、S. G¨otzinger 和 V. Sandoghdar。在介电纳米波导中光与单分子的相干相互作用。 *Phys. Rev. Lett.*，113:213601，2014年。[3] A. Sipahigil、R. E. Evans、D. D. Sukachev、M. J. Bu-rek、J. Borregaard、M. K. Bhaskar、C. T. Nguyen、J. L. Pacheco、H. A. Atikian、C. Meuwly、R. M. Camacho、F. Jelezko、E. Bielejec、H. Park、M. Lon˘car 和 M. D. Lukin。用于量子光网络的集成式金刚石纳米光子学平台。

Science 354 847 850, , ：–。2016

[4]X.-L. Chu、S. G¨otzinger 和 V. Sandoghdar。作为高保真光子枪的单分子，用于产生强度压缩光。

Nature Photonics 11 58 62, , ：–。2017

[5] R. Uppu、F. T. Pedersen、Y. Wang、C. T. Olesen、C. Pa-pon、X. Zhou、L. Midolo、S. Scholz、A. D. Wieck、A. Lud-wig 和 P. Lodahl。可扩展的集成式单光子源。 *Science Advances*，6，2020年。[6] J. Liu、R. Su、Y. Wei、B. Yao、S. F. Covre da Silva、Y. Yu、J. Iles-Smith、K. Srinivasan、A. Rastelli、J. Li 和 X. Wang。具有高亮度和不可区分性的强纠缠光子对固态光源。 *Nature Nanotech.*，14:586–593，2019年。[7] W. B. Gao、P. Fallahi、E. Togan、J. Miguel-Sanchez 和 A. Imamoglu。量子点自旋与单光子之间纠缠的观测。 *Nature*，491:426–430，2012年。[8] J. Hwang、M. Pototschnig、R. Lettow、G. Zumofen、A. Renn、S. G¨otzinger 和 V. Sandoghdar。单分子光学晶体管。 *Nature*，460:76–80，2009年。[9] A. Javadi、I. S¨ollner、M. Arcari、S. Lindskov Hansen、L. Midolo、S. Mahmoodian、G Kir˘sansk´e、T. Pregno-lato、E. H. Lee、J. D. Song、S. Stobbe 和 P. Lodahl。波导中量子点的单光子非线性光学。 *Nature Commun.*，6:8655，2015年。[10] Q.-Y. Liang、A. V. Venkatramani、S. H. Cantu、T. L. Nicholson、M. J. Gullans、A. V. Gorshkov、J. D. Thomp-son、C. Chin、M. D. Lukin 和 V. Vuleti´c。在量子非线性介质中观测到三光子束缚态。 *Science*，359:783–786，2018年。[11] L. Zhai、G. N. Nguyen、C. Spinnler、J. Ritzmann、M. C. L¨obl、A. D. Wieck、A. Ludwig、A. Javadi 和 R. J. Warburton。远程砷化镓量子点发出的相同光子的量子干涉。 *Nature Nanotech.*，17：829–833，2022年。[12] J.-B. Trebbia、Q. Deplano、P. Tamarat 和 B. Lounis。调控两个相干耦合量子发射体的超辐射与亚辐射特性。 *Nature Commun.*，13，2022年，。[13] R. E. Evans、M. K. Bhaskar、D. D. Sukachev、C. T. Nguyen、A. Sipahigil、M. J. Burek、B. Machielse、G. H. Zhang、A. S. Zibrov、E. Bielejec、H. Park、M. Lon˘car 和 M. D. Lukin。金刚石纳米腔中量子发射体之间的光子介导相互作用。 *Science*，362 662 665，2018年：–。[14] A. Tiranov、V. Angelopoulou、C. Jacobus van Diepen、B. Schrinski、O. A. D. Sandberg、Y. Wang、L. Midolo、S. Scholz、A. D. Wieck、A. Lud wig、A. S. Sørensen 和 P. Lodahl。远距离光学量子发射体之间的集体超辐射与亚辐射动力学。 *Science*，379 389 393，2023年：–。[15] J. Q. Grim、A. S. Bracker、M. Zalalutdinov、S. G. Carter、A. C. Kozen、M. Kim、C. S. Kim、J. T. Mlack、M. Yakes、B. Lee 和 D. Gammon。纳米光子波导中可扩展的运行中应变调谐，实现三个量子点的超辐射。 *Nature Mat.*，18 969，2019年 963：–。[16] C. Papon、Y. Wang、R. Uppu、S. Scholz、A. D. Wieck、A. Ludwig、P. Lodahl 和 L. Midolo。两个波导集成单光子源的独立运行。*arXiv*，第2210.09826页，2022年。[17] 关于晶圆和光子晶体制备、耦合与非耦合发射体理论的推导、单发射体共振透射表达式及拟合，以及量子点间距的确定等更多细节，请参阅补充材料（链接）。[18] M. Arcari、I. S¨ollner、A. Javadi、S. Lindskov Hansen、S. Mahmoodian、J. Liu、H. Thyrrestrup、E. H. Lee、J. D. Song、S. Stobbe 和 P. Lodahl。量子发射体与光子晶体波导的近乎单位耦合效率。 *Phys. Rev. Lett.*，113：093603，2014年。[19] V. S. C. Manga Rao 和 S. Hughes。光子晶体波导中单量子点的 Purcell 因子和β因子。 *Phys. Rev. B*，75：205437，2007年。[20] F. T. Pedersen、Y. Wang、C. T. Olesen、S. Scholz、A. D.

