

文章编号: 1000-7032(2023)07-1251-22

单量子点的发光与应用

李函聪¹, 陈浠庆^{1,2}, 杨静南¹, 史书姝³, 许秀来^{1*}

(1. 北京大学物理学院 介观物理国家重点实验室, 纳光电子前沿科学中心, 北京 100871;

2. 北京量子信息科学研究院, 北京 100193;

3. 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

摘要: 由于量子限制效应, 自组装半导体单量子点具有类似于原子的分立能级, 可实现高不可分辨、高亮度和高纯度的单光子发射, 其多种激子态能够产生不同偏振模式的光子。而光学微纳结构是调控量子点发光性质的有效手段, 当单个量子点与光学微腔发生弱耦合时, Purcell效应将大大提高量子点作为单光子源或纠缠光子对源的性能。同时, 量子点与光学微腔的强耦合系统可以作为量子光学网络中的量子节点, 以及用于研究单光子水平的光学非线性效应。利用量子点与光学波导的耦合可实现固态量子比特和飞行光子比特的相干转换, 以及高效的信息处理与传输, 由此构建可靠的片上光学网络。此外, 单量子点还具有可操控的自旋态, 可作为量子比特的载体。考虑到量子点器件的制备过程易与成熟的半导体技术相结合, 基于量子点的器件设计具有良好的可扩展性和集成化潜力。

关键词: 自组装半导体量子点; 激子; 自旋; 光学微腔; 光波导

中图分类号: O482.31

文献标识码: A

DOI: 10.37188/CJL.20230105

Luminescence and Applications of Single Quantum Dots

LI Hancong¹, CHEN Xiqing^{1,2}, YANG Jingnan¹, SHI Shushu³, XU Xiulai^{1*}

(1. State Key Laboratory for Mesoscopic Physics and Frontiers Science Center for Nano-optoelectronics, School of Physics,

Peking University, Beijing 100871, China;

2. Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China;

3. Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

* Corresponding Authors, E-mail: xlxu@pku.edu.cn

Abstract: Due to the quantum confinement effect, self-assembled semiconductor single quantum dots exhibit atom-like discrete energy levels enabling highly indistinguishable, high brightness and high purity single photon emission, where multiple exciton states in quantum dots can generate photons with different polarizations. The optical micro-nano structure is an effective means to modulate the luminescent properties of single quantum dots. When a single quantum dot is weakly coupled to an optical micro-cavity, the Purcell effect will greatly improve the performances of the quantum dot as a single photon source or entangled photon-pair source. Meanwhile, the strongly coupled system of quantum dots and optical micro-cavities can be used as quantum nodes in the quantum photonic network or to study the nonlinear optics at the single photon level. Utilizing the coupling of quantum dots and optical waveguides can realize coherent conversion between solid-state quantum bits and flying photonic bits along with efficient information processing and transmission for building a reliable on-chip photonic network. In addition, a single quantum dot has manipulable spin states, which can work as carriers for quantum bits. Considering the convenience of combining the fabrication process of quantum dot devices with mature semiconductor technology, device designs with quantum dots allow good scalability and integration potential.

收稿日期: 2023-04-23; 修订日期: 2023-05-09

基金项目: 国家重点研发计划(2021YFA1400700); 国家自然科学基金(62025507, 11934019, 92250301, 11721404, 12204020)
Supported by The National Key Research and Development Program of China (2021YFA1400700); The National Natural Science Foundation of China (62025507, 11934019, 92250301, 11721404, 12204020)

Key words: self-assembled semiconductor quantum dots; excitons; spins; optical microcavities; optical waveguides

1 引 言

半导体量子点(Quantum dot, QD)是一种准零维材料。不同于传统的半导体体材料,其具有类似于原子一样的分立量子能级,所以也被称为“人造原子”^[1]。量子点的发光具有窄线宽、高效率等优异的光学性质,可以作为一种理想的单光子源。其中,胶体量子点是在溶液中合成的纳米晶体,尺寸通常小于 20 nm^[2]。胶体量子点易于合成,可进行大规模制备,并具有高荧光量子效率和室温可工作等优点。胶体量子点的发光范围覆盖紫外光、可见光以及近红外波段。根据量子限制效应,其带隙与量子点的尺寸和形貌直接相关,可通过控制合成时的反应条件和使用不同分子配体来实现可调控的发光范围。例如,核-壳异质结构的镉系量子点和新兴的无需包裹结构的卤化物钙钛矿量子点^[3]。胶体量子点在柔性显示^[4]、激光器^[5]和太阳能电池^[6]等光电子器件方面具有重要的应用前景。然而,胶体量子点的寿命和稳定性较为有限。

相比之下,对于在固体中生长出来的半导体量子点,其常见类型有自组装型量子点^[7]、界面涨落型量子点^[8]和液滴外延型量子点^[9]。得益于成熟的半导体生长工艺及微纳加工技术,经由 S-K (Stranski-Krastanow) 生长模式得到的自组装半导体量子点具有非常稳定的光学性质,低温下的发光线宽通常约数十 μeV ,便于进行量子态的物理研究。量子点可以作为相干光子发射器,利用其不同的激子态可确定性地产生单光子或纠缠光子对^[10],同时光子可以作为飞行量子比特。此外,其电子和空穴的自旋态还可作为固态的量子比特^[11]。因此,量子点为光与物质的相互作用提供了界面,可作为量子光学网络中的固态节点。量子点通过与光学微腔的强耦合可以进行量子信息的写入与读出,同时可利用波导作为链接不同节点的通道,进行飞行量子比特的传递,有望实现片上集成的量子光学网络^[12-14]。本文首先介绍自组装量子点的基本结构及其光学性质,然后分别介绍单量子点在非经典光源、量子比特、与微腔的强耦合、弱耦合以及与光波导集成方面的相关研究进展,最后对量子点的应用前景及其面临的挑战

进行总结与展望。

2 单量子点

在量子信息领域中,能够产生可编码单光子态的二能级系统是实现量子比特的关键之一。制备半导体单量子点有两种主流的方法,即利用化学液相方法合成胶体量子点^[15]以及在真空环境下利用外延生长的方法制备半导体量子点^[16]。借助成熟的半导体微纳工艺,固态量子点可以参与构成多种片上集成器件。其中,基于外延技术生长的自组装量子点可以作为固态量子比特的载体及实现量子光源的理想候选体系之一。目前,量子点的生长制备技术十分成熟,对其主要光学性质的研究也有了一定的积累。本节将阐述自组装量子点的生长机制、结构特征与基本的光学性质。

2.1 半导体自组装量子点的生长与材料组分

利用分子束外延技术可得到自组装型半导体量子点,其生长机制为 S-K 模式^[17]。自组装量子点通常由 III-V 族半导体材料组成,以 InAs/GaAs 量子点的生长过程为例。首先,在 GaAs 衬底上生长一层极薄的 InAs 浸润层;在随后 InAs 的生长过程中,因为 InAs 与 GaAs 材料的晶格常数存在约 7% 的失配量,InAs 的厚度达到一定程度时需要释放由于晶格失配而积累的应力,从而形成随机分布的离散岛状结构,即量子点。接下来再生长覆盖一层 GaAs,从而在全空间限制了量子点内的载流子。这层覆盖层还能够防止量子点被氧化及其与表面态的相互作用^[16]。图 1(a)展示了自组装量子点的原子力显微成像^[18],图 1(b)为单个量子点的扫描隧道显微图像^[19]。量子点沿着生长轴的尺寸约为 1~10 nm,在垂直于生长轴的平面内,其尺寸约为 10~70 nm^[20]。即使单个量子点包含了数以千万计的原子,其纳米量级的尺寸仍保证了量子效应的出现。具体来看,如图 1(c)所示,受到三维空间上势垒的限制,量子点具有高度局域化的电子波函数。由于量子点的尺寸小于激子的玻尔半径,量子限制效应显著,导致了分立的类原子能级,因此量子点也常被称作“人造原子”。

通过调整量子点的尺度以及使用的材料体系可设计量子点的发光波长。一方面,量子点的大

小决定了量子限制效应的强弱,因此其发光波长与其尺寸相关。另一方面,其发光波长与半导体材料的组分即形成的能带结构相关。图1(d)给出了部分半导体材料的晶格常数及其禁带宽度^[21],例如,在近红外波段,InAs/GaAs量子点可产生900~1200 nm波段的发光,使用InAs/InP量子点可实现1550 nm通信波段的发光^[22]。控制In-

GaN/GaN材料中的In组分含量可实现量子点在可见光波段发光的宽谱调谐。对于紫外波段的发光,可利用存在强量子限制效应的Ⅲ族-氮化物量子点,它还能实现室温^[23]乃至350 K高温^[24]的单光子发射。实际上,由于量子点形成的过程具有随机性,相同生长条件下不同量子点的发光波长也存在一定差异。

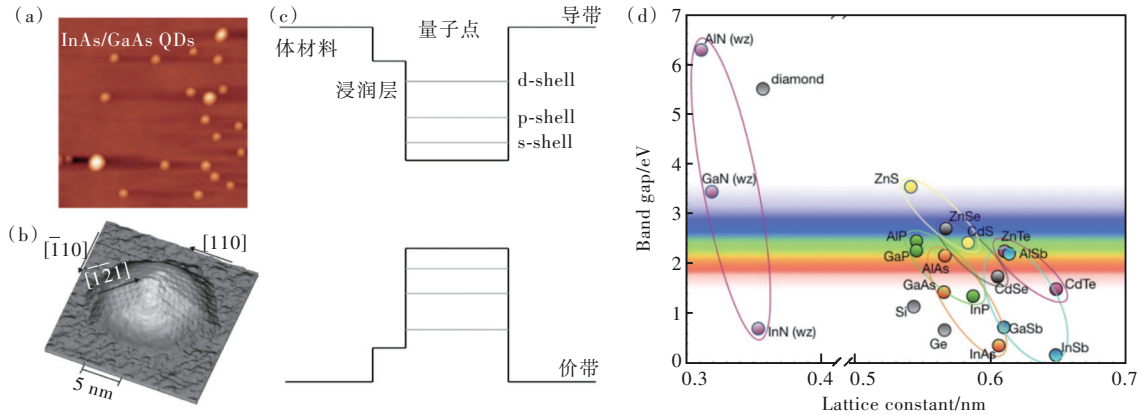


图1 (a)自组装InAs/GaAs量子点的原子力显微镜图像^[18]; (b)单量子点的扫描隧道显微镜图像^[19]; (c)量子点的能带结构示意图; (d)不同半导体材料的晶格常数对应的禁带宽度^[21]。

Fig.1 (a) Atomic force microscope image of self-assembled InAs/GaAs QDs^[18]. (b) Scanning tunneling microscopy image of a single QD^[19]. (c) Schematic diagram of the energy band structure of a single QD. (d) Bandgaps of different semiconductor materials with different lattice constants^[21].

2.2 量子点中的激子发光

单光子源是量子信息技术的核心组成部分之一,而量子点是最有可能实现理想量子光源的结构之一。在低温、弱泵浦的情况下,当量子点吸收一个泵浦光子,将直接或弛豫产生单个s-shell的激子,随后激子中的电子空穴对复合辐射单个光子。该过程原理上可产生高度相干的单光子,然而考虑到量子点被嵌入在复杂的半导体环境中,它并非完美的二能级系统。激子的相干时间与其衰减速率和纯退相干速率有关。激子的衰减包含辐射复合和非辐射复合两种通道;纯退相干过程来自环境中的噪声,如受到声子、界面态或杂质等缺陷引起的电荷噪声及自旋波动的影响^[25]。

量子点中的电子与空穴可以组成多种激子态,如图2(a)所示,导带中电子和价带中空穴受库伦相互作用束缚形成激子。一个电子-空穴对将形成一个中性激子 $|X^0\rangle$ 。往中性激子中引入另一个电子或空穴可形成带负电 $|X^- \rangle$ 或正电 $|X^+ \rangle$ 的带电激子,两个电子空穴对组合在一起将产生双激子 $|XX\rangle$ 。激子中电子自旋为 $S_e = \pm 1/2$,

重空穴自旋为 $S_h = \pm 3/2$ 。考虑到泡利不相容原理和光学跃迁选择定则的限制,满足总自旋为 $J = S_e + S_h = \pm 1$ 激子态是跃迁发光允许的亮态, $J = \pm 2$ 的激子态为跃迁发光禁止的暗态。此外,量子点结构本身的各向异性导致了电子-空穴交换相互作用,这时原本简并的中性激子能量不再简并^[26],暗态激子的能量整体低于亮态,且亮态和暗态本身也发生了精细结构劈裂。以InAs/GaAs量子点为例,通常其亮态之间的精细结构劈裂约 $\Delta E_{\text{FSS}} = 1 \sim 180 \mu\text{eV}$ ^[27-28],暗态间的精细结构劈裂 $\sim 1.4 \mu\text{eV}$ ^[29]。

这些不同的激子态有不同的发光性质,具有光学活性的亮态激子为光与物质相互作用提供了一个重要的界面,其寿命主要由辐射复合速率决定。相应地,暗态激子及其自旋具有较长的相干时间,可作为可控的量子比特^[29]。无外场作用时,在不对称量子点中,两个亮态激子复合将发出一对正交的线性偏振光 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 态。带电激子不存在对应的暗态,辐射复合将产生左旋或右旋的圆偏振光,其偏振方向取决于附加载流子的自旋。双激子复合时以亮态激子作为中间态,因此其级

