

# 微腔增强发射的半导体量子点单光子源\*

曹 硕<sup>1,2</sup> 许秀来<sup>1,†</sup>

(1 中国科学院物理研究所 北京 100190)

(2 辽宁大学物理学院 沈阳 110036)

2014-04-28收到

† email: xlxu@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20141105

## Microcavity enhanced single-photon emission from single semiconductor quantum dots

CAO Shuo<sup>1,2</sup> XU Xiu-Lai<sup>1,†</sup>

(1 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(2 School of Physics, Liaoning University, Shenyang 110036, China)

**摘 要** 单光子源是实现量子密钥分配、线性光学量子计算的基本单元。作者回顾了单光子源在量子信息科学发展中的作用,讨论了光子的统计特性,分析了具有类似原子二能级结构的半导体量子点作为单光子发射源的特点,介绍了微腔与二能级系统的耦合以及微腔量子电动力学基本原理。在弱耦合区, Purcell效应导致微腔中量子点激子复合寿命降低,因此可用微腔来改善量子点单光子发射效率。文章总结了近年来在半导体微腔增强量子点单光子发射领域的进展,探讨了分布式布拉格反射微腔、柱状微腔和光子晶体微腔等结构对改善半导体量子点单光子发射和收集效率、光子极化以及光子全同性等方面的作用,并对未来半导体量子点单光子源的发展进行了展望。

**关键词** 单光子源, 半导体量子点, 半导体微腔, Purcell效应

**Abstract** Single-photon sources are a basic resource for the implementation of quantum key distribution and linear optical-quantum computation. In this article, we review the photon statistical properties of light, in particular, single photons and their applications in quantum information science, semiconductor quantum dot based single-photon sources, and the principles of cavity quantum electrodynamics including the coupling between a two-level emitter and an optical cavity in the strong or weak coupling regime. In the weak coupling regime, the spontaneous emission rate can be enhanced by the cavity due to the Purcell effect. We then review the recent development of single-photon sources using single self-assembled quantum dots coupled with optical cavities. Semiconductor cavities employing distributed Bragg reflectors, micropillars and photonic crystals are used to enhance the repetition rate, collection efficiency, polarization and indistinguishability of single photons. Finally, future prospects of semiconductor quantum dot based single-photon sources are discussed.

**Keywords** single-photon sources, semiconductor quantum dots, semiconductor micro-cavity, Purcell effect

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB328706, 2014CB921003)、国家自然科学基金(批准号: 11174356, 61275060)和中国科学院“百人计划”资助项目

# 1 引言

## 1.1 单光子在量子信息科学中的应用

目前量子信息科学的迅猛发展，迫切需要能够实现量子计算与量子通信的量子态载体，光子具有优良的量子特性，是这一载体的天然候选者。为了对光子的特性有比较全面的了解，我们有必要追述一下光子理论的发展历程。始于1900年普朗克提出的电磁场的能量量子化，1905年爱因斯坦提出的光量子概念，量子力学理论的建立使人们认识到光子具有波粒二象性的量子特性<sup>[1]</sup>。这一特性可以通过单光子杨氏双缝干涉实验来非常形象地说明：当单个光子一个接着一个通过双缝，如果可以确定光子经过哪个狭缝，我们就不能观察到光波干涉条纹；如果观察到了狭缝后的光波干涉条纹，就不能确定光子经过的具体路线<sup>[1, 2]</sup>。以前的实验只能测到光子的粒子性或者波动性，最近中国科学技术大学的李传峰、郭光灿等人在实验中实现了光子这两个特性的同时测量<sup>[3]</sup>。

随着对光子的深入研究，单光子在若干领域显示出重要的应用价值。在量子保密通信的量子密钥分配中，发送信息者与接收信息者通过光子量子态的交换作用安全地传递信息，从而起到对信息的加密作用。在多光子的通信中，窃听者可以将多余的光子分离出来进行分析，从而窃取到要传递的全部信息，却不影响剩下的光子继续传递信息，造成信息失窃。但对于单光子通信来说，量子密钥分配协议可以确保信息不被窃听，因为一旦窃听者要对传递过程中的单个光子进行分析，必然要对光子量子态进行干扰，从而使信息失真，所以单光子对于利用量子密钥分配协议安全传递信息至关重要<sup>[1, 2, 4]</sup>。在线性光学量子计算方面，光子量子比特可以通过操控光子的偏振和相位等自由度进行编码。此外，光子还具有高速传播，与周边环境相互作用较弱，传播时损耗与噪声低等特点。因此，可控、稳定而且可重复发射的单光子源对量子信息处理的实现

意义重大<sup>[1, 2]</sup>。

## 1.2 光子的统计特性

光子的统计特性表明，传统的热辐射光源发射的光子，在一个很短的时间间隔 $\tau$ 内，测到多个光子的几率比较大，是聚束光源，光子统计是超泊松统计；来自于激光的相干光，光子之间是没有关联的，即在时间间隔 $\tau$ 内观测到两个光子数的概率与任意时间间隔内观测到两个光子数的概率是一样的，光子统计是泊松统计；而对于原子、分子、量子点等具有分立能级的系统，发射出一个光子后，在时间间隔 $\tau$ 内，很难立刻再次发射光子，是反聚束光源，光子统计是亚泊松统计。理想的单光子源按照固定的频率发射单个光子，光子之间有固定的时间间隔，是反聚束光源<sup>[5, 6]</sup>。

