

量子点操控的光子探测和圆偏振光子发射

李天信 翁钱春 鹿建 夏辉 安正华 陈张海 陈平平 陆卫

Single photon detection and circular polarized emission manipulated with individual quantum dot

Li Tian-Xin Weng Qian-Chun Lu Jian Xia Hui An Zheng-Hua Chen Zhang-Hai Chen Ping-Ping
Lu Wei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 227301 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20182049

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20182049>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2018/V67/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[耦合 Majorana 束缚态 T 形双量子点中的 Andreev 反射](#)

Andreev reflection in a T-shaped double quantum-dot with coupled Majorana bound states

物理学报.2016, 65(13): 137302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.137302>

[基于量子点和 MEH-PPV 的白光发光二极管的研究](#)

White light emitting diode based on quantum dots and MEH-PPV

物理学报.2016, 65(6): 067301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.067301>

[准一维半导体量子点中电偶极自旋共振的物理机理](#)

The mechanisms of electric-dipole spin resonance in quasi-one-dimensional semiconductor quantum dot

物理学报.2015, 64(16): 167303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.167303>

[电子-声子相互作用对平行双量子点体系热电效应的影响](#)

Influences of electron-phonon interaction on the thermoelectric effect in a parallel double quantum dot system

物理学报.2015, 64(7): 077301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.077301>

[耦合锗量子点中空穴态对称特性研究](#)

Asymmetry of hole states in vertically coupled Ge double quantum dot

物理学报.2014, 63(22): 227301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227301>

专题: 单量子态探测及其相互作用

量子点操控的光子探测和圆偏振光子发射*

李天信^{1)†} 翁钱春¹⁾²⁾ 鹿建³⁾ 夏辉¹⁾ 安正华³⁾⁴⁾
陈张海³⁾ 陈平平¹⁾ 陆卫¹⁾

1)(中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

2)(华东师范大学, 极化材料与器件教育部重点实验室, 上海 200241)

3)(复旦大学, 表面物理国家重点实验室, 先进材料研究所, 上海 200433)

4)(复旦大学, 微纳光子结构教育部重点实验室, 上海 200433)

(2018年11月19日收到; 2018年11月20日收到修改稿)

半导体量子点是研究光子与电子态相互作用的优选固态体系, 并在光子探测和发射两个方向上展现出独特的技术机遇. 其中基于量子点的共振隧穿结构被认为在单光子探测方面综合性能最佳, 但受到光子数识别、工作温度两个关键性能的制约. 利用腔模激子态外场耦合效应, 有望获得圆偏振态可控的高频单光子发射. 本文介绍作者提出的量子点耦合共振隧穿(QD-cRTD)的光子探测机理, 利用量子点量子阱复合电子态的隧穿放大, 将QD-cRTD光子探测的工作温度由液氢提高至液氮条件, 光电响应的增益达到 10^7 以上, 并具备双光子识别能力; 同时, 由量子点能级的直接吸收, 原型器件获得了近红外的光子响应. 在量子点光子发射机理的研究方面, 作者实现了量子点激子跃迁和微腔腔模共振耦合的磁场调控, 在Purcell效应的作用下增强激子自旋态的自发辐射速率, 从而增强量子点中左旋或右旋圆偏振光的发射强度, 圆偏度达到90%以上, 形成一种光子自旋可控发射的新途径.

关键词: 单光子探测, 单光子发射, 量子点, 光学微腔

PACS: 73.21.La, 85.60.Gz, 85.60.-q

DOI: 10.7498/aps.67.20182049

1 引言

1.1 光子、电子分别是研究自由空间和固体环境中量子单态的主要媒介, 也是未来量子技术的候选载体

在微观量子态中, 光子态不受温度影响, 并具有独一无二的传输速度和量子状态保持能力, 使得光子成为最适合的量子信息载体. 另一方面, 得益于对电学和电子学的研究积累和广泛利用, 人类已具备精巧的电子态制备、观测和控制能力. 目前对光子、电子态的研究均已经进入了单粒子水平, 实现了一系列单量子态特征的观测和操控. 值得指出的是, 光子的内禀特性中, 偏振态尤其圆偏振态

是正交且完备的基矢; 而圆偏振光场的轴对称特性赋予光子更强的抗杂散干扰能力, 因此圆偏振光子在自由空间量子信息传递中相对目前常用的线偏振光子是更好的选择.