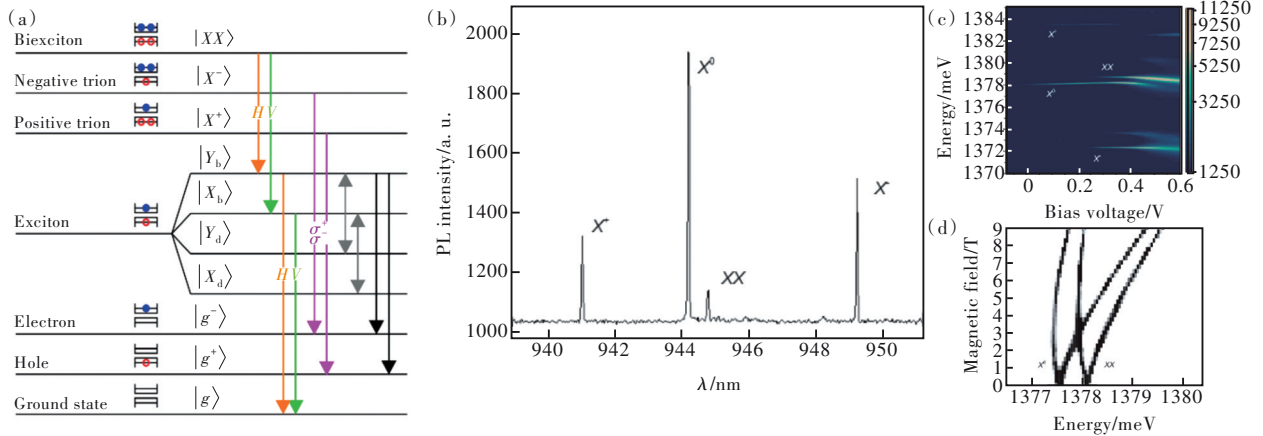


图 2 (a)单量子点 s-shell 中允许的多种激子态示意图,包括中性激子态、带电激子态和双激子态^[20]; (b)单个量子点中不同激子态的荧光光谱^[30]; (c)静电场对不同激子发光的调控^[31]; (d)外磁场对中性激子和双激子发光的调控^[32]。以上实验光谱都是在 4.2 K 温度下测试单个 InAs/GaAs 量子点得到的。

Fig.2 (a)Schematic diagram of multiple exciton states in the s-shell of a single QD, including neutral exciton state, charged exciton state and biexciton state^[20]. (b)Photoluminescence spectrum of different excitons in a single QD^[30]. (c)Energy tuning of different exciton luminescence by a static electric field^[31]. (d)Energy tuning of neutral exciton and biexciton by an external magnetic field^[32]. All the experimental spectra above are obtained at 4.2 K for a single QD.

联辐射具有两个不同的跃迁路径,可以产生偏振纠缠的光子^[27]。对于 4.2 K 温度下的单个 InAs/GaAs 量子点,其不同激子态典型的荧光光谱^[30]如图 2(b)所示。在此基础上,若还外加静电场,如图 2(c)所示,静电场将引起量子限制 Stark 效应从而调谐激子的能量^[31]。外加磁场同样可以调谐激子能量,如图 2(d)所示,沿着量子点的生长方向施加磁场,中性激子与双激子的能量将发生塞曼劈裂,同时抗磁效应使得能量总体蓝移,劈裂出的两支发光峰为相互正交的圆偏振光^[32]。

与原子的共振荧光类似,共振荧光也为量子点的相干操控及非经典光的产生提供了有力手段。在极弱激发条件下,共振光场将被量子点相干散射,随着激发强度的增大,量子点中激子在基态和激发态上的布居数将发生周期性的拉比振荡^[33];在极强激发极限下,量子点与激发光作用形成缀饰态,荧光谱呈现出 Mollow triplet^[34-35]的形式。此外,利用量子点与光学微腔相结合还能够实现超低阈值的激光激射^[36-37],以及简并的双光子发射^[38]、腔诱导下的受激 Raman 跃迁过程^[39]、激光控制的受激参量下转换^[40]等现象。

3 量子点与光学微腔的耦合

随着半导体技术的提高,量子点的发光质量得到了很大的提升。作为量子光源,量子点发光的单光子性、荧光发射效率、光收集效率和生长

一致性等都决定了半导体量子点在量子技术中的实际应用效果。通过与光学微腔等光学微纳结构的耦合可以大大增强光与物质之间的相互作用^[20],量子点的单光子性、发光效率和收集效率可以得到进一步的提高。再者,单个量子点与光学微腔的耦合拓展了单个量子点的应用前景和基础物理研究内容,比如量子纠缠和量子退相干等方面。单个量子点作为一个二能级系统与单模微腔光场的单个光子耦合,一般使用 Jaynes-Cummings 哈密顿量^[41-42]来描述,在忽略零点能时,可写作

$$H_{JC} = \hbar\nu a^\dagger a + \frac{1}{2}\hbar\omega\sigma_z + i\hbar g(\sigma_- a^\dagger - \sigma_+ a), \quad (1)$$

其中, \hbar 是约化普朗克常数, ν 为微腔模式的光场频率, a^\dagger 和 a 为其产生和湮灭算符, ω 为二能级系统的跃迁频率, σ_z 为 Pauli z 算符, σ_+ 和 σ_- 为二能级系统的升降算符。 g 是二能级系统与光子的耦合强度:

$$g = \frac{|\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}|}{\hbar} = \left(\frac{\boldsymbol{\mu}^2 \omega}{2\hbar\epsilon_r \epsilon_0 V_m} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

这里的 $\boldsymbol{\mu}$ 是二能级系统的电偶极矩, ϵ_r 是腔中相对介电常数, ϵ_0 是真空介电常数, V_m 是腔的有效模式体积。其中 $V_m = \int \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d\nu / \max[\epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2]$, 对于微腔而言,一般腔的尺寸越小,模式体积就越小。而量子点的有效电偶极矩远远大于原子的电偶极矩,并且其特别容易集成于光学微腔等光学

微纳结构中,因此非常有利于研究单量子水平下光与物质之间的相互作用。

在实际情况下,耦合系统总是存在损耗,若记二能级系统和微腔谱线的半高宽分别为 γ 和 κ ,使用复频率进行替换,则 $\nu \rightarrow \nu - i\kappa/2$, $\omega \rightarrow \omega - i\gamma/2$ 。那么当量子点与微腔之间失谐为零($\nu - \omega = 0$)时,对于光子数为0的真空场,系统的本征频率为

$$\omega_{\pm} = E_{\pm}/\hbar = \omega - i\frac{\kappa + \gamma}{4} \pm \sqrt{g^2 - \left(\frac{\kappa - \gamma}{4}\right)^2}, \quad (3)$$

ω_{\pm} 的取值与式中根号下取值的正负也就是 g 与 $|(\kappa - \gamma)/4|$ 的相对大小有关。在真实的微腔-量子点体系中,通常有 $\kappa \gg \gamma$, 这时 $\omega_{\pm} = \omega - i\kappa/4 \pm \sqrt{g^2 - (\kappa/4)^2}$ 。那么当 $g > \kappa/4$ 时,根号的结果为实数,体系进入强耦合状态;当 $g < \kappa/4$ 时,根号的结果为虚数,体系处在弱耦合状态。一般来说,腔量子电动力学研究主要集中在二能级系统与光学微腔的强耦合与弱耦合区域,基于这两个不同的耦合区域,系统会呈现出不同的光学性质,因而具有不同的应用^[43]。在这一部分,我们将介绍

单个量子点与光学微腔的耦合系统不同耦合区域的物理性质以及相应的应用。

3.1 量子点与光学微腔的强耦合

当光学微腔与二能级系统的耦合强度大于二能级系统的衰减速率和微腔的损耗损率,即 $g > (\kappa/4, \gamma)$ 时,两者发生强耦合,系统本征值的虚部相同(约为 $\kappa/4$),实部分裂为 $\omega \pm \sqrt{g^2 - (\kappa/4)^2}$,即真空拉比劈裂。这时,二能级系统与微腔之间发生可逆的能量相干交换,形成自发的拉比振荡,光与激子之间纠缠并形成一对激子极化激元。在实验中,能够观测到一对线宽相同的峰,两个峰之间的能量劈裂约为 $2g$ 。发生强耦合时,如图3(a)所示,随着微腔与量子点频率失谐量的改变,腔模和激子对应的光谱之间会发生反交叉,对应于频域上的拉比劈裂^[44]。而在时域上,可以观测到拉比振荡^[45],如图3(b)所示。根据强耦合的判据,要在实验上实现强耦合,一方面应提高耦合强度,如实现更大的量子点激子跃迁偶极矩、更小的微腔模式体积以及将量子点置于腔模波峰处;另一方面,应减小微腔的损耗,也就是实现更高的微腔 Q 值。

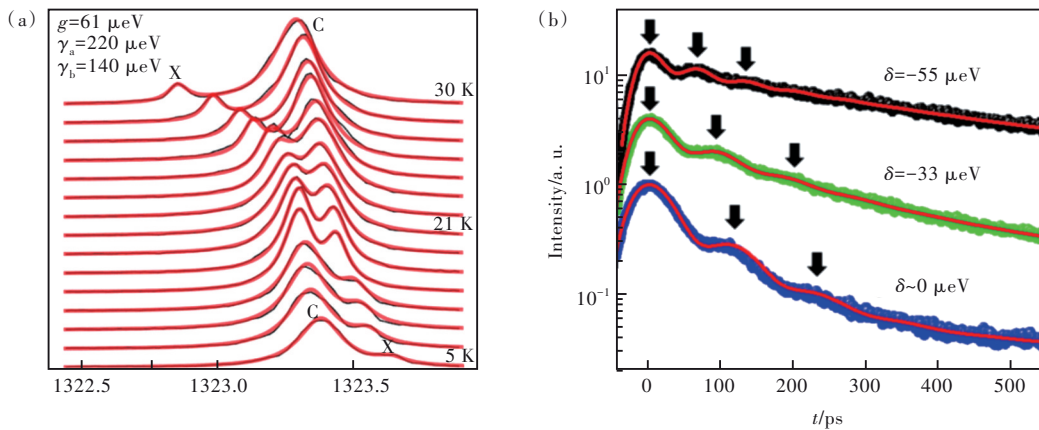


图3 微腔-量子点强耦合体系的性质。(a)强耦合时的反交叉光谱^[44];(b)强耦合时的拉比振荡^[45]。

Fig.3 Properties of microcavity-QD strongly coupled systems. (a) Spectra of anti-crossing in strong coupling region^[44]. (b) Rabi oscillations in strong coupling region^[45].

量子点和微腔的强耦合首先在微柱微腔^[46]、光子晶体微腔^[47]和微盘微腔^[8]中观测到,因为这些类型的微腔具有较高的 Q/V_m 。图4展示了这些微腔的结构示意图,并列出了利用不同微腔结构与量子点实现强耦合时的耦合强度 g 、微腔和量子点的谱线线宽 κ 和 γ 以及微腔的品质因子 Q 和模式体积 V_m 。在量子光学网络中,量子点-腔强耦合体系在量子态的转移和量子密钥的分发有

着非常重要的应用前景^[14]。此外,利用单个量子点与光学微腔强耦合系统中不等间隔的 Jaynes-Cummings 阶梯,可以实现单光子阻塞效应和光诱导隧穿效应^[48-49],基于这一光学非线性机制能够实现高速的单光子开关^[50-51]。此外,通过两个耦合的光学分子微腔,还能够实现对强耦合时真空拉比振荡的相干控制^[52]。

近年来,单个量子点与光学强耦合的研究主

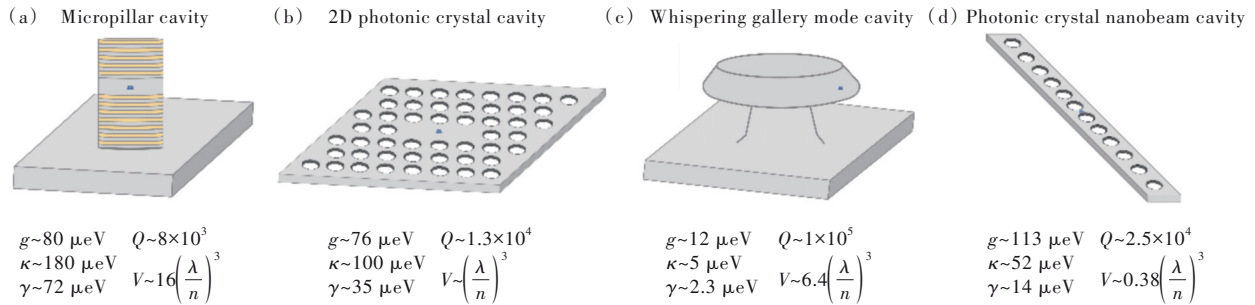


图4 (a)基于分布式布拉格反射镜的微柱腔^[46];(b)平板光子晶体微腔^[53];(c)回音壁模式微盘腔^[54];(d)光子晶体纳米梁微腔^[55]的结构示意图。下侧:使用(a)~(d)型微腔与单量子点耦合时,相应的耦合强度 g 、微腔模式线宽 κ 、量子点荧光线宽 γ 及微腔的品质因子 Q 和模式体积 V 的对比统计。

Fig.4 (a) Micropillar cavity based on distributed Bragg reflector^[46]. (b) Photonic crystal slab cavity^[53]. (c) Whispering gallery mode cavity^[54]. (d) Photonic crystal nanobeam cavity^[55]. Below: statistics for comparison of the corresponding coupling strength g , cavity mode linewidth κ , QD photoluminescence linewidth γ , and cavity quality factor Q and mode volume V using microcavities in (a)–(d) coupled with a single QD.