测量光子统计规律的方法是分析光子的二阶关联函数<sup>[7]</sup>，二阶关联函数是描述光场强度 $I$ 的关联量，可以表述为

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (1)$$

其中 $I(t)$ 是 $t$ 时刻测量到的光强度， $g^{(2)}(\tau)$ 描述的是，在时间 $t$ 探测到一个光子后，在一个很短的时间间隔 $\tau$ 内，再次探测到另一个光子的几率。对于聚束光源， $1 < g^{(2)}(\tau) < 2$ ；对于相干光源， $g^{(2)}(\tau) = 1$ ；而对于反聚束光源， $g^{(2)}(\tau) < 1$ 。实验上可以用Hanbury-Brown和Twiss (HBT)干涉仪测量 $g^{(2)}(\tau)$ ，它主要由一个50:50分束器和两个单光子探测器组成，如图1所示。对于具有固定周期的脉冲

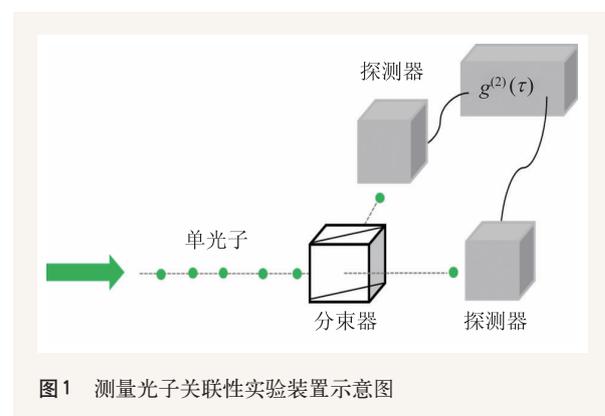


图1 测量光子关联性实验装置示意图

激发的理想单光子源，在每一个脉冲周期，只发射一个光子，这时二阶关联函数曲线是由一系列周期排列的峰组成，在零时刻的峰应该是消失的，即  $g^{(2)}(\tau=0)=0$ ，表示两个单光子探测器同时测到光子的几率为零。在实际测量光子的统计特性时，一般认为  $g^{(2)}(\tau=0)<0.5$  时，多光子的发射概率显著减小，体现出单光子发射的反聚束特性。

### 1.3 半导体量子点单光子源

一个理想的单光子源应该满足以下几个条件：一是可以按照使用者的要求，按任意频率一个接一个地发射单光子；二是每个单光子之间是不可区分的；三是单光子发射的几率为100%，多光子发射的几率为0。目前的单光子源还不能完全满足以上要求<sup>[1, 7, 8]</sup>。

半导体量子点具有类似原子的分立能级，可以形成二能级系统，通过光泵浦或者电泵浦，在二能级上产生电子—空穴对(激子)，电子和空穴经过复合发射光子。要激发出量子点同一个能级上相同自旋的激子，只有等前面的同一状态的激子复合发光后才能再次激发，因此再次激发受到前面激子复合发光寿命的控制，需要激发时间间隔超过激子寿命，才可实现单光子的重复发射。通过设计不同的半导体微腔结构及其与量子点耦合，可以提高光子的发射效率和收集效率，同时实现全同光子的发射，即每个单光子具有同样的

模式与极化。半导体量子点单光子源具有良好的稳定性，可调制的高发射频率，便利的操控性，是能够实现理想单光子发射的有力候选者。自组织外延生长的半导体量子点是三维受限的零维结构，如图2所示<sup>[7, 9]</sup>，可以利用传统的半导体工艺集成到新一代的量子光电子器件上。一旦实现了对半导体量子点单光子源相关性能的精确操控，就可便捷地利用目前成熟的半导体工艺，实现工业化大规模生产。

## 2 微腔量子电动力学

对于单量子点发光，光子以  $4\pi$  角向空间辐射，利用共聚焦显微透镜系统收集光子的效率很低，光子传播的定向性很差。原子、量子点等和微腔耦合后，辐射的光子与特定微腔光场模式耦合，发射效率显著提高，光子传播的定向性得到很大改善。二能级系统诸如原子和量子点与光学微腔耦合的腔量子电动力学，在强耦合区与弱耦合区具有不同的耦合特点。

在强耦合区<sup>[10, 11]</sup>，量子点能级与微腔光场模式耦合的本征能量是分裂的，分裂能为

$$E_{1,2} = E_0 - i(\gamma_c - \gamma_x)^2/4 \pm \sqrt{g^2 - (\gamma_c - \gamma_x)^2/16} \quad (2)$$

这里  $E_0$  由未耦合的量子点激子能级  $E_x$  与微腔光场模式能量  $E_c$  组成， $g$  是耦合强度， $\gamma_x$ ， $\gamma_c$  分别是  $E_x$ ， $E_c$  谱峰的半高宽。通过分裂能级之间的能量跃迁，即将二能级系统与单模微腔周期性地 进行能量交换，形成拉比振荡。在强耦合区，二