Wieck、A. Ludwig、M. C. L¨obl、R. J. Warburton、L. Mi-dolo、R. Uppu 和 P. Lodahl。宽带光子晶体波导中接近变换极限的量子点线宽。 *ACS Photonics*，7：2343—2349，2020年。[21] A. J. Bennett、M. A. Pooley、R. M. Stevenson、M. B. Ward、R. B. Patel、A. Boyer de la Giroday、N. Sk¨old、I. Farrer、C. A. Nicoll、D. A. Ritchie 和 A. J. Shields。电场诱导单量子点中激子态的相干耦合。 *Nature Physics*，6：947–950，2010年。[22] G. Kir˘sansk´e、P. Tighineanu、R. S. Daveau、J. Miguel-S´anchez、P. Lodahl 和 S. Stobbe。耦合量子阱光致发光中的激子莫特转变观测。 *Phys. Rev. B*，94：155438，2016年。[23] X. Zhou、I. Kulkova、T. Lund-Hansen、S. Lindskov Hansen、P. Lodahl 和 L. Midolo。用于量子光子学应用的砷化镓薄膜高效率浅刻蚀光栅。*Appl. Phys. Lett.*，113 251103，2018年：。[24] H. Thyrrestrup、G. Kir˘sansk´e、H. Le Jeannic、T. Preg-nolato、L. Zhai、L. Raahauge、L. Midolo、N. Roten-berg、A. Javadi、R. Schott、A. D. Wieck、A. Ludwig、M. C. L¨obl、I. S¨ollner、R. J. Warburton 和 P. Lodahl。纳米光子波导中基于接近寿命极限的量子点跃迁的量子光学。 *Nano Lett.*，18 1801 1806，2018年：–。[25] P. T¨urschmann、H. Le Jeannic、S. F. Simonsen、H. R. Haakh、S. G¨otzinger、V. Sandoghdar、P. Lodahl 和 N. Rotenberg。纳米光子波导中量子发射体的相干非线性光学。 *Nanophotonics*，8:1641–1657，2019年。[26] L. Novotny 和 B. Hecht。《纳米光子学原理》。 *Principles of nano-optics*剑桥大学出版社，英国剑桥，2006年。[27] X.-L. Chu、V. Angelopoulou、P. Lodahl 和 N. Rotenberg。由纳米光子波导耦合的不完美量子发射体的亚辐射态。 *arXiv*，第2206.00573页，2022年。[28] H. Le Jeannic、T. Ramos、S. F. Simonsen、T. Pregnolato、Z. Liu、R. Schott、A. D. Wieck、A. Ludwig、N. Rotenberg、J. J. Garc´ıa-Ripoll 和 P. Lodahl。纳米光子波导中单量子点的少光子非线性散射矩阵的实验重构。*Phys. Rev. Lett.*，126:023603，2021年。[29] A. Asenjo-Garcia、M. Moreno-Cardoner、A. Albrecht、H. J. Kimble 和 D. E. Chang。利用原子阵列中的亚辐射和“选择性辐射”指数提升光子存储保真度。*Phys. Rev. X*，7 031024，2017年：。[30] A. Albrecht、L. Henriet、A. Asenjo-Garcia、P. B. Dieterle、O. Painter 和 D. E. Chang。耦合至一维波导的量子比特的亚辐射态。 *New J. Phys.* 21 025003, 2019 ，：。[31] V. Paulisch、H. J. Kimble 和 A. Gonz’alez-Tudela。利用无退相干子空间在波导量子电动力学中实现通用量子计算。 *New J. Phys.*，18:043041，2016年。[32] S. E. Economou、N. Lindner 和 T. Rudolph。由耦合量子点光学生成的二维光子簇态。 *Phys. Rev. Lett.*，105:093601，2010年。