要集中在两个方面。一方面是将光与物质之间的相互作用从单光子进程往多光子过程推进^[38,56-57],例如,2018年报道了在实验上利用光子晶体微腔与激子和双激子强耦合,首次实现了双光子拉比劈裂^[18],2017年理论上研究了强耦合体系中的双光子阻塞效应^[58]等。另一方面,通过增大耦合强度与微腔损耗的比值,可实现更深度的超强耦合区域并研究单光子水平的非线性光学效应^[48-49,59-60]。目前,研究者选择设计了一些模式体积 V_m 更小和品质因子 Q 更高的光学微腔,比如 H0^[61]、H1^[62]和 L3 光子晶体微腔^[63]和一维光子晶体纳米梁微腔^[64]、拓扑角态光子晶体微腔^[65]、等离子元纳腔^[66]等。除了利用量子点生长定位技术来提高单个量子点与腔场的空间匹配度,2019年有研究报道了利用磁场调控量子点的 p-shell 激子以实现耦合强度的调控。由于激发态的波函数分布在一定磁场的作用下会发生收缩,其与光学模式场的空间匹配程度将被提高,从而提高了系统的耦合强度^[67]。

3.2 基于量子点与光学微腔弱耦合的单光子源

当光学微腔与二能级系统的耦合强度小于二能级系统的衰减速率和微腔的损耗损率,即 $g < (\kappa/4, \gamma)$ 时,量子点与腔模之间发生不可逆的能量交换,体系处于弱耦合状态。在零失谐下,系统的这对本征值实部相同、虚部不同,光谱上只能看到一个峰。区别于强耦合时频域上的反交叉现象,在弱耦合体系中,改变微腔中量子点的频率失谐量,在实验上能够观测到光谱的交叉。这时,二能级系统的自发辐射速率会受到微腔模式场的调

控,也就是发生了 Purcell 效应。其中 Purcell 因子 F_p 定义为量子点在微纳结构中在与在折射率为 n 的介质中自发辐射速率的比值。当 $F_p < 1$ 时,二能级系统的自发辐射会受到抑制^[68];当 $F_p > 1$ 时,其自发辐射会得到增强^[69],即单位时间内二能级系统会辐射出更多的光子。如图 5 所示,在量子点-微腔弱耦合体系中,量子点与微腔的能量失谐越大,共振荧光的寿命越长;在零失谐时,存在最显著的 Purcell 增强效应,即量子点中激子的寿命被大大缩短^[70]。

对于微腔-量子点的弱耦合系统,理论上最理

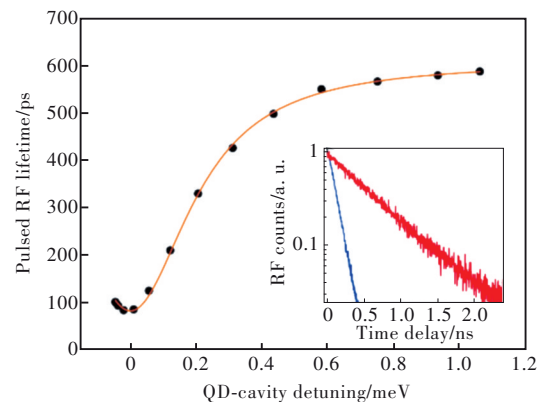


图5 量子点-微腔弱耦合体系中,量子点自发辐射寿命与量子点-微腔失谐量的关系。插图:在零失谐(蓝线)和大失谐(红线)时,量子点荧光计数随时间的衰减曲线^[70]。

Fig.5 QD spontaneous radiation lifetime versus QD-microcavity detuning. Inset: decay curve of QD fluorescence counts with time at zero detuning (blue line) and far detuning (red line) in a QD-microcavity weakly coupled system^[70].

想的 Purcell 因子^[69]为

$$F_{\text{Pmax}} = \frac{3(\lambda/n)^3 Q}{4\pi^2 V_m}, \quad (4)$$

其正比于微腔的 Q/V_m , 因此有着较高品质因子 Q 值和较小有效模式体积 V_m 的光学微腔被广泛用来实现大的 Purcell 因子, 例如基于分布式布拉格反射镜形成的微柱腔^[70]和光子晶体缺陷腔^[71]等。在实验上, 首个量子点与光学微腔作用的 Purcell 因子测量就是在光学微柱中完成的, 实现了 $F_p = 5$ ^[72]。但是由于二能级系统的耦合需要满足两者在空间和频率上的匹配, 因此在实验上测到的 Purcell 因子远远小于最佳值。因此, 研究者除了提高 Q/V_m , 同时也通过量子点生长定位技术等来提高单个量子点与腔场的空间匹配度。此外, 未制备微腔结构时, 嵌入在高折射率体材料中的量子点的光收集效率有限。当量子点与微腔耦合时, 通过设计微腔模式远场辐射的方向性, 还可进一步提高量子点发光的光收集效率。

单光子源是量子光学网络与光量子计算中的关键器件^[73-74], 它是实现量子密钥分配和线性量子光学计算协议的基础。理想的单光子源是能够按需产生全同单光子序列的器件, 产生的光子在统计上服从亚泊松分布, 通常由纯度、不可分辨度和光萃取效率这三个方面评价单光子源的性能^[75]。具体来看: (1) 单光子源的纯度可以表征其发射单个光子的能力, 会受到信号中多光子成分的影响。单光子源发射多光子波包的可能性越低, 纯度就越高。通常由光子的统计特性来评估纯度, 在实验上, 可使用 Hanbury-Brown-Twiss 装置^[76]来测量单光子源产生光场的二阶关联函数 $g^2(\tau)$, 其中 τ 表示时间延迟。纯度通常由零时延 ($\tau = 0$) 处的 $g^2(0)$ 来表征。若 $g^2(0) < 1$, 表示光场具有反聚束特性, 其越小, 则单光子源的纯度越高。完美的单光子源对应 $g^2(0) = 0$ 。(2) 单光子源的光子不可分辨度衡量了其连续发射的单光子波包之间的全同性, 即它们在能量、时间和空间上的平均重叠程度。在实验上, 可通过 Hong-Ou-Mandel 干涉装置^[77]来测量光子的全同性。其本质在于, 若两个全同的光波包几乎同时到达一个 50:50 分束器的同一位置, 这时将发生量子干涉效应, 这意味着两个光波包将共同从分束器的某一路通道离开。通过在分束器的两个输出通道上放置探测器, 可以测量它们的二阶关联计数, 在零时延下关联计数

将达到最低值。通过计算 Hong-Ou-Mandel 干涉的干涉可见度, 可以表征单光子源的光子不可分辨度。需要注意到, 单光子源本身就受到多光子噪声的污染, 可用其纯度对不可分辨度进行相应修正^[78]。(3) 单光子源的光萃取效率表示在给定激励下, 单光子源成功输出单个光子的能力。对于脉冲光激发的情况, 可通过单光子探测器的计数率与激发光重复频率的比值, 来直接衡量光收集效率。然而, 由于不同研究组使用的实验光路存在差异, 为了独立评估器件的亮度, 通常使用单光子源信号通过的首个透镜处的亮度作为通用的量化标准。第一透镜处的光萃取效率受到多个因素的影响, 它主要与量子点被激发到指定激子态的概率、激子态辐射发光的概率、光子耦合进入目标发射模式的概率以及第一透镜收集到目标模式光子的概率有关^[75]。

在经典的量子光学实验中, 通常使用自发参量下转换源产生单光子, 然而该方法产生的单光子是概率性的, 且这一非线性效应的效率极低。在保证近乎完美的光子纯度和光子全同性时, 参量下转换过程的效率通常不足 0.1^[79]。半导体单量子点可视作固态的二能级系统, 其激子复合发光呈现强烈的反聚束特性, 具有较大的跃迁偶极矩、窄线宽的发射谱和高发光效率, 以及片上可集成、易嵌入微纳结构的天然优势, 是实现固态单光子源的理想候选者^[10,75]。单个量子点往往与光学微腔弱耦合来实现高质量的单光子源^[74-75,80]。当微腔与单量子点发生弱耦合时, Purcell 效应将增大量子点的自发辐射速率, 从而大大提高单光子的产生效率及光子收集效率, 同时减少了单光子发射的时间抖动, 提高了其向零声子线中发射光子的概率, 由此提升了发射单光子的不可分辨度^[43]。

为进一步提高发射光子的纯度和光子不可分辨性, 相比于非共振激发下高能态激子需要经过非辐射弛豫回到基态, 采用共振激发^[81]的方式可减小单光子发射在时间上的不确定性。此外, 若利用栅压对量子点进行电学调控, 静电偏压将稳定半导体环境中的电荷起伏, 提高发射光子的相干性, 且根据量子限制 Stark 效应, 调节偏压可便利地调谐量子点的荧光波长^[82]。

在过去十年间, 与光学微纳结构耦合的量子点单光子源性能得到了显著提升。基于分布式布

拉格反射镜的微柱腔结构是单光子源的主流实现方式之一。通常,微柱腔底部反射镜的反射率要高于顶部反射镜,因此,利用该结构的 Fabry-Pérot 谐振模式,能够在垂直于反射镜的方向上有效地出射单光子。2016年,Senellart 组利用原位光刻技术,将单量子点定位在栅控的微柱腔中心,从而在空间和光谱上更好地匹配微腔模式与量子点^[79],其原理如图 6(a)所示。该工作实现了单光子纯度~99.72%,光子不可分辨度~99.56%,第一透镜处光萃取效率~32.5%(考虑了共振激发下滤波导致的 50% 光损失)。

共振激发下通过正交偏振机制滤除激发光将不可避免地带来信号损失。为进一步提升单光子源的亮度,2019年,潘建伟研究组设计了一对正交线偏振模式的微柱腔,使泵浦光与其中一

支耦合了量子点的腔模相垂直,偏振单光子的第一透镜收集效率提升至~60%。2021年,Warburton 研究组同样根据这一策略设计了具有高斯型顶部的开放 DBR 腔^[83],如图 6(b)所示。该腔模具有高斯型的电场分布,与单模光纤的基模匹配,具有较高的光纤耦合效率,最终实现了单光子纯度~97.9%,光子不可分辨度~97.5%,总体的光纤端对端收集效率高达 57%。除了关注射入自由空间的单光子,将量子点与波导结构耦合可实现片上单光子源^[84]。同年,Lodahl 研究组制备了栅控的宽带二维光子晶体波导-量子点单光子源^[82],如图 6(c)所示,通过空间失配的方式滤去共振激发光。该工作实现了单光子纯度~98.5%,且对长至 115 个光子的序列保持了光子不可分辨度~96%,及在片上产生不可分辨光子的概率~84%。

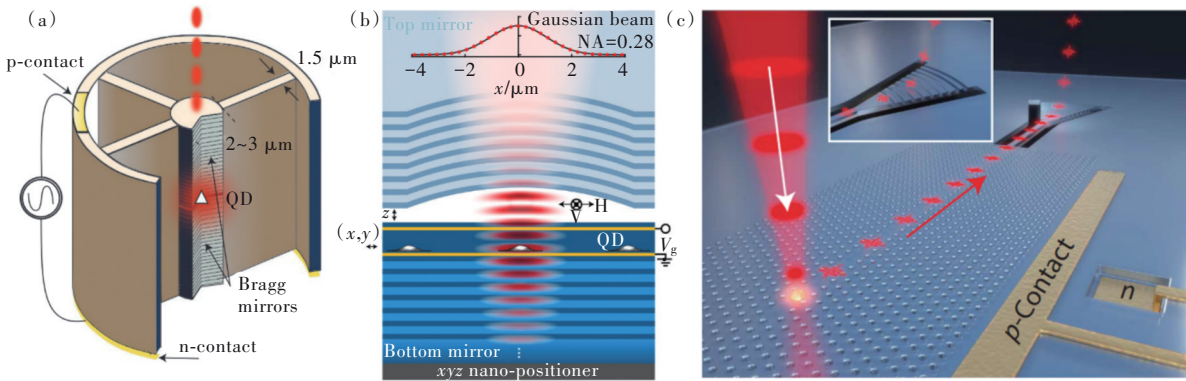


图 6 共振激发下,(a)栅压调控的微柱腔-单量子点单光子源^[79];(b)高斯型顶部、开放的栅控微柱腔量子点单光子源^[83];(c)基于光子晶体波导的量子点单光子源^[82]。

Fig.6 (a) A gated micropillar cavity-based QD single photon source^[79]. (b) A QD single photon source based on gated open micropillar cavity with Gaussian top mirror^[83]. (c) QD single photon source based on photonic crystal waveguide. All under resonant excitation^[82].