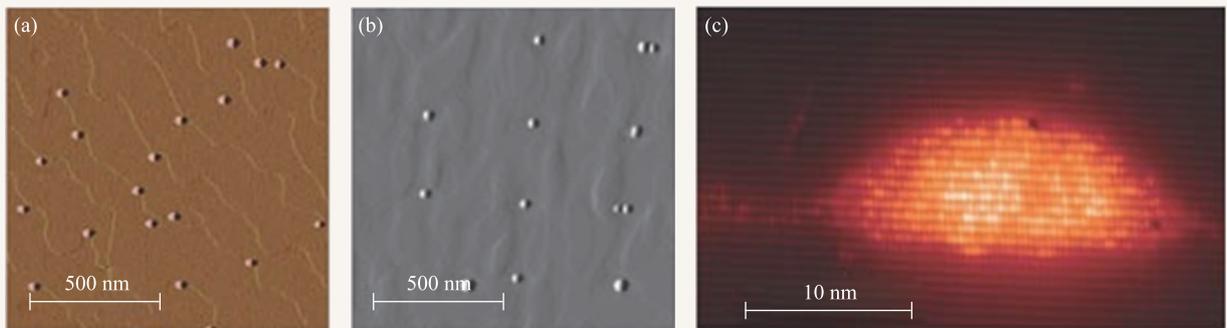


图2 自组织半导体量子点 (a)自组织生长的InAs/GaAs量子点的原子力显微镜图像。其中的亮点状结构是典型的侧向直径20—30 nm、高度4—8 nm的量子点；(b)利用原位生长技术形成规则排列的量子点的原子力显微镜图像；(c)GaAs基体内InAs量子点的侧面扫描隧道显微镜图像<sup>[7]</sup>

能级系统的自发辐射损耗率  $\gamma$  以及光子在微腔中的损耗率  $\kappa$  要远小于耦合强度  $g$ 。由于  $g \propto 1/\sqrt{V}$ ,  $\kappa \propto 1/Q$ ,  $Q = E_c/\gamma_c$ , 这里  $Q$  是微腔品质因子, 所以通过增大  $Q/\sqrt{V}$  可以实现强耦合。在弱耦合区<sup>[12]</sup>, 耦合强度  $g$  要小于  $\gamma$  和  $\kappa$ , 二能级系统的自发辐射能量以指数形式衰减, 同时  $E_{1,2}$  退变成单值, 所以拉比振荡不能在弱耦合区发生。通过改变二能级系统与单模微腔光场模式的耦合, 可以使二能级系统自发辐射率增强或者减弱, 从而控制辐射过程, 这种效应叫做 Purcell 效应。Purcell 系数  $F_p$  用公式表示为

$$F_p = (3/4\pi^2)(\lambda/n)^3 Q/V, \quad (3)$$

这里  $\lambda$  是光子波长,  $n$  是微腔中介质的折射率。当二能级系统与微腔模式共振并且  $F_p > 1$  时, 二能级系统的跃迁速率就会得到显著增强。可见, 通过对微腔参数适当设计, 结合半导体生长工艺条件, 加工出可与量子点耦合的微腔结构, 能够有效地调制量子点发光性能。

### 3 半导体微腔增强的量子点单光子源

在一般的半导体微腔结构中, 在两端附加折射率周期性交替排列的介质层, 形成分布式布拉格反射镜(DBR)微腔来增加光子收集效率, 通常微腔底 DBR 层数要比顶 DBR 的层数多, 使得底层 DBR 反射率较高, 因此光子能够从微腔顶发射

出去。例如, 2013 年陆朝阳等人<sup>[13]</sup>利用顶 5 周期底 24 周期的 DBR 结构, 提高了共振荧光的收集效率, 实现了近似不可区分全同单光子源, 测量得到光子的相似度为 0.97。

下面我们回顾几种不同类型的微腔增强半导体量子点单光子源的研究进展, 分析量子点与柱状微腔、电泵浦 DBR 微腔、光子晶体微腔等结构组成的单光子源的特点。

#### 3.1 柱状微腔量子点单光子源

柱状微腔用于发射单光子开启于 1999 年 Yamamoto 研究组 Kim 等人<sup>[14]</sup>的研究, 在温度 50 mK 下, 首先实现了柱状微腔内 GaAs/AlGaAs 量子阱三明治结构的单光子发射。随后, 2001 年 Moreau 等人<sup>[15]</sup>利用柱状 DBR 微腔实现了时间可控的量子点单光子源。该柱状微腔由分子束外延生长的 DBR 结构基底, 通过电子束光刻和反应离子刻蚀加工而成。DBR 微腔是顶 9 周期底 15 周期的结构, InAs 量子点处在一个波长长度的微腔中, 如图 3 所示。柱状微腔的品质因子为 400, Purcell 系数为 8, 在温度为 8 K 的条件下脉冲光激发量子点时, 测得发射光子的二阶关联函数  $g^{(2)}(0) = 0.19$ , 表明该量子点可以看作是单光子源。此后不同的研究小组陆续改进了量子点与柱状微腔的生长和加工工艺, 优化了量子点发光和柱状微腔光场耦合性能, 使得柱状微腔在增强半导体量子点单光