通过电子跃迁过程可以实现光电两类量子态之间能量和信息交换, 加上在各自空间优异的内禀特性, 光子和电子自然成为构划中的基于量子特征新技术的候选粒子. 为此, 近十年来光子-电子复合量子态的探索受到极大关注, 一些重要的光电子量子操作得到示范印证^[1]. 在光子-电子相互作用的候选物质结构中, 受到三维空间束缚的全量子化能级体系是理想的耦合体系. 其中, 原子、分子具有典型的分立电子结构, 因而成为研究单光子发射、单分

* 国家自然科学基金(批准号: 91321311, 11574336)和上海市科委基础研究项目(批准号: 18JC1420400)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: txli@mail.sitp.ac.cn

子物理化学的热点. 不过原子对于光子的散射截面很低、稳定原子对实验环境要求较高, 限制了这类光子-电子作用体系在更广范围内被采用.

固态环境中, 半导体量子点具有类原子的电子结构, 并且在特定电子能态的设计和制备、借助电/磁等外场进行控制方面有很高的自由度. 另外, 量子点对光子的吸收截面比原子和简单分子高3个量级以上, 因此, 尽管多数量子点的子能级间距较小, 使光电量子过程的观测温度受到一定限制, 量子点仍然是研究单电子、单光子操作^[2]、光子-电子纠缠态^[3]首选的固态体系. 同时, 电子(激子)的自旋角动量对应了光子的圆偏振态, 因此量子点还是光子-电子自旋态交换的有效体系^[4].

1.2 量子点操控的光子发射和探测

1.2.1 量子点单光子源

光量子信息研究对光子源的要求体现在单光子(反聚束)、单色、不可区分性以及发射效率、频率和发射时间抖动等方面, 寻求高品质的理想单光子源是近年来光量子信息领域的一个重要研究方向. 其中半导体外延量子点的单光子发射首先由 Michler 等^[5]演示, 十年后 Salter 等^[6]实现了保真度达到0.82的量子点纠缠光子源. 与此同时, 在单光子源的波长、效率、线宽和发射频率方面也越来越接近光量子信息研究和应用的要求. 1) 光子波长: 应用不同材料(能隙)量子点可以得到可见至近红外的单光子源, 其中 InAs/InP 量子点可发射 1.55 μm 单光子^[7]. 2) 时间抖动: 微腔中量子点受 Purcell 效应驱动可以将激子的自发发射速率加快5倍以上, 达到0.1—0.2 ns (1.55 μm), 大幅改善了光子源的时间抖动特性^[8]. 3) 发射效率: 在线性光学量子计算中, 对单光子的发射和探测效率都有要求. 2005年 Bennetta 等^[9]报道了效率为0.1($g^2(0) = 0.02$)的光子发射, 2010年纠缠光子对的发射和收集综合效率达到80%^[3]. 4) 工作温度: 早在2000年, 室温量子点单光子发射就已经被演示, 但线宽有所展宽, 要获得不可分辨光子序列仍需要较低的温度^[10]. 5) 重复频率: 2009年, Bimberg 等^[11]将电驱动物量子点单光子发射速度提高到 GHz 量级, 并且二阶关联函数 $g^2(0)$ 接近0.