3.3 基于量子点与光学微腔弱耦合的纠缠光源

产生全同的纠缠光子对是量子信息技术的主要核心之一。例如,高质量的纠缠光子对是实现量子隐形传态的基本要素^[85],也是通过全光纠缠交换完成量子中继的前提^[86]。利用参量下转换是产生纠缠光子对的惯用方法,然而随着泵浦功率也就是光源亮度的增大,其纠缠保真度和单光子质量都会下降;并且无法消除产生多光子态和空脉冲的可能,始终具有随机性质。而在单量子点中,双激子的级联辐射($|XX\rangle \rightarrow |X\rangle \rightarrow |0\rangle$)允许两种衰减路径,可按需、高效地产生偏振纠缠的光子对^[87-90],即形如 $1/\sqrt{2}(|H_{XX}H_X\rangle + |V_{XX}V_X\rangle)$ 的贝尔纠缠态,这与复杂量子信息任务中确定性的要求相符。

利用自组装量子点产生纠缠光子对比仅仅产生单光子态更有挑战性,不仅要保证 $|XX\rangle$ 态和 $|X\rangle$ 态发射高品质单光子,还要追求更高的纠缠保真度。在自组装量子点中,亮态激子的精细结构劈裂使得 $|X\rangle$ 态与 $|XX\rangle$ 态的能量均产生分裂,强烈限制了纠缠保真度^[91]。此外,级联发光中 $|X\rangle$ 态可能被再度激发,对级联过程造成干扰^[92],且核自旋引起的 Overhauser 场也是激子退相干的来源^[93-94]。

为提升量子点光源的亮度,可以使用微透镜^[95-96]的几何方法减少全内反射,但该方法中光子出射的方向性较低,光萃取效率将受限于收集透镜的数值孔径。2018年,Schmidt 组设计了基于宽带介质光学天线的单量子点纠缠光源^[97],如图

7(a)所示,该结构将嵌有量子点的薄层粘合在介质透镜的中心,可在保持高萃取效率的同时实现高度汇聚的光场发射。该工作报道了第一透镜处的光子对萃取效率~37%,纠缠保真度~90%,单光子纯度~99.8%。

利用量子点实现高品质纠缠光子对的方案与单光子源的设计是相通的,因此利用Purcell效应及双光子共振激发^[98]的策略可改善光源的纠缠保真度和不可分辨度。考虑到级联光子的能量差异,可将单量子点与包含多个窄带模式的微柱-光子腔^[92]、

或宽带的光学微腔^[50,99]和纳米波导^[100-101]相耦合。2019年,潘建伟研究组将宽带的圆形布拉格环栅腔与量子点相耦合^[99],制备了如图7(b)左侧所示的纠缠光源器件,图右侧展示了双激子的荧光谱以及不同路径下级联辐射的原理。该工作实现了纠缠光子对纠缠保真度~90%,高达11.3倍的Purcell增强及光子不可分辨度~90% ($|XX\rangle$ 发光)和~71% ($|X\rangle$ 发光)。且该微腔模式的远场辐射相对集中,第一透镜处光萃取效率~62%。同年,刘进等报道了相似设计的高效量子点纠缠光源^[50]。

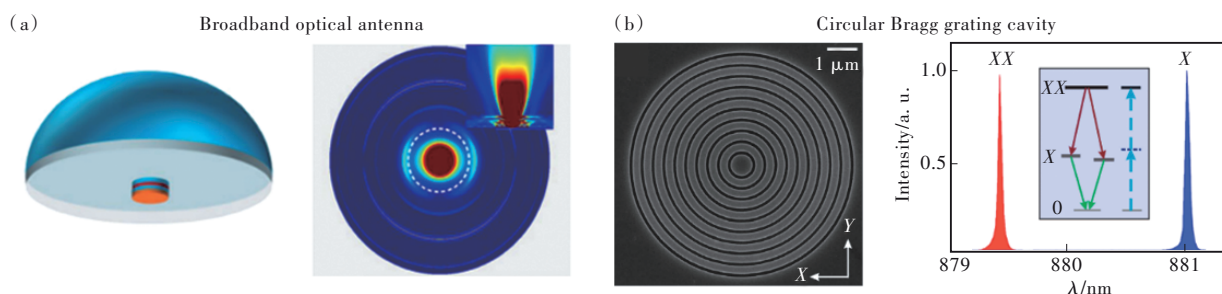


图7 (a)左侧:基于宽带光学天线的量子点纠缠光源示意图,其中的半球结构为介质透镜;右侧:所设计的远场辐射分布^[97]。(b)左侧:圆形布拉格环栅腔-单量子点纠缠光源的扫描电子显微镜图像;右侧:通过级联辐射所产生的纠缠光子荧光谱^[99]。

Fig.7 (a) Left: schematic diagram of QD entangled photon source using a broadband optical antenna, where the hemisphere structure is a dielectric lens; right: relative far-field radiation distribution of this designed antenna^[97]. (b) Left: the scanning electron microscope image of the QD entangled photon source coupled with a circular Bragg grating cavity; right: the PL spectrum of the entangled photons generated *via* cascaded radiation^[99].

当量子点的精细结构劈裂小于激子的衰减速率,这时可以认为级联辐射的路径已不可分辨。外部的动态调谐可对自组装量子点的精细结构劈裂进行一定补偿,例如施加电场^[102]或应力场^[103-104],是相对便利的方法。而从根源上来看,改善量子点本身的非对称性是解决精细结构劈裂的一种可行方案,也就是从生长机制上改进量子点的结构,如使用液滴蚀刻方法^[105]或液滴外延方法^[106]制备高度对称的量子点。批量并确定性地制备量子点对于实际应用是必要的,如在GaAs材料的(111)晶面经图形化衬底制备位置受控的InGaAs_{1-x}N_x量子点阵列^[107]。

4 量子点与波导的耦合

微纳波导是量子光学网络的重要组成部分,通过实现高效可靠的信息处理和传输,有助于推动量子光学领域的进一步发展^[108]。波导不仅为光子提供了低损耗的传输通道,也提供了一种在单光子水平上研究光与物质相互作用的实验平台^[20]。由于波导是一个开放系统,量子发射器在

波导中发射的单个光子可以直接被引导到波导的传播模式中,从而在量子信息处理中将这样的光子作为飞行量子比特使用。在各种量子发射器中,零维半导体量子点作为一种固态量子比特易集成在波导中,它可以沟通量子网络中的固态节点与飞行量子比特(光子)。此外,在具有慢光效应的波导中,波导模式受到强约束且具有较低的群速度,可以使其中光子与物质间的耦合得到增强^[109-110]。

此外,集成了量子点的波导系统是研究手性量子光学的一种理想平台^[111]。在微纳波导中,光场受到垂直于传播方向的强束缚,从而产生了电磁场横向自旋分量,导致局部光场表现出不同的偏振态。由于自旋-轨道耦合效应,局域光场的圆偏振态可以与相应圆偏振的光子耦合,从而实现光子的定向传输。手性量子光学将光的传播方向与光场自旋联系起来,限制了发射光子在方向上的随机性。通过建立手性光子自旋界面,各种具有光场自旋操控功能的波导光子器件被制备出

来,赋予了传统波导器件新的应用方向。量子点与波导的结合,促进了面向片上可集成的多功能化光量子器件的发展。本节将介绍量子点与不同类型波导集成的研究进展及基于量子点-波导系统的片上纳米光子器件。

4.1 条形波导

条形波导是最基础的一种微纳波导结构之一,波导材料一般由高折射率介质组成,由于波导折射率高于环境折射率,波导中的光子受到全内反射将被束缚于波导中进行传输。图 8(a)展示

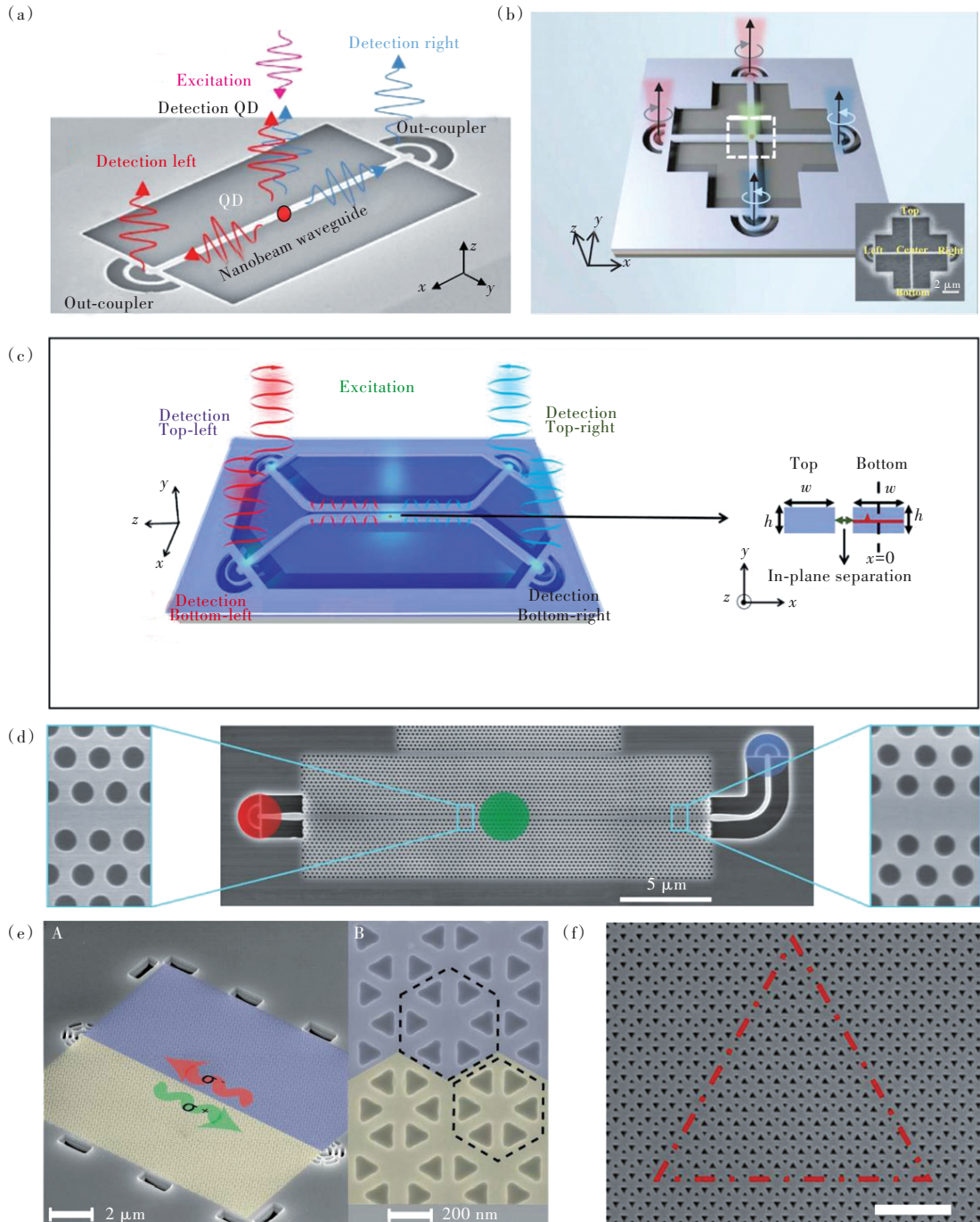


图 8 (a)条形波导中的手性耦合^[112]; (b)十字叉波导中的圆偏振光子定向传输^[113]; (c)圆偏振光子分束器^[114]; (d)滑移结构光子晶体波导中的手性耦合^[115]; (e)拓扑手性光子自旋界面^[116]; (f)基于拓扑波导的拓扑慢光腔^[117]。

Fig.8 (a) Chiral coupling in a strip waveguide^[112]. (b) Directional transmission of circular polarization photons in a crossed waveguide^[113]. (c) Circular polarization photon beam splitter^[114]. (d) Chiral coupling in sliding photonic crystal waveguides^[115]. (e) The topological chiral photon spin interface^[116]. (f) The topological slow light cavity based on the topological waveguide^[117].