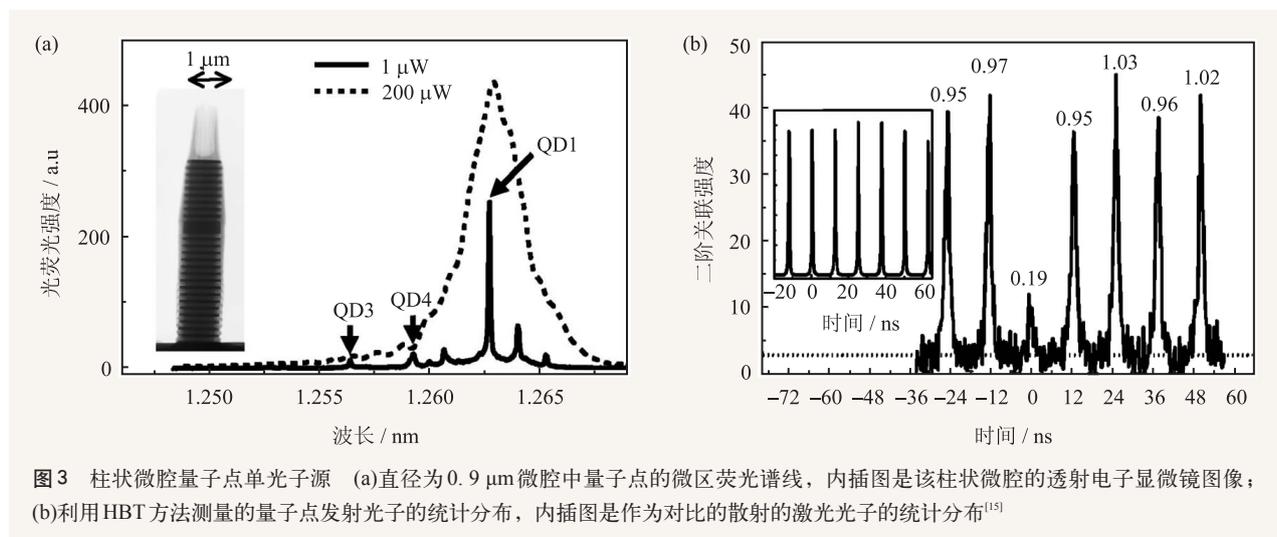


图3 柱状微腔量子点单光子源 (a)直径为0.9 μm微腔中量子点的微区荧光谱线, 内插图是该柱状微腔的透射电子显微镜图像; (b)利用HBT方法测量的量子点发射光子的统计分布, 内插图是作为对比的散射的激光光子的统计分布<sup>[15]</sup>

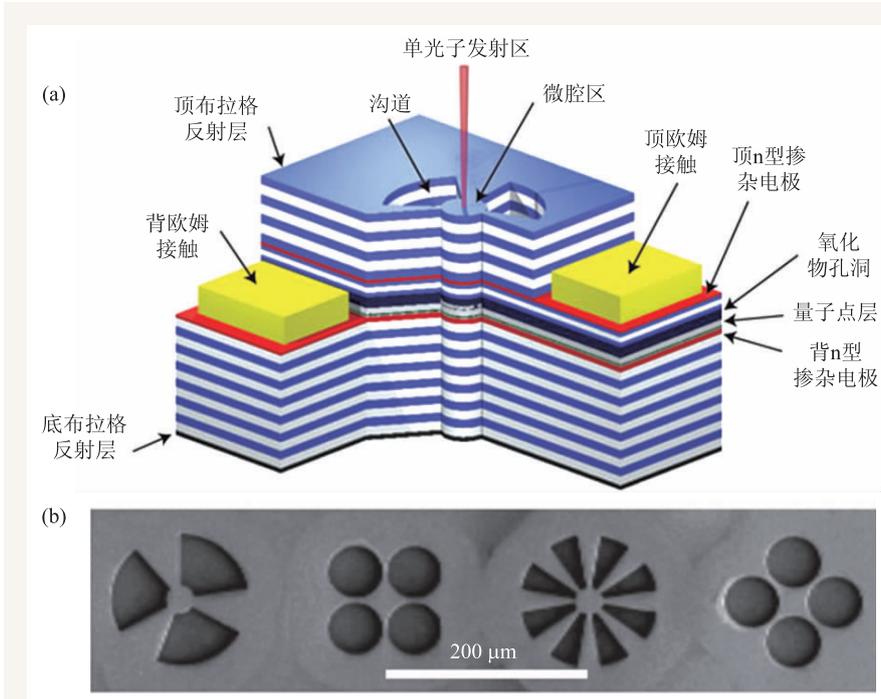


图4 高速极化单光子源 (a)高速发射的单光子源器件示意图。量子点生长在顶底DBR结构中1个波长长度的微腔中,量子点(灰色)上生长有渐变的AlO<sub>x</sub>氧化物限制层(蓝黑色区); (b)不同形状柱状微腔的几何结构的扫描电子显微镜图像<sup>[19]</sup>

子发射方面得到了快速发展。

2002年,同样是Yamamoto研究组,Pelton等人<sup>[16]</sup>将InAs量子点引入柱状DBR微腔,实现了高效单光子发射,此微腔中量子点单模横波单光子的发射效率为38%,比无微腔时高出2个数量级,同时多光子发射概率减小为泊松光子统计的1/7。同年,该组Santori等人<sup>[17]</sup>研究了上述单光子的全同性,通过Hong—Ou—Mandel双光子干涉实验,得到单光子的相似度为0.81,验证了量子点在这种微腔中发射的光子是不可区分的。2003年,该组Vučković等人<sup>[18]</sup>进一步优化了具有这种柱状微腔的InAs量子点的单光子源结构,DBR由顶12周期底30周期结构组成,得到微腔的品质因子为1270,在通过控制温度使量子点发光与微腔光场模式共振时,发射光子的二阶关联函数 $g^{(2)}(0)=0.02$ ,表明多光子的发射概率已经非常小了,实现了十分出色的单光子源。

高速发射是单光子在量子信息处理中得到应用的必备条件,所以提高单光子的实际发射效率

是改善单光子源发射性能的一个重要目标,DBR微腔结构是实现这一目标主要方法之一。2007年, Strauf等人<sup>[19]</sup>在DBR结构中插入铝氧化物层,在铝氧化物层中,由于不同区域的氧化程度不同,形成天然的0.5—2 μm孔洞,如图4(a)所示。利用该孔洞对DBR中光场的限制形成了高品质因子( $Q=50000$ )和低模式体积的微腔,减少了普通柱状微腔表面的散射损失。在脉冲光激发下,通过调制电压,使负电激子与微腔光场模式共振,探测到单光子实际的发射频率是31 MHz。

在线性光学量子计算中,可以利用光子的极化进行编码,因此,实现高度极化的单光子源也是人们一直追求的目标,而这一目标可以通过设计不同的DBR柱状微腔结构来实现。前面提到Strauf等人<sup>[19]</sup>通过改变柱的几何结构,如图4(b)所示,获得了水平方向与垂直方向极化分离的微腔光场模式,通过温度调制量子点发光与微腔光场模式共振,实现了单一极化光子发射。2006年,Darael等人<sup>[20]</sup>利用椭圆型截面的柱状微腔实现了偏振度接近100%的线偏振单光子发射。

另外,在量子点与微腔的强耦合区实现单光子发射也取得了一定的进展。2004年,Forchel研究组的Reithmaier等人<sup>[21]</sup>首先实现了量子点发光与柱状微腔光场模式的强耦合,观测到了量子点激子发光与微腔光场模式共振时出现的反交叉现象。2007年,Yamamoto与Forchel研究组Press等人<sup>[22]</sup>联合研究,利用高质量的圆柱状微腔,在强耦合区首次实现了单光子的发射,该微腔的品质因子高达20000,模式体积为 $0.43 \mu\text{m}^3$ ,实现了

较高的  $Q/\sqrt{V_m}$  比值, 在强耦合区, 量子点激子寿命减小到 15 ps。

### 3.2 LED 中具有 DBR 微腔结构的量子点单光子源

从实用的角度而言, 人们期望能够实现高速电泵浦单光子发射。2010 年, Forchel 研究组 Heindel 等人<sup>[23]</sup> 在柱状微腔中实现了电泵浦量子点单光子发射, 但是器件制备复杂, 操控不方便, 所以探索实用的电泵浦量子点单光子源就很重要。电泵浦的单光子源能更容易被集成到光量子器件中, 有利于单光子源得到广泛应用, 在这个领域有多个研究小组进行了深入的研究。

2002 年, Shields 研究组的 Yuan 等人<sup>[24]</sup> 将量子点生长在 p-i-n 结 LED 中, 首先实现了电泵浦量子点单光子发射。利用分子束外延方法, 将 InAs 量子点生长在 GaAs 基 p-i-n 结的绝缘层中, 利用退火处理的金合金分别作为 p 区和 n 区的欧姆接触, 采用湿法腐蚀不透明的 Al 掩膜时形成的小孔分离出单个量子点。在 5 K 温度下, 实现了单个量子点的电泵浦单光子发射, 获得  $g^{(2)}(0)=0.34$ 。2004 年, 许秀来等人<sup>[25]</sup> 利用具有二维电子气层的量子点 LED, 实现了横向界面单光子发射。

电泵浦单光子发射的实现使得单光子源朝着实用化方向迈出了坚实的步伐, 随后, 提高该结构的单光子收集效率日益迫切, 并提上了日程, 而将 DBR 微腔结构引入电泵浦器件中毫无疑问是解决这一问题的最佳选择。2005 年, Shields 研究组的 Bennett 等人<sup>[26]</sup> 首先研究了具有 DBR 微腔的单量子点 LED, 如图 5 所示。在电泵浦下, 单光子的收集效率提高了 10 倍, 实现了增强发射的单光子源。此后各种优化的 DBR 微腔结构相继被设计出来, 进一步提高了电泵浦单光子发射的各项性能。