了一种悬浮在空气中的桥梁型条形波导。通过改变波导的高度与宽度的比值,可以获得单模波导,即仅有一种模式在波导中传输。量子点被集成在波导内部,由激光激发的量子点激子态将发出光子。由于激发位置与收集位置不同,只有量子点的发光将会被探测器收集,由此可以在共振荧光激发中分离泵浦激光。利用外加电场对量子点的调控,在条形波导结构中可实现高效率的光与物质相互作用^[118]。同时,条形波导中的量子光学手性效应也备受关注。条形波导在几何结构上虽然不存在手性,但其内部局域光场存在手性。如图8(a)所示,光子传输实验中实现了量子点中激子态自旋依赖的定向光子传输,手性对比度高达0.95^[112]。接下来,高保真度的自旋态初始化和读出也在量子点-条形波导系统中实现了^[119]。由于不同局域光场的偏振态不同,手性耦合的效率与量子点在波导中的位置高度相关。实验上利用原位电子束光刻技术定位量子点,量子点在条形波导中的位置对手性耦合的影响得到了系统性的研究^[120]。此外,通过利用量子点的反常抗磁效应,即在磁场下量子点产生塞曼分裂的两支激子峰向低能方向移动的现象,在同一根条形波导中,实现了向高能与低能方向移动的量子点圆偏振光的定向输出,扩展了手性耦合的能量传输范围^[121]。

基于该类条形波导,可以设计出具有新功能的微纳光子器件。将两根条形波导垂直交叉放置,可以得到一种交叉波导结构的光子器件。如图8(b),量子点被置于交叉区域,器件具有四个输出端口。在垂直波导和水平波导中,可以通过改变量子点位置来获得不同偏振光子的单向性传输。交叉波导器件同时具有定向传输和光分束器的功能,是一种多输出端口的圆偏振光路由器^[113]。此外,通过平行且相邻地放置两根条形波导,如图8(c),利用相邻波导间的倏逝场耦合效应,可以定向发射波导中手性耦合的光子,并分束到相邻波导的输出通道中,从而设计具有输出通道转换功能的圆偏振光子分束器^[114]。在该器件中,观测到了高手性度的确定性的光子单向传输。此外,圆偏振态光子与条形波导的手性耦合需要波导中局域光场的偏振态与位于该处的光子的偏振态相匹配,而对于一维波导结构来说,其局域光场内偏振态的旋向关于波导中心发生反转。因此,改变量子点光源的位置能使其辐射出的圆偏

振态光子耦合到不同的传输方向上,从而实现其输出通道的调换。该类手性波导光子器件丰富了波导器件的功能,促进了手性量子光学网络的构建。

4.2 光子晶体波导

光子晶体是由不同介质周期性分布形成的具有光子带隙的人造结构,其中,二维光子晶体由高介质材料与其中周期性排列的空气孔形成。处于光禁带内的光子无法在平行于二维光子晶体平板的方向自由传输,同时在垂直于平板的方向上受到全反射的限制。当在二维光子晶体中引入一行孔缺陷时,被束缚的光子可以在孔缺陷形成的波导中传输。这种二维光子晶体波导也被称为W1型波导。量子发射器在光子晶体波导中的耦合效率比条形波导更高,目前已实现接近于1的高耦合效率,实现了直接耦合的高效单光子源^[84]。二维光子晶体波导中的慢光区具有较高的局域态密度,更易与量子点发光波长匹配,从而与量子点耦合并提高其自发辐射效率,即发生Purcell效应^[122]。通过设计二维光子晶体波导,改变波导相邻空气孔的半径,可以调节波导的色散曲线分布范围,从而改变波导中慢光区的分布。量子点发光在磁场下由于塞曼分裂效应产生两支不同能量的自旋相反的圆偏振光,在光谱上表现为不同波长的两个发光峰。当一个发光峰与慢光模式高效耦合、另一个发光峰远离慢光模式时,可以得到一种易于片上集成的高圆偏振度的确定性光子光源^[123]。在二维光子晶体波导中通过热调谐可以研究远距离的两个量子点之间的相互作用,这推动了多节点光学网络的发展^[124]。

二维光子晶体波导中也具有与条形波导类似的手性局域光场,虽然局域光场的分布存在差异,但依然存在高手性度的局域光场,可由此建立手性光子自旋界面以实现圆偏振光子的定向传输^[112,125]。通过改变二维光子晶体波导结构,使一侧的空气孔晶格平行移动半个晶格常数,如图8(d)所示,可以形成滑移光子晶体波导。这种结构改变了波导中的电场分布,使得圆偏振的局域光场与具有慢光增强的局域态区域发生重合。若在滑移波导中集成量子点则可形成圆偏振光子的光源,在实验上实现了耦合强度接近1的圆偏振光子定向传输^[115]。并且在此基础上,通过外加电场来调控量子点与滑移波导慢光区中慢光模式的

耦合,已实现了慢光模式 Purcell 增强的手性光子定向发射^[126],进一步推动了具有慢光优势的手性光子器件的发展。此类器件可以在飞行量子比特路由、存储和操控方面发挥其潜力。

此外,随着拓扑光子学的兴起,研究发现拥有相同禁带的两种拓扑谷光子晶体的界面处存在拓扑边界态^[127]。且拓扑边界态兼具了单向传输的功能和抵抗局部缺陷等扰动的高鲁棒性。鲁棒性对于光子的有效传输非常重要,大大提升了光子器件对于缺陷及特定转折角度(60°或120°)的接纳程度。通过将量子点集成于谷光子晶体拓扑界面形成的波导中,可以在实验上获得具有鲁棒性的手性光子界面^[116],如图8(e)所示。利用拓扑波导对于特定转角的鲁棒性,若将拓扑波导首尾相连,可以设计得到具有手性光子界面的谐振腔^[128]。此外,谐振腔内部手性耦合的圆偏振光子与谐振腔回音壁模式间的耦合,可以提高光与物质的相互作用^[129]。通过设计界面三角形的大小,拓扑波导也可以产生慢光模式^[130]。如图8(f),利用拓扑慢光谷边界模式设计的拓扑慢光腔具有高 Purcell 因子^[117],可以用来实现宽带增强的高效单光子源以及纠缠光子源。这类基于拓扑波导的光子器件凭借其优越的传输特性,在片上集成的量子光学网络方面具有可观的应用潜力。

5 基于量子点自旋的量子比特

构建量子比特是实现高速量子计算的核心部分,利用量子力学中的叠加态原理可以实现高速的并行计算。采用二能级系统是构建量子比特的通用方法,将一个二能级系统的两个能级分别编为 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$,那么一个量子比特可以表示为:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \quad (5)$$

其中 α 和 β 是叠加系数。

要实现量子信息的处理,需要选用实际的物理体系作为量子信息的载体,即使用具体的二能级体系构建量子比特。目前主要采用的体系有离子阱系统^[131]、超导系统^[132]、光量子系统^[133]、冷原子阵列^[134]和量子点^[135]等。其中,半导体量子点的电子和空穴的自旋是很有前景的量子比特载体。目前,栅控的量子点自旋量子比特已经可以实现较长的退相干时间,有利于进行容错量子计算,同时可制备快速的两量子比特门,其满足构建可行量子计算机必要条件;并且控制量子点的自旋自

由度对量子精密测量和光与物质相互作用也具有重要意义^[136]。本节将介绍量子点中量子比特的制备、相干操控与转换及量子比特信息读取的基本方法,说明其在量子计算和量子信息领域的重要作用。

5.1 自旋量子比特的制备

通过激光泵浦,可以实现量子点的 trion 激子态与单电子激子态之间的跃迁。同时磁场可以改变激子态不同跃迁通道之间的跃迁速率,因此通过激光与磁场的联合操控可以实现量子点中电子或空穴自旋的确定性制备。在以电子自旋作为量子比特的方案中,分别将 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 表示为电子自旋向上和向下, $|\blacktriangle\rangle$ 和 $|\blacktriangledown\rangle$ 表示空穴自旋向上和向下。在 trion 激子垂直跃迁即 $|\uparrow\downarrow, \blacktriangledown\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle$ 和 $|\uparrow\downarrow, \blacktriangle\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$ 的过程中,驻留下来的电子自旋不会改变。然而对角跃迁过程即 $|\uparrow\downarrow, \blacktriangledown\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$ 和 $|\uparrow\downarrow, \blacktriangle\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle$,会导致驻留电子发生净自旋翻转。虽然在理想情况下,由于选择定则,对角跃迁过程是禁止的,但是系统中存在固有的重空穴与轻空穴的混合,这会导致该过程以极小的概率发生。在用激光激发 $|\uparrow\downarrow, \blacktriangledown\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle$ 垂直跃迁过程时,如图9(a)所示,如果以 Γ 表示垂直跃迁过程的速率, γ 表示对角跃迁过程的速率,一般有 $\Gamma \gg \gamma \neq 0$ 。除此之外,驻留电子与量子点的核自旋存在较强的超精细相互作用,可以导致驻留电子以 $\xi_{\uparrow\downarrow}$ 的速率随机翻转^[137]。

在无外加磁场的情况下,一般满足 $\xi_{\uparrow\downarrow} \leq \Gamma$,随机翻转速率较大。若引入相对较弱的外加磁场($B = 0.2 \text{ T}$),可以打破电子和核的塞曼能量对称性,大大抑制随机翻转速率,使得 $\xi_{\uparrow\downarrow} \ll \gamma$,如图9(b)所示。此时保持对 $|\uparrow\downarrow, \blacktriangledown\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle$ 垂直跃迁过程的激发,可以在实验上验证确认电子在98.5%的时间内保持在自旋向上状态。当磁场增加到 $B = 0.3 \text{ T}$,电子自旋在99.8%的时间里处于 $|\uparrow\rangle$ 态,实现了99.8%高保真度的自旋态制备^[137]。

对于量子点自旋量子比特的初始化,其自旋态的制备不仅需要高保真度,还需要能够快速完成制备的高效性。由于退相干的存在,量子态的初始化必须比量子态退相干率快得多。通过采用上述 trion 激子四能级构型的共振激发方法,并施加 Voigt 构型的磁场(大小为0.88 T)进行调控,可以实现 10^9 s^{-1} 的自旋冷却速率,保真度可达

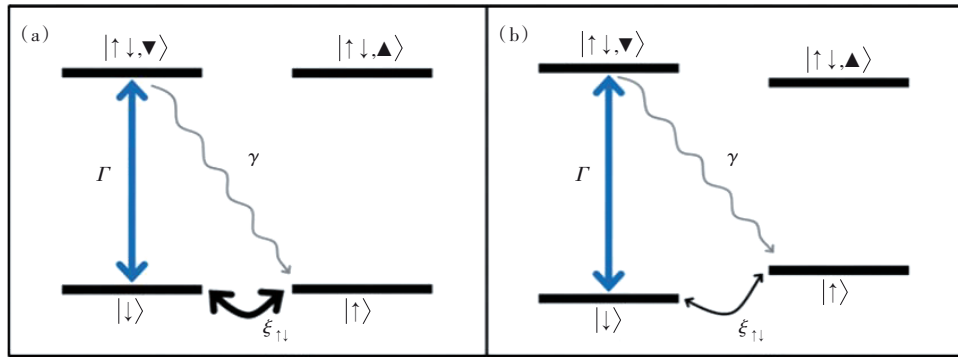


图9 (a)单电子量子点的基态和激发态的四能级方案;(b)当磁场破坏了自旋态的简并时,光学跃迁形成一个 Λ 系统,在 $\Gamma \gg \gamma \gg \xi_{\uparrow\downarrow}$ 的条件下通过自旋翻转的自发拉曼跃迁可以实现自旋冷却^[137]。

Fig.9 (a) Four-level scheme illustrating the ground and excited states of a single-electron-charged QD. (b) When the degeneracy is lifted by a magnetic field, the optical transitions form a Λ system, which in turn allows for spin cooling via spin-flip spontaneous Raman transition under the condition $\Gamma \gg \gamma \gg \xi_{\uparrow\downarrow}$ ^[137].

(98.9±0.4)%。这相当于在极短时间内实现了自旋态从5~0.06 K的转变,远小于退相干的时间,这对量子纠错过程十分重要^[138]。

5.2 自旋量子比特的相干操控

利用皮秒级的超快光脉冲可以对量子点中的单电子自旋态进行相干操控。利用光学 Stark 效应,单个电子自旋可以进行任意角度的相干旋转,最高可达 π 弧度,且在6 ns时间内可实现200次单比特翻转^[139]。进一步,通过施加7 T的Voigt构型磁场可实现高频的拉莫尔进动。一般地,通过拉比振荡只能实现单比特在一个坐标维度上的任意角度旋转,即U(1)操控。而引入拉莫尔进动与拉比振荡对自旋可进行联合SU(2)操控,已能够实现整个布洛赫球上的任意角度旋转,操控时间小于38 ps。 $\pi/2$ 脉冲的保真度可达94%, π 脉冲保真度可达91%^[140]。

此外,为了在退相干时间内进行尽可能多的自旋比特操控,除了上述加快操控速度的方法,还可以采用延长退相干时间的思路。在单个量子点的自旋中存储量子信息有这样的障碍:由于电子和核自旋的超精细相互作用,背景核磁场的缓慢变化会导致纳秒尺度的退相干时间。例如采用超快的全光自旋回波技术,可以逆转由缓慢变化的背景核场引起的快速退相干,由此将单个量子点中电子自旋的退相干时间从纳秒量级增加到几微秒。在外加高磁场的情况下,退相干时间可达到3 μ s,这时,在退相干时间内可实现150 000次量子门操作^[141-142]。这体现了量子点的电子自旋作为量子比特的巨大潜力。

5.3 自旋量子比特的信息读取

自旋态的初始化是通过激光泵浦垂直跃迁过程,并依赖相对可观的对角跃迁速率共同实现的。同理,若驱动垂直跃迁过程,经过足够长的时间后,可以探测到自发辐射事件,由此读出原本自旋的状态。然而,对角跃迁过程并不利于信息的读出,当仅关注垂直跃迁过程时,对角跃迁过程的存在会导致其发射光子之前自旋态就发生了改变,因此通过这种方式很难实现自旋态的单次读出。这时,若要通过测量光信号来读出自旋状态,往往需要循环多次有着短读出时间的“初始化-相干操控-读出”过程,采集大量数据进行统计平均,该方法的准确度和操控时间较为有限^[11]。