从单光子在量子通信领域的实用化角度考虑, 需要开发出通信波段单光子源, 因为此波段的

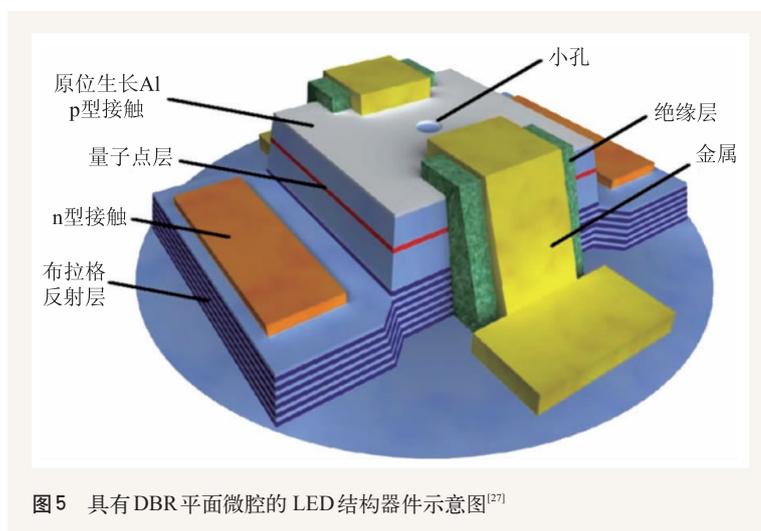


图5 具有 DBR 平面微腔的 LED 结构器件示意图<sup>[27]</sup>

光子在长距离光纤传播中能量损失最小。2007 年, Ward 等人<sup>[27]</sup> 通过如图 5 所示的器件结构实现了通信波段 1.3  $\mu\text{m}$  的电泵浦单光子发射。另外, 电泵浦单光子的高速发射一直受到器件结构的制约, 若干研究小组在增大单光子发射速率等方面陆续取得了卓有成效的成果。2009 年, Shields 研究组 Ellis 等人<sup>[28]</sup> 研究了含有氧化物限制层的 DBR 微腔的量子点 LED, 量子点生长在具有氧化物层的 DBR 微腔内, 其中氧化物层由 3 层 Al 含量分别是 70%, 90%, 100% 的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  组成, 经过湿法渐变氧化过程, 在氧化物层产生了孔洞, 通过孔洞的限制作用, 得到 Purcell 系数为  $2.49 \pm 0.05$ 。在电脉冲泵浦下, 实现了 0.5 GHz 高频单光子发射。后来 Stock 等人<sup>[29]</sup> 通过圆柱形 LED 结构将电泵浦下的单光子发射频率提高到 1 GHz。由于目前外延生长的半导体量子点单光子源的工作温度都处于液氦温区, 这需要大量的费用来维持器件的正常运行, 而且 4.2 K 左右的低温显然不方便操控, 所以提高工作温度也是研究方向之一。2008 年, 中国科学院半导体研究所的孙宝权、牛智川等人<sup>[30]</sup> 实现了在液氮温区 InAs/GaAs 量子点 LED 的单光子发射, 将 III-V 族量子点单光子器件的工作温度提高到了 77 K。在电泵浦极化单光子发射方面, 2010 年 Bhattacharya 等人<sup>[31]</sup> 进行了探索, 在具有 DBR 微腔 LED 结构表面有选择地生长了磁性半导体  $\text{MnAs}/\text{n}^+\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  肖特基异质

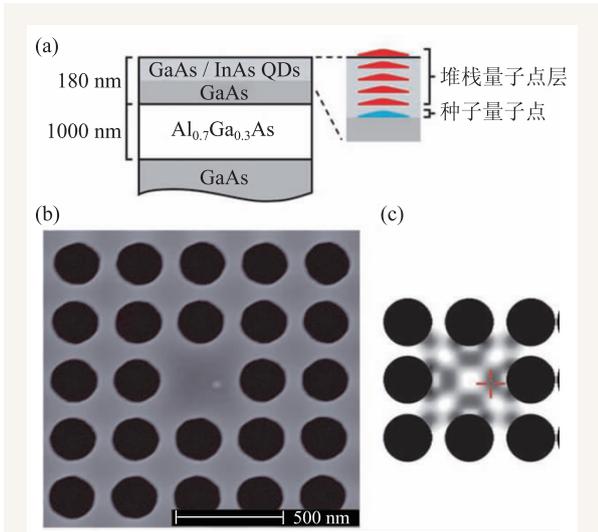


图6 量子点和二维光子晶体微腔耦合 (a)半导体异质结及堆栈生长量子点层结构; (b)缺失一个空气孔缺陷的二维光子晶体结构,其中小白点是作为目标的堆栈量子点; (c)微腔光场模式分布,其中红色标识是量子点位置<sup>[32]</sup>

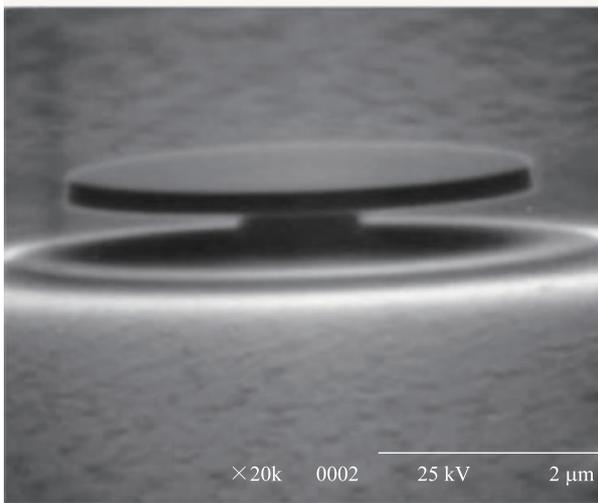


图7 包含InAs量子点层的微盘扫描电子显微镜图像<sup>[38]</sup>

结。在1 T垂直磁场作用下,利用磁性材料对电注入载流子自旋的影响,获得了线性极化的单光子源。

### 3.3 光子晶体微腔中量子点单光子源

光子晶体微腔是一种高品质微腔结构,在与量子点耦合后,能够大幅度改善量子点发光性能。2005年,Imamoglu研究组的Badolato等人<sup>[32]</sup>通过精确标定GaAs/InAs量子点的位置,实现了

量子点和二维光子晶体微腔的有效耦合,如图6所示。具体方法是,在种子量子点上堆栈生长5层量子点,在样品表面找到种子量子点的位置,然后在标定的量子点周围制备光子晶体微腔,使得种子量子点处在光子晶体微腔的光场模式场强最大处。通过调制温度,实现了量子点发光与微腔模式在空间与能量上的匹配,观察到了很强的Purcell效应,在40 K温度下,量子点激子发光与二维光子晶体微腔模式共振时,激子复合寿命减少到200 ps。同年,Yamamoto研究组的Englund等人<sup>[33]</sup>也将高品质因子的二维光子晶体微腔引入到InAs量子点单光子器件中,发射效率比体材料中量子点提高了8倍。可见光子晶体微腔是提高量子点单光子源发射效率的又一有力工具。