自旋态的读出主要可利用自旋-电荷转换的方法。一般量子点中的自旋态只能通过测量大量电子自旋的平均信号来确定,然而自旋比特的读出需要对一个特定的电子进行单次自旋测量。这时,若施加磁场引起塞曼效应来分裂自旋 $|\uparrow\rangle$ 态和自旋 $|\downarrow\rangle$ 态,再通过调谐量子点的势能,使得电子若处于自旋 $|\downarrow\rangle$ 态就离开量子点,若处于自旋 $|\uparrow\rangle$ 态就留在量子点中。这样,自旋状态就与电荷状态关联了起来,通过测量量子点上的电荷就可以读出原本的自旋状态。利用这种方案可以实现自旋 $|\uparrow\rangle$ 态的测量保真度达到93%,自旋 $|\downarrow\rangle$ 态的测量保真度达到72%,最佳可见度(即两种自旋的测量信号对比度)可达65%^[143]。

由于单自旋磁矩很小,直接测量较为困难。近年来,随着测量技术的不断进步,对小电荷变化量的精确测量正在逐渐成熟。目前已经开发出了

基于局域电荷检测器、射频反射仪,以及利用谐振器色散效应的高精度的电荷读出技术^[136]。利用结合了电荷探测器及射频反射仪的自旋-电荷转换技术,可以在微秒尺度内完成单次自旋态的测量^[144],并实现了 99.8% 以上的高保真度自旋态读出^[145-147]。

在上文介绍中,考虑的都是利用量子点中电子自旋来编码量子比特的方案,目前也有许多研究是针对使用空穴自旋^[148-149]以及单线态-三线态的编码方案(即以 $|S\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|T_0\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ 作为量子比特的两个基矢)^[136]。此外,还有许多其他的编码方式也在进一步的研究当中,包括三电子自旋比特^[150]、电荷-自旋混合量子比特^[151]以及基于多量子点的自旋比特等^[152-153]。

6 总结与展望

本文从量子点的生长机制和基本结构出发,说明了量子点类原子特性的来源和基本光学性质,其量子化能级中的多种激子态可实现多种偏振模式的相干单光子发射。为进一步提升量子点的发光品质与亮度,将其与光学微纳结构进行耦合是一种普遍采用的可行方案。通过回顾腔量子电动力学的基本原理,微腔中的光场与量子点的相互作用存在强耦合与弱耦合两个区域。当系统进入微腔与量子点的强耦合阶段,可由此研究单光子水平的光学非线性效应及非经典光的产生,同时强耦合系统可作为集成量子光学网络中的量子节点,具有重要应用价值。若微腔与量子点发生弱耦合,通过 Purcell 效应可实现对量子点自发辐射的增强。设计不同的微腔或波导结构与单量子点相耦合,可以实现高不可分辨、超高亮度的单光子源。类似地,利用量子点的双激子态与微腔的弱耦合可实现高质量的纠缠量子光源。此外,将量子点嵌入光学波导中可以实现片上光子路由及手性光场传输,这一量子点-光学微纳结构的耦合体系为实现片上的量子信息技术奠定了基础。最后,介绍了将带电激子中电子的自旋作为量子比特的基本原理,可实现高保真度的量子比特制备、相干操控及其信息读出,说明了其用于量子计算的巨大潜力;同时得益于先进的半导体技术,是最有希望实现可扩展容错量子计算的体系之一。

目前,尽管基于半导体单量子点的器件已经

取得了一些重要进展,但在规模化应用上仍存在许多问题。无疑,S-K 模式的生长机制决定了量子点形成的随机性,这为确定性的器件制备带来了挑战。一方面,量子点形成的位置是不确定的,而无论是对强耦合还是弱耦合而言,都需要量子点与微腔模式中光场最强的位置达到极高的空间匹配度。因此,可以利用带标记的衬底生长位置确定的量子点^[154],或是利用原位电子束光刻技术^[155]及宽场成像技术^[156]等精确地定位量子点来制备器件。另一方面,随机生长也意味着量子点具体形貌和结构的不一致性,从而导致其发射波长具有随机性。以微腔-量子点的耦合系统为例,为了实现较大的耦合强度,在没有使用量子点定位技术时,研究者通常会选择密度相对低的量子点样品,并制备及测试大量的微腔器件,才能找到与微腔在光谱和空间上匹配较好的量子点,且需要筛选出发光品质较高的量子点器件。为了解决波长失配带来的问题,一方面可以设计具有宽带模式的微腔、纳米线或光波导;另一方面,可以通过改变温度^[47]及施加电场^[157-158]、磁场^[159]或应力场^[160]来调谐量子点的发光波长并提升量子点光源的可扩展性^[161]。

此外,工作温度也是自组装量子点需要克服的主要挑战之一。以 InAs/GaAs 量子点为例,由于其激子束缚能较小,它通常需要在液氮温度下工作。这时,量子点的荧光线宽几乎完全由激子的寿命决定,由此实现稳定的高品质单光子发射。得益于强量子限制效应和较大的禁带宽度,基于 III 族-氮化物半导体的自组装量子点能够实现高温下的单光子发射。例如,使用嵌入在纳米线中位置受控的 GaN 量子点,在实验上观测到了 300 K 下其单光子发光的 $g^2(0) = 0.13$ ^[23]。近年来,使用 III 族-氮化物量子点制备的单光子源和光学微腔已经取得了巨大的进展^[162];然而,如何抑制该体系中显著的光谱扩散导致的退相干,以及如何生长更高质量的晶体,仍是实现高质量量子光源所面临的主要问题^[163]。

除了半导体量子点,其他类型的固态量子发射器,如碳纳米管侧壁上的缺陷、单层二维过渡金属硫族化合物和六方氮化硼薄层中的缺陷、晶体(如钇铝石榴石)中掺杂的稀土离子,以及金刚石中的氮-空位(Nitrogen-vacancy, NV)色心等,也都吸引了研究人员广泛的关注^[74]。这些量子发射器

各有其独特的性质和应用潜力,但也面临着相应挑战。例如,碳纳米管和二维材料中的缺陷发射器的发光可能会受到材料纯度和制备时缺陷的随机性的影响,晶体中稀土离子和NV色心的光学性质对周围晶体环境的变化较为敏感。值得一提的是,NV色心是一种独特的量子发射器,它在室温下就能够产生高亮度的稳定单光子发射,并可以观测到零声子线^[164]。由于NV色心的尺寸取决于碳原子和氮原子本身的大小及化学键键长等因素,在相同环境条件(温度、压强等)下,不同NV色心的尺寸一致性较高,发光性质十分稳定。然而,将NV色心集成到光学微纳结构中是相对复杂的^[165],其可扩展性和可控性仍有待提高。相

对而言,量子点更易于定位和调控,并且更易于与各种微纳结构进行耦合来实现片上集成。

在未来,随着器件设计、样品生长和微纳加工制备技术的提高与发展,更多基于半导体单量子点的单光子源和纠缠光源、基于腔量子电动力学的量子系统和基于自旋量子比特等的多种器件,将有望逐渐被集成到片上^[166],从而实现可扩展的量子光学网络并促进量子计算、量子通信及量子信息科学的快速发展。

本文专家审稿意见及作者回复内容的下载地址:
<http://cjl.lightpublishing.cn/thesisDetails#10.37188/CJL.20230105>.

参 考 文 献:

- [1] HAWRYLAK P. Excitonic artificial atoms: engineering optical properties of quantum dots [J]. *Phys. Rev. B*, 1999, 60(8): 5597-5608.
- [2] ALIVISATOS A P. Semiconductor clusters, nanocrystals, and quantum dots [J]. *Science*, 1996, 271(5251): 933-937.
- [3] WANG X C, BAO Z, CHANG Y C, *et al.* Perovskite quantum dots for application in high color gamut backlighting display of light-emitting diodes [J]. *ACS Energy Lett.*, 2020, 5(11): 3374-3396.
- [4] SHU Y F, LIN X, QIN H Y, *et al.* Quantum dots for display applications [J]. *Angew. Chem. Int. Ed.*, 2020, 59(50): 22312-22323.
- [5] JUNG H, AHN N, KLIMOV V I. Prospects and challenges of colloidal quantum dot laser diodes [J]. *Nat. Photonics*, 2021, 15(9): 643-655.
- [6] KIRMANI A R, LUTHER J M, ABOLHASANI M, *et al.* Colloidal quantum dot photovoltaics: current progress and path to gigawatt scale enabled by smart manufacturing [J]. *ACS Energy Lett.*, 2020, 5(9): 3069-3100.
- [7] MARZIN J Y, GÉRARD J M, IZRAËL A, *et al.* Photoluminescence of single InAs quantum dots obtained by self-organized growth on GaAs [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 73(5): 716-719.
- [8] PETER E, SENELLART P, MARTROU D, *et al.* Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95(6): 067401-1-4.
- [9] MANO T, ABBARCHI M, KURODA T, *et al.* Ultra-narrow emission from single GaAs self-assembled quantum dots grown by droplet epitaxy [J]. *Nanotechnology*, 2009, 20(39): 395601-1-5.
- [10] LU C Y, PAN J W. Quantum-dot single-photon sources for the quantum internet [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2021, 16(12): 1294-1296.
- [11] WARBURTON R J. Single spins in self-assembled quantum dots [J]. *Nat. Mater.*, 2013, 12(6): 483-493.
- [12] CIRAC J I, ZOLLER P, KIMBLE H J, *et al.* Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78(16): 3221-3224.
- [13] IMAMOČ LU A, AWSCHALOM D D, BURKARD G, *et al.* Quantum information processing using quantum dot spins and cavity QED [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83(20): 4204-4207.
- [14] KIMBLE H J. The quantum internet [J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [15] GARCÍA DE ARQUER F P, TALAPIN D V, KLIMOV V I, *et al.* Semiconductor quantum dots: technological progress and future challenges [J]. *Science*, 2021, 373(6555): eaaz8541-1-14.
- [16] SHCHUKIN V A, BIMBERG D. Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1999, 71(4): 1125-1171.
- [17] STRANSKI I N, KRASTANOW L. Zur theorie der orientierten ausscheidung von ionenkristallen aufeinander [J].

- Monatsh. Chem.*, 1937, 71(1): 351-364.
- [18] QIAN C J, WU S Y, SONG F L, *et al.* Two-photon Rabi splitting in a coupled system of a nanocavity and exciton complexes [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120(21): 213901-1-5.
- [19] MÁRQUEZ J, GEELHAAR L, JACOBI K. Atomically resolved structure of InAs quantum dots [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 78(16): 2309-2311.
- [20] LODAHL P, MAHMOODIAN S, STOBBE S. Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2015, 87(2): 347-400.
- [21] ARAKAWA Y, HOLMES M J. Progress in quantum-dot single photon sources for quantum information technologies: a broad spectrum overview [J]. *Appl. Phys. Rev.*, 2020, 7(2): 021309-1-16.
- [22] KIM J H, CAI T, RICHARDSON C J K, *et al.* Two-photon interference from a bright single-photon source at telecom wavelengths [J]. *Optica*, 2016, 3(6): 577-584.
- [23] HOLMES M J, CHOI K, KAKO S, *et al.* Room-temperature triggered single photon emission from a iii-nitride site-controlled nanowire quantum dot [J]. *Nano Lett.*, 2014, 14(2): 982-986.
- [24] HOLMES M J, KAKO S, CHOI K, *et al.* Single photons from a hot solid-state emitter at 350 K [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(4): 543-546.
- [25] KUHLMANN A, HOUEL J, LUDWIG A, *et al.* Charge noise and spin noise in a semiconductor quantum device [J]. *Nat. Phys.*, 2013, 9(9): 570-575.
- [26] BAYER M, ORTNER G, STERN O, *et al.* Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots [J]. *Phys. Rev. B*, 2002, 65(19): 195315-1-23.
- [27] SEGUIN R, SCHLIWA A, RODT S, *et al.* Size-dependent fine-structure splitting in self-organized InAs/GaAs quantum dots [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95(25): 257402-1-4.
- [28] ELLIS D J P, STEVENSON R M, YOUNG R J, *et al.* Control of fine-structure splitting of individual InAs quantum dots by rapid thermal annealing [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90(1): 011907-1-3.
- [29] POEM E, KODRIANO Y, TRADONSKY C, *et al.* Accessing the dark exciton with light [J]. *Nat. Phys.*, 2010, 6(12): 993-997.
- [30] 彭凯. 单量子点中量子态的操控与探测 [D]. 北京: 中国科学院大学(中国科学院物理研究所), 2019.
PENG K. *Quantum State Control and Detection in Single Quantum Dots* [D]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences (Institute of Physics CAS), 2019. (in Chinese)
- [31] PENG K, WU S Y, XIE X, *et al.* Giant photocurrent enhancement by coulomb interaction in a single quantum dot for energy harvesting [J]. *Phys. Rev. Appl.*, 2019, 11(2): 024015-1-8.
- [32] PENG K, WU S Y, TANG J, *et al.* Probing the dark-exciton states of a single quantum dot using photocurrent spectroscopy in a magnetic field [J]. *Phys. Rev. Appl.*, 2017, 8(6): 064018-1-13.
- [33] ZRENNER A, BEHAM E, STUFLER S, *et al.* Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode [J]. *Nature*, 2002, 418(6898): 612-614.
- [34] MOLLOW B R. Power spectrum of light scattered by two-level systems [J]. *Phys. Rev.*, 1969, 188(5): 1969-1975.
- [35] ATES S, ULRICH S M, REITZENSTEIN S, *et al.* Post-selected indistinguishable photons from the resonance fluorescence of a single quantum dot in a microcavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103(16): 167402-1-4.
- [36] NOMURA M, KUMAGAI N, IWAMOTO S, *et al.* Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system [J]. *Nat. Phys.*, 2010, 6(4): 279-283.
- [37] ELLIS B, MAYER M A, SHAMBAT G, *et al.* Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser [J]. *Nat. Photonics*, 2011, 5(5): 297-300.
- [38] OTA Y, IWAMOTO S, KUMAGAI N, *et al.* Spontaneous two-photon emission from a single quantum dot [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107(23): 233602-1-5.
- [39] RESHETOV V A, YEVSEYEV I V. Single-photon emission *via* Raman scattering from the levels with partially resolved hyperfine structure [J]. *Opt. Commun.*, 2010, 283(12): 2557-2560.
- [40] JONAS B, HEINZE D, SCHÖLL E, *et al.* Nonlinear down-conversion in a single quantum dot [J]. *Nat. Commun.*, 2022, 13(1): 1387-1-7.
- [41] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the