2007年,Imamoglu研究组的Hennessy等人<sup>[34]</sup>首先实现了定位InAs量子点激子发光与二维光子晶体微腔光场模式在强耦合区的共振,量子点激子寿命减少到60 ps,是未共振时的1/145,并观察到了明显的反交叉现象。2010年,Brossard与许秀来等人<sup>[35]</sup>实现了单量子点发光和光子晶体波导微腔模式在强耦合区的共振。2009年,Toishi等人<sup>[36]</sup>通过改变空气孔尺寸和增加空气孔数量,显著改善了InAs量子点耦合二维光子晶体单光子源的发射效率和模式,量子点激子发射效率提高了10倍。另外,他们还将这种光子晶体微腔增强发射的光子与光纤耦合,得到了较高的光纤耦合效率。2012年,Birowosuto等人<sup>[37]</sup>将InAs量子点耦合在InP光子晶体微腔中,实现了1550 nm通信波段单光子源。由于光子晶体微腔加工的复杂性以及电极材料对光子晶体微腔品质因子的影响,目前在二维光子晶体中电泵浦单光子源的研究还很少,因此在二维光子晶体结构中实现具有电泵浦单光子源的量子光学网络还有很大的研究和探索空间。

### 3.4 其他微腔结构量子点单光子源

除了上述微腔结构以外,人们也对其他结构

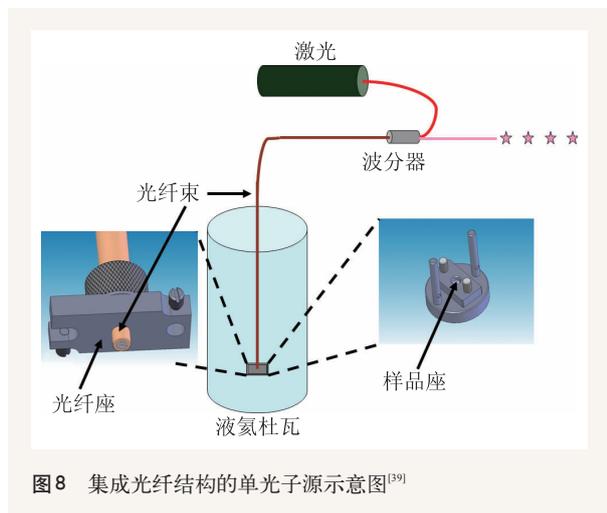


图8 集成光纤结构的单光子源示意图<sup>[39]</sup>

进行了尝试。2000年, Michler等人<sup>[38]</sup>实现了InAs量子点与微盘微腔中回音壁腔模耦合的单光子源。微盘结构如图7所示,微盘中包含InAs量子点层,其直径为5 μm,由直径0.5 μm的Al<sub>0.65</sub>Ga<sub>0.35</sub>As柱支撑。通过调制温度,使得量子点中性激子发光与品质因子为6500的回音壁腔模耦合实现单光子发射。在单光子发射的实用性方面,2007年许秀来等人<sup>[39]</sup>实现了即插即用单光子

源,光子能量有很好的稳定性,同时他们将发光波长扩展至1.3 μm的通信波段<sup>[40]</sup>。如图8所示,他们把600束单模光纤束集成在InGaAs量子点上,光纤束一头打磨平安装到量子点所在的样品座上,另一段光纤可连接波分器,实现了稳定的量子点的激发与单光子发射的收集。

## 4 结束语

我们总结了近年来在微腔增强半导体量子点单光子发射方面的工作进展,这一激动人心的领域取得了长足的发展。半导体微腔显著改善了量子点单光子发射的效率、光子极化、光子全同性等性能,推进了可控、稳定、高速以及高温条件下单光子源的实现。由于单光子在线性光学量子计算、量子密钥分配等领域巨大的应用价值,以及半导体量子点和目前广为应用的半导体集成电路工艺的良好兼容性,实现实用化的半导体量子点单光子源这一需求将持续推动该领域的研究和发展。

## 参考文献

- [1] Eisaman M D *et al.* Review of Scientific Instruments, 2011, 82: 071101
- [2] Buller G S, Collins R J. Measurement Science & Technology, 2010, 21:012002
- [3] Tang J S *et al.* Nat. Photon., 2012, 6:600
- [4] Scheel S. Journal of Modern Optics, 2009, 56: 141
- [5] Michler P. Nonclassical Light from Single Semiconductor Quantum Dots. In: Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003. 315
- [6] 王取泉,程木田,刘绍基等. 基于半导体量子点的量子计算与量子信息. 北京:中国科学技术大学出版社, 2009
- [7] Shields A J. Nature Photonics, 2007, 1:215
- [8] Michler P. Quantum Dot Single-Photon Sources. In: Michler P. Single Semiconductor Quantum Dots. Springer Berlin Heidelberg, 2009.185
- [9] 彭英才,傅广生. 纳米光电子器件. 合肥:科学出版社, 2010
- [10] Kuhn A, Ljunggren D. Contemporary Physics, 2010, 51:289
- [11] Reitzenstein S, Forchel A. Cavity QED in Quantum Dot-Micro-pillar Cavity Systems. In: Michler P. Single Semiconductor Quantum Dots. Springer Berlin Heidelberg, 2009.267
- [12] Benson O. Nature, 2011, 480:193
- [13] He Y M *et al.* Nat Nano., 2013, 8:213
- [14] Kim J *et al.* Nature, 1999, 397:500
- [15] Moreau E *et al.* Applied Physics Letters, 2001, 79:2865
- [16] Pelton M *et al.* Physical Review Letters, 2002, 89:233602
- [17] Santori C *et al.* Nature, 2002, 419:594
- [18] Vučković J *et al.* Applied Physics Letters, 2003, 82:3596
- [19] Strauf S *et al.* Nat. Photon., 2007, 1:704
- [20] Daraei A *et al.* Applied Physics Letters, 2006, 88:051113
- [21] Reithmaier J P *et al.* Nature, 2004, 432:197
- [22] Press D *et al.* Physical Review Letters, 2007, 98:117402
- [23] Heindel T *et al.* Applied Physics Letters, 2010, 96:011107
- [24] Yuan Z L *et al.* Science, 2002, 295:102
- [25] Xu X, Williams D A, Cleaver J R A. Applied Physics Letters, 2004, 85:3238
- [26] Bennett A J *et al.* Applied Physics Letters, 2005, 86:181102
- [27] Ward M B *et al.* Applied Physics Letters, 2007, 90:063512