- beam maser [J]. *Proc. IEEE*, 1963, 51(1): 89-109.
- [42] ANDREANI L C, PANZARINI G, GÉRARD J M. Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: theory [J]. *Phys. Rev. B*, 1999, 60(19): 13276-13279.
- [43] VAHALA K J. Optical microcavities [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 839-846.
- [44] LAUSSY F P, DEL VALLE E, TEJEDOR C. Strong coupling of quantum dots in microcavities [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101(8): 083601-1-4.
- [45] KURUMA K, OTA Y, KAKUDA M, *et al.* Time-resolved vacuum Rabi oscillations in a quantum-dot-nanocavity system [J]. *Phys. Rev. B*, 2018, 97(23): 235448-1-7.
- [46] REITHMAIER J P, SEK G, LÖFFLER A, *et al.* Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system [J]. *Nature*, 2004, 432(7014): 197-200.
- [47] YOSHIE T, SCHERER A, HENDRICKSON J, *et al.* Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity [J]. *Nature*, 2004, 432(7014): 200-203.
- [48] FARAON A, FUSHMAN I, ENGLUND D, *et al.* Coherent generation of non-classical light on a chip via photon-induced tunnelling and blockade [J]. *Nat. Phys.*, 2008, 4(11): 859-863.
- [49] MÜLLER K, RUNDQUIST A, FISCHER K A, *et al.* Coherent generation of nonclassical light on chip *via* detuned photon blockade [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114(23): 233601-1-5.
- [50] LIU J, SU R B, WEI Y M, *et al.* A solid-state source of strongly entangled photon pairs with high brightness and indistinguishability [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2019, 14(6): 586-593.
- [51] VOLZ T, REINHARD A, WINGER M, *et al.* Ultrafast all-optical switching by single photons [J]. *Nat. Photonics*, 2012, 6(9): 605-609.
- [52] BOSE R, CAI T, CHOUDHURY K R, *et al.* All-optical coherent control of vacuum Rabi oscillations [J]. *Nat. Photonics*, 2014, 8(11): 858-864.
- [53] HENNESSY K, BADOLATO A, WINGER M, *et al.* Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system [J]. *Nature*, 2007, 445(7130): 896-899.
- [54] SRINIVASAN K, PAINTER O. Linear and nonlinear optical spectroscopy of a strongly coupled microdisk-quantum dot system [J]. *Nature*, 2007, 450(7171): 862-865.
- [55] OHTA R, OTA Y, NOMURA M, *et al.* Strong coupling between a photonic crystal nanobeam cavity and a single quantum dot [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 98(17): 173104-1-3.
- [56] DEL VALLE E, ZIPPILLI S, LAUSSY F P, *et al.* Two-photon lasing by a single quantum dot in a high- Q microcavity [J]. *Phys. Rev. B*, 2010, 81(3): 035302-1-14.
- [57] HEINZE D, ZRENNER A, SCHUMACHER S. Polarization-entangled twin photons from two-photon quantum-dot emission [J]. *Phys. Rev. B*, 2017, 95(24): 245306-1-9.
- [58] HAMSEN C, TOLAZZI K N, WILK T, *et al.* Two-photon blockade in an atom-driven cavity QED system [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118(13): 133604-1-6.
- [59] TANG J, GENG W D, XU X L. Quantum interference induced photon blockade in a coupled single quantum dot-cavity system [J]. *Sci. Rep.*, 2015, 5: 9252-1-6.
- [60] LE BOITÉ A, HWANG M J, NHA H, *et al.* Fate of photon blockade in the deep strong-coupling regime [J]. *Phys. Rev. A*, 2016, 94(3): 033827-1-6.
- [61] OTA Y, TAKAMIYA D, OHTA R, *et al.* Large vacuum Rabi splitting between a single quantum dot and an $h0$ photonic crystal nanocavity [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2018, 112(9): 093101-1-5.
- [62] HAGEMEIERS J, BONATO C, TRUONG T A, *et al.* $H1$ photonic crystal cavities for hybrid quantum information protocols [J]. *Opt. Express*, 2012, 20(22): 24714-24726.
- [63] BENMERKHI A, BOUCHEMAT M, BOUCHEMAT T. Ultrahigh- Q of the L3 photonic crystal microcavity [J]. *Optik*, 2013, 124(22): 5719-5722.
- [64] DENG C S, PENG H G, GAO Y S, *et al.* Ultrahigh- Q photonic crystal nanobeam cavities with h-shaped holes [J]. *Phys. E Low Dimens. Syst. Nanostruct.*, 2014, 63: 8-13.
- [65] ZHANG W X, XIE X, HAO H M, *et al.* Low-threshold topological nanolasers based on the second-order corner state [J]. *Light Sci. Appl.*, 2020, 9: 109-1-6.

- [66] CASTANIÉ A, FELBACQ D. Confined plasmonic modes in a nanocavity [J]. *Opt. Commun.*, 2012, 285(16): 3353-3357.
- [67] QIAN C J, XIE X, YANG J N, *et al.* Enhanced strong interaction between nanocavities and *p*-shell excitons beyond the dipole approximation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122(8): 087401-1-6.
- [68] LODAHL P, FLORIS VAN DRIEL A, NIKOLAEV I S, *et al.* Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals [J]. *Nature*, 2004, 430(7000): 654-657.
- [69] ENGLUND D, FATTAL D, WAKS E, *et al.* Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95(1): 013904-1-4.
- [70] DING X, HE Y, DUAN Z C, *et al.* On-demand single photons with high extraction efficiency and near-unity indistinguishability from a resonantly driven quantum dot in a micropillar [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116(2): 020401-1-6.
- [71] LIU F, BRASH A J, O'HARA J, *et al.* High Purcell factor generation of indistinguishable on-chip single photons [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2018, 13(9): 835-840.
- [72] GÉRARD J M, SERMAGE B, GAYRAL B, *et al.* Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(5): 1110-1113.
- [73] WANG H, HE Y, LI Y H, *et al.* High-efficiency multiphoton boson sampling [J]. *Nat. Photonics*, 2017, 11(6): 361-365.
- [74] AHARONOVICH I, ENGLUND D, TOTH M. Solid-state single-photon emitters [J]. *Nat. Photonics*, 2016, 10(10): 631-641.
- [75] SENELLART P, SOLOMON G, WHITE A. High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2017, 12(11): 1026-1039.
- [76] BROWN R H, TWISS R Q. Correlation between photons in two coherent beams of light [J]. *Nature*, 1956, 177(4497): 27-29.
- [77] SANTORI C, FATTAL D, VUČKOVIĆ J, *et al.* Indistinguishable photons from a single-photon device [J]. *Nature*, 2002, 419(6907): 594-597.
- [78] OLLIVIER H, THOMAS S E, WEIN S C, *et al.* Hong-Ou-Mandel interference with imperfect single photon sources [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 126(6): 063602-1-6.
- [79] SOMASCHI N, GIESZ V, DE SANTIS L, *et al.* Near-optimal single-photon sources in the solid state [J]. *Nat. Photonics*, 2016, 10(5): 340-345.
- [80] BIROWOSUTO M D, SUMIKURA H, MATSUO S, *et al.* Fast Purcell-enhanced single photon source in 1,550-nm telecom band from a resonant quantum dot-cavity coupling [J]. *Sci. Rep.*, 2012, 2(1): 321-1-5.
- [81] HE Y M, HE Y, WEI Y J, *et al.* On-demand semiconductor single-photon source with near-unity indistinguishability [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2013, 8(3): 213-217.
- [82] UPPU R, PEDERSEN F T, WANG Y, *et al.* Scalable integrated single-photon source [J]. *Sci. Adv.*, 2020, 6(50): eabc8268.
- [83] TOMM N, JAVADI A, ANTONIADIS N O, *et al.* A bright and fast source of coherent single photons [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2021, 16(4): 399-403.
- [84] ARCARI M, SÖLLNER I, JAVADI A, *et al.* Near-unity coupling efficiency of a quantum emitter to a photonic crystal waveguide [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 113(9): 093603-1-5.
- [85] MA X S, HERBST T, SCHEIDL T, *et al.* Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward [J]. *Nature*, 2012, 489(7415): 269-273.
- [86] MUNRO W J, STEPHENS A M, DEVITT S J, *et al.* Quantum communication without the necessity of quantum memories [J]. *Nat. Photonics*, 2012, 6(11): 777-781.
- [87] HUDSON A J, STEVENSON R M, BENNETT A J, *et al.* Coherence of an entangled exciton-photon state [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99(26): 266802-1-4.
- [88] AKOPIAN N, LINDNER N H, POEM E, *et al.* Entangled photon pairs from semiconductor quantum dots [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96(13): 130501-1-4.
- [89] STEVENSON R M, SALTER C L, NILSSON J, *et al.* Indistinguishable entangled photons generated by a light-emitting diode [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108(4): 040503-1-5.

- [90] SALTER C L, STEVENSON R M, FARRER I, *et al.* An entangled-light-emitting diode [J]. *Nature*, 2010, 465(7298): 594-597.
- [91] GONG M, HOFER B, ZALLO E, *et al.* Statistical properties of exciton fine structure splitting and polarization angles in quantum dot ensembles [J]. *Phys. Rev. B*, 2014, 89(20): 205312-1-11.
- [92] DOUSSE A, SUFFCZYŃSKI J, BEVERATOS A, *et al.* Ultrabright source of entangled photon pairs [J]. *Nature*, 2010, 466(7303): 217-220.
- [93] KUHLMANN A V, PRECHTEL J H, HOUEL J, *et al.* Transform-limited single photons from a single quantum dot [J]. *Nat. Commun.*, 2015, 6: 8204-1-6.
- [94] CHEKHOVICH E A, MAKHONIN M N, TARTAKOVSKII A I, *et al.* Nuclear spin effects in semiconductor quantum dots [J]. *Nat. Mater.*, 2013, 12(6): 494-504.
- [95] HEINDEL T, THOMA A, VON HELVERSEN M, *et al.* A bright triggered twin-photon source in the solid state [J]. *Nat. Commun.*, 2017, 8: 14870-1-7.
- [96] GSCHREY M, THOMA A, SCHNAUBER P, *et al.* Highly indistinguishable photons from deterministic quantum-dot microlenses utilizing three-dimensional *in situ* electron-beam lithography [J]. *Nat. Commun.*, 2015, 6: 7662-1-8.
- [97] CHEN Y, ZOPF M, KEIL R, *et al.* Highly-efficient extraction of entangled photons from quantum dots using a broadband optical antenna [J]. *Nat. Commun.*, 2018, 9(1): 2994-1-7.
- [98] MÜLLER M, BOUNOUAR S, JÖNS K D, *et al.* On-demand generation of indistinguishable polarization-entangled photon pairs [J]. *Nat. Photonics*, 2014, 8(3): 224-228.
- [99] WANG H, HU H, CHUNG T H, *et al.* On-demand semiconductor source of entangled photons which simultaneously has high fidelity, efficiency, and indistinguishability [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 122(11): 113602-1-6.
- [100] VERSTEEGH M A M, REIMER M E, JÖNS K D, *et al.* Observation of strongly entangled photon pairs from a nanowire quantum dot [J]. *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5298-1-6.
- [101] HUBER T, PREDOJEVIĆ A, KHOSHNEGAR M, *et al.* Polarization entangled photons from quantum dots embedded in nanowires [J]. *Nano Lett.*, 2014, 14(12): 7107-7114.
- [102] TROTTA R, ZALLO E, ORTIX C, *et al.* Universal recovery of the energy-level degeneracy of bright excitons in InGaAs quantum dots without a structure symmetry [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109(14): 147401-1-5.
- [103] LETTNER T, GYGER S, ZEUNER K D, *et al.* Strain-controlled quantum dot fine structure for entangled photon generation at 1 550 nm [J]. *Nano Lett.*, 2021, 21(24): 10501-10506.
- [104] WANG J P, GONG M, GUO G C, *et al.* Towards scalable entangled photon sources with self-assembled InAs/GaAs quantum dots [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115(6): 067401-1-5.
- [105] HUBER D, REINDL M, HUO Y H, *et al.* Highly indistinguishable and strongly entangled photons from symmetric GaAs quantum dots [J]. *Nat. Commun.*, 2017, 8: 15506-1-7.
- [106] BASSO BASSET F, BIETTI S, REINDL M, *et al.* High-yield fabrication of entangled photon emitters for hybrid quantum networking using high-temperature droplet epitaxy [J]. *Nano Lett.*, 2018, 18(1): 505-512.
- [107] JUSKA G, DIMASTRODONATO V, MERENI L O, *et al.* Towards quantum-dot arrays of entangled photon emitters [J]. *Nat. Photonics*, 2013, 7(7): 527-531.
- [108] DIETRICH C P, FIORE A, THOMPSON M G, *et al.* GaAs integrated quantum photonics: towards compact and multifunctional quantum photonic integrated circuits [J]. *Laser Photonics Rev.*, 2016, 10(6): 870-894.
- [109] BABA T. Slow light in photonic crystals [J]. *Nat. Photonics*, 2008, 2(8): 465-473.
- [110] EK S, LUNNEMANN P, CHEN Y H, *et al.* Slow-light-enhanced gain in active photonic crystal waveguides [J]. *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5039-1-8.
- [111] LODAHL P, MAHMOODIAN S, STOBBE S, *et al.* Chiral quantum optics [J]. *Nature*, 2017, 541(7638): 473-480.
- [112] COLES R J, PRICE D M, DIXON J E, *et al.* Chirality of nanophotonic waveguide with embedded quantum emitter for unidirectional spin transfer [J]. *Nat. Commun.*, 2016, 7: 11183-1-7.
- [113] XIAO S, WU S Y, XIE X, *et al.* Position-dependent chiral coupling between single quantum dots and cross waveguides [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2021, 118(9): 091106-1-6.
- [114] XIAO S, WU S Y, XIE X, *et al.* Chiral photonic circuits for deterministic spin transfer [J]. *Laser Photonics Rev.*, 2021, 15(9): 2100009-1-8.

- [115] SÖLLNER I, MAHMOODIAN S, HANSEN S L, *et al.* Deterministic photon-emitter coupling in chiral photonic circuits [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2015, 10(9): 775-778.
- [116] BARIK S, KARASAHIN A, FLOWER C, *et al.* A topological quantum optics interface [J]. *Science*, 2018, 359(6376): 666-668.
- [117] XIE X, YAN S, DANG J C, *et al.* Topological cavity based on slow-light topological edge mode for broadband Purcell enhancement [J]. *Phys. Rev. Appl.*, 2021, 16(1): 014036.
- [118] THYRRESTRUP H, KIRŠANSKĚ G, LE JEANNIC H, *et al.* Quantum optics with near-lifetime-limited quantum-dot: transitions in a nanophotonic waveguide [J]. *Nano Lett.*, 2018, 18(3): 1801-1806.
- [119] COLES R J, PRICE D M, ROYALL B, *et al.* Path-dependent initialization of a single quantum dot exciton spin in a nanophotonic waveguide [J]. *Phys. Rev. B*, 2017, 95(12): 121401(R)-1-5.
- [120] MROWIŃSKI P, SCHNAUBER P, GUTSCHE P, *et al.* Directional emission of a deterministically fabricated quantum dot-Bragg reflection multimode waveguide system [J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(9): 2231-2237.
- [121] 史书姝, 肖姍, 许秀来. 不同抗磁行为量子点发光在波导中的手性传输 [J]. *物理学报*, 2022, 71(6): 067801-1-7.
SHI S S, XIAO S, XU X L, *et al.* Chiral optical transport of quantum dots with different diamagnetic behaviors in a waveguide [J]. *Acta Phys. Sinica*, 2022, 71(6): 067801-1-7. (in Chinese)
- [122] MANGA RAO V S C, HUGHES S. Single quantum-dot Purcell factor and β factor in a photonic crystal waveguide [J]. *Phys. Rev. B*, 2007, 75(20): 205437-1-20.
- [123] SHI S S, XIAO S, YANG J N, *et al.* Controllable spin-resolved photon emission enhanced by a slow-light mode in photonic crystal waveguides on a chip [J]. *Opt. Express*, 2023, 31(6): 10348-10357.
- [124] KIM J H, AGHAEIMEIBODI S, RICHARDSON C J K, *et al.* Hybrid integration of solid-state quantum emitters on a silicon photonic chip [J]. *Nano Lett.*, 2017, 17(12): 7394-7400.
- [125] YOUNG A B, THIJSSSEN A C T, BEGGS D M, *et al.* Polarization engineering in photonic crystal waveguides for spin-photon entanglers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115(15): 153901-1-5.
- [126] SIAMPOUR H, O'ROURKE C, BRASH A J, *et al.* Observation of large spontaneous emission rate enhancement of quantum dots in a broken-symmetry slow-light waveguide [J]. *Npj Quantum Inf.*, 2023, 9(1): 15-1-8.
- [127] IWAMOTO S, OTA Y, ARAKAWA Y. Recent progress in topological waveguides and nanocavities in a semiconductor photonic crystal platform [invited] [J]. *Opt. Mater. Express*, 2021, 11(2): 319-337.
- [128] JALALI MEHRBAD M, FOSTER A P, DOST R, *et al.* Chiral topological photonics with an embedded quantum emitter [J]. *Optica*, 2020, 7(12): 1690-1696.
- [129] BARIK S, KARASAHIN A, MITTAL S, *et al.* Chiral quantum optics using a topological resonator [J]. *Phys. Rev. B*, 2020, 101(20): 205303-1-7.
- [130] YOSHIMI H, YAMAGUCHI T, KATSUMI R, *et al.* Experimental demonstration of topological slow light waveguides in valley photonic crystals [J]. *Opt. Express*, 2021, 29(9): 13441-13450.
- [131] SHAPIRA Y, COHEN S, AKERMAN N, *et al.* Robust two-qubit gates for trapped ions using spin-dependent squeezing [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2023, 130(3): 030602.
- [132] WU Y L, BAO W S, CAO S R, *et al.* Strong quantum computational advantage using a superconducting quantum processor [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127(18): 180501-1-7.
- [133] ZHONG H S, DENG Y H, QIN J, *et al.* Phase-programmable gaussian boson sampling using stimulated squeezed light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127(18): 180502-1-9.
- [134] REISERER A, REMPE G. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2015, 87(4): 1379-1418.
- [135] LOSS D, DIVINCENZO D P. Quantum computation with quantum dots [J]. *Phys. Rev. A*, 1998, 57(1): 120-126.
- [136] CHATTERJEE A, STEVENSON P, DE FRANCESCO S, *et al.* Semiconductor qubits in practice [J]. *Nat. Rev. Phys.*, 2021, 3(3): 157-177.
- [137] ATATÜRE M, DREISER J, BADOLATO A, *et al.* Quantum-dot spin-state preparation with near-unity fidelity [J]. *Science*, 2006, 312(5773): 551-553.
- [138] XU X D, WU Y W, SUN B, *et al.* Fast spin state initialization in a singly charged InAs-GaAs quantum dot by optical

- cooling [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99(9): 097401-1-4.
- [139] BEREZOVSKY J, MIKKELSEN M H, STOLTZ N G, *et al.* Picosecond coherent optical manipulation of a single electron spin in a quantum dot [J]. *Science*, 2008, 320(5874): 349-352.
- [140] PRESS D, LADD T D, ZHANG B Y, *et al.* Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses [J]. *Nature*, 2008, 456(7219): 218-221.
- [141] GREILICH A, YAKOVLEV D R, SHABAEV A, *et al.* Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots [J]. *Science*, 2006, 313(5785): 341-345.
- [142] PRESS D, DE GREVE K, MCMAHON P L, *et al.* Ultrafast optical spin echo in a single quantum dot [J]. *Nat. Photonics*, 2010, 4(6): 367-370.
- [143] ELZERMAN J M, HANSON R, WILLEMS VAN BEVEREN L H, *et al.* Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot [J]. *Nature*, 2004, 430(6998): 431-435.
- [144] ZHENG G J, SAMKHARADZE N, NOORDAM M L, *et al.* Rapid gate-based spin read-out in silicon using an on-chip resonator [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2019, 14(8): 742-746.
- [145] PLA J J, TAN K Y, DEHOLLAIN J P, *et al.* High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon [J]. *Nature*, 2013, 496(7445): 334-338.
- [146] WATSON T F, WEBER B, HOUSE M G, *et al.* High-fidelity rapid initialization and read-out of an electron spin *via* the single donor D^- charge state [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115(16): 166806-1-5.
- [147] HARVEY-COLLARD P, D'ANJOU B, RUDOLPH M, *et al.* High-fidelity single-shot readout for a spin qubit *via* an enhanced latching mechanism [J]. *Phys. Rev. X*, 2018, 8(2): 021046-1-11.
- [148] BULAEV D V, LOSS D. Spin relaxation and decoherence of holes in quantum dots [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95(7): 076805-1-4.
- [149] BULAEV D V, LOSS D. Electric dipole spin resonance for heavy holes in quantum dots [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98(9): 097202-1-4.
- [150] RUSS M, BURKARD G. Three-electron spin qubits [J]. *J. Phys. : Condens. Matter*, 2017, 29(39): 393001-1-35.
- [151] KIM D, SHI Z, SIMMONS C B, *et al.* Quantum control and process tomography of a semiconductor quantum dot hybrid qubit [J]. *Nature*, 2014, 511(7507): 70-74.
- [152] RUSS M, PETTA J R, BURKARD G. Quadrupolar exchange-only spin qubit [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(17): 177701-1-6.
- [153] SALA A, QVIST J H, DANON J. Highly tunable exchange-only singlet-only qubit in a GaAs triple quantum dot [J]. *Phys. Rev. Res.*, 2020, 2(1): 012062R).
- [154] SCHNEIDER C, HUGGENBERGER A, SÜNNER T, *et al.* Single site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots: growth, properties and device integration [J]. *Nanotechnology*, 2009, 20(43): 434012-1-9.
- [155] DOUSSE A, LANCO L, SUFFCZYŃSKI J, *et al.* Controlled light-matter coupling for a single quantum dot embedded in a pillar microcavity using far-field optical lithography [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101(26): 267404-1-4.
- [156] LIU J, DAVANÇO M I, SAPIENZA L, *et al.* Cryogenic photoluminescence imaging system for nanoscale positioning of single quantum emitters [J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2017, 88(2): 023116-1-7.
- [157] LAUCHT A, HOFBAUER F, HAUKE N, *et al.* Electrical control of spontaneous emission and strong coupling for a single quantum dot [J]. *New J. Phys.*, 2009, 11(2): 023034-1-11.
- [158] BOSE R, SRIDHARAN D, SOLOMON G S, *et al.* Large optical stark shifts in semiconductor quantum dots coupled to photonic crystal cavities [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 98(12): 121109-1-3.
- [159] KIM H, SHEN T C, SRIDHARAN D, *et al.* Magnetic field tuning of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 98(9): 091102-1-3.
- [160] JÖNS K D, HAFENBRAK R, SINGH R, *et al.* Dependence of the redshifted and blueshifted photoluminescence spectra of single $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots on the applied uniaxial stress [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107(21): 217402-1-5.
- [161] PATEL R B, BENNETT A J, FARRER I, *et al.* Two-photon interference of the emission from electrically tunable remote quantum dots [J]. *Nat. Photonics*, 2010, 4(9): 632-635.
- [162] BUTTÉ R, GRANDJEAN N. III-nitride photonic cavities [J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(3): 569-598.

- [163] HOLMES M J, ARITA M, ARAKAWA Y. III-nitride quantum dots as single photon emitters [J]. *Semicond. Sci. Technol.*, 2019, 34(3): 033001-1-10.
- [164] MAURER P C, MAZE J R, STANWIX P L, *et al.* Far-field optical imaging and manipulation of individual spins with nanoscale resolution [J]. *Nat. Phys.*, 2010, 6(11): 912-918.
- [165] SCHUKRAFT M, ZHENG J, SCHRÖDER T, *et al.* Invited article: precision nanoimplantation of nitrogen vacancy centers into diamond photonic crystal cavities and waveguides [J]. *APL Photonics*, 2016, 1(2): 020801.
- [166] UPPU R, MIDOLO L, ZHOU X Y, *et al.* Quantum-dot-based deterministic photon-emitter interfaces for scalable photonic quantum technology [J]. *Nat. Nanotechnol.*, 2021, 16(12): 1308-1317.



李函聪(2000-),女,广东深圳人,博士研究生,2022年于中山大学获得学士学位,主要从事自组装量子点与光子晶体微腔相关的微纳光学方面的研究。

E-mail: hancongli@stu.pku.edu.cn



许秀来(1975-),男,江苏如皋人,博士,教授,博士生导师,2004年于剑桥大学获得博士学位,主要从事量子体系光电学领域(研究低维半导体体系的光电性质、高效量子点单光子发射源和单光子探测器、量子点与光子晶体微腔、表面等离子体的耦合等)的研究。

E-mail: xlxu@pku.edu.cn