[28] Ellis D J P *et al.* *New Journal of Physics*, 2008, 10:043035  
 [29] Stock E *et al.* *Semiconductor Science and Technology*, 2011, 26:014003  
 [30] Dou X M *et al.* *Applied Physics Letters*, 2008, 93:101107  
 [31] Bhattacharya P *et al.* *Applied Physics Letters*, 2010, 96:101105  
 [32] Badolato A *et al.* *Science*, 2005, 308:1158  
 [33] Englund D *et al.* *Physical Review Letters*, 2005, 95:013904

[34] Hennessy K *et al.* *Nature*, 2007, 445:896  
 [35] Brossard F S F *et al.* *Applied Physics Letters*, 2010, 97:111101  
 [36] Toishi M *et al.* *Optics Express*, 2009, 17:14618  
 [37] Birowosuto M D *et al.* *Sci. Rep.*, 2012, 2:321  
 [38] Michler P *et al.* *Science*, 2000, 290:2282  
 [39] Xu X L *et al.* *Applied Physics Letters*, 2007, 90:061103  
 [40] Xu X L *et al.* *Applied Physics Letters*, 2008, 93:021124

## 磁共振成像首次达到纳米级分辨

美国 Illinois 大学的研究人员研制的磁共振成像 (MRI) 技术首次达到 10 nm 的空间分辨。这种技术对于生物样品的研究是特别有用的。如果进一步改进, 甚至可以用于病毒和蛋白质大分子的成像。

MRI 利用的是核磁共振 (NMR) 原理。科学家们可以用 MRI 来研究多种不同材料的化学成份, 其中包括对活组织进行研究, 因此, MRI 已成为医学中重要的

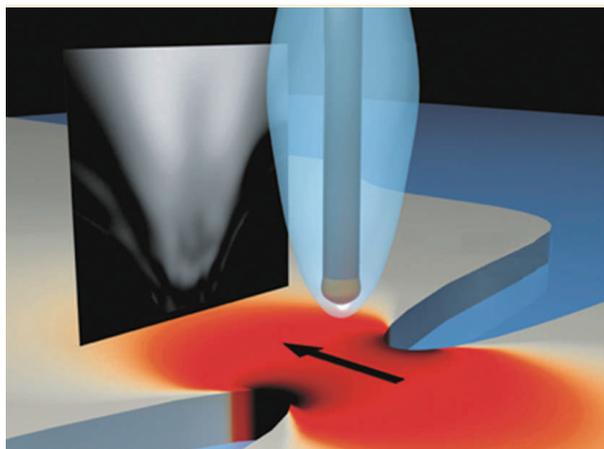


图1 用纳米级磁共振成像技术对聚乙烯样品中的氢原子核的自旋进行成像

### 物理新闻和动态

诊断工具。这种技术通过测量样品原子核的磁距(或自旋)对外加磁场和电磁辐射的响应来成像。但是由于单个的核磁距非常微小, 小的样品的 MRI 信号很弱, 容易被噪声淹没。所以除特殊情况外, MRI 很难达到小于 1 mm 的空间分辨。

在最近的研究中, Raffi Budakian 及其同事将待测的一小片聚苯乙烯样品放到一个硅纳米丝机械共振器上, 该共振器是一个大约 15  $\mu\text{m}$  长 50 nm 宽的硅丝。他们将这个硅纳米丝放在一个 240 nm 宽 100 nm 厚的金属压缩器 (metal constriction) 上面。让高频电流通过压缩器产生 MRI 成像所需的强磁场 (见图 1)。

然后, 研究人员使电流产生振荡, 并通过压缩器来产生一个磁场梯度, 该梯度的交变频率与纳米丝振荡的频率相同。样品中的磁矩与交变的非均匀磁场相互作用, 在纳米丝上产生微小的振荡, 这种振荡用光学干涉仪进行测量。

Illinois 小组成功地使用这种方法对聚乙烯样品中的氢原子核的自旋进行了成像, 在获得的材料中, 氢密度二维投影的空间分辨为 10 nm。有关论文发表在 *Phys. Rev. X*, 2013, 3: 031016 上。

(树华 编译自 *Physics World News*, 14 October 2013)

### 读者和编者

## 《物理》有奖征集封面素材

均有稿酬及全年《物理》杂志相送。

请将封面素材以附件形式发至: physics@iphy.ac.cn; 联系电话: 010-82649470; 82649029

期待您的参与!

为充分体现物理科学的独特之美, 本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃跃寄与物理学相关的封面素材。封面素材要求图片清晰, 色泽饱满, 具有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。被选用的封面素材提供者,

《物理》编辑部