需要说明的是, 上述量子点光子发射特性的显著进步离不开对人工光学微腔结构的利用. 迄

今已经有多种量子点-光子微腔结构被制备和研究, 包括回音壁共振腔、微柱共振腔、光子晶体微腔、等离子腔和纳米线-量子点结构等. 其中利用光子晶体微腔能获得相对更高的品质因子, $Q_{\text{GaAs}} \sim 7 \times 10^5$, 和更高的 Purcell 增强系数 (> 10 , 理论值超过100)^[12], 因此在近年量子点和光子强耦合作用中得到更多应用^[13]. 在提高光子收集效率方面, 将量子点置于纳米线中有利于光子的小角度定向发射, 这对单光子发射和收集效率有较高要求的应用有利^[14].

总体而言, 此前的量子点光子源研究注重单光子品质和适应量子信息技术的发射性能, 对于光子的重要内禀状态即圆偏振态关注较少. 在量子点光电作用中, 圆偏振光子态既是和激子自旋态守恒的基本参量, 同时也可能为特定的应用如自由空间量子通信提供优质的量子编码基矢.

自由空间量子通信需要面对大气层中链路的干扰(湍流、自然界背景光等因素), 从而导致信号弱、畸变大、背景噪声很强. 为此, 人们在正交线偏振调制的基础上提出圆偏调制. 该调制方式除具有线偏振调制的低误码率特性, 同时相比线偏振调制具有两个优点: 1) 使用中无需发射端和接收端偏振轴的对正, 圆偏调制比线偏调制多出了一个自由度(转动), 对于圆偏调制系统, 光信号的旋光方向不受通信终端的相对转动影响, 因此接收端仍然可以正常判断出传送的数据, 系统性能未受影响; 2) 圆偏振光在经历粒子散射时, 其散射场的分布为轴对称的均匀分布, 光强分布更均匀. 这种均匀分布有利于减少光强涨落造成的系统误判, 进一步降低误码率. 因此, 圆偏振调制技术在未来星地激光通信中有着广阔的发展前景.

1.2.2 量子点调控单光子测量

相对于单光子源, 单光子测量和更多学科的前沿研究相关联, 包括生物、医学、天文等学科对宽谱段的光子探测提出了要求, 因此单光子测量在一定程度上支持了这些学科前沿研究的推进. 同时, 光子探测引领着更宽广的技术应用. 在光量子信息领域, 光子探测是支撑技术之一, 比如通讯波长的单光子探测技术尚不够理想, 目前的量子信息传输试验主要限制在 Si 基单光子器件能检测的波段 ($< 1.1 \mu\text{m}$). 在军事领域, 光波是主要的信息获取渠道, 也是对包括光子探测在内的极端性能技术有

紧迫需求的领域. 随着反雷达技术的日趋成熟, 电磁信息获取更加依赖主、被动模式的光学传感, 光子探测技术的每一点进步都可能改变对立双方信息获取能力的平衡. 从探测波长角度, 近红外及可见光子的能量较高, 探测方案更丰富, 技术水平都更成熟. 而红外波段的光子能量更低, 同时高性能光子探测的技术和科学价值更突出. 对于空间光电应用, 光子探测尤其是红外光子探测还可能触发全新的遥感模式, 即从对辐射能量的遥感跨向基于分子量子态辐射或吸收的精细遥感.

在新原理单光子探测方案中, 量子点控制的输运放大机理展示了适应未来量子技术要求的诱人特性, 如 1) 极低的暗计数率; 2) 极高的增益; 3) 探测波长的适应性; 4) 与量子点单光子源完全兼容的材料体系和工艺制程; 5) 为自旋守恒光子探测提供了可能.

目前国际上利用量子点进行单光子探测存在两种不同的探测机理: 一类是基于量子点俘获单个光生载流子以场效应方式调控二维电子气; 另一类是利用量子点带电引发近邻的双势垒共振隧穿电流, 实现非线性放大. 2009年, 《Nature Photonics》综述文章^[15]对现有单光子探测器的性能进行了比较. 其中基于共振隧穿放大机理的量子点单光子探测器 (quantum dot resonant tunneling diodes, QD-RTD) 获得了最佳的性能参数评定 (figures of merit, 用于综合评定一款单光子探测器的性能). 2000年, 东京大学 Komiyama 等^[16]报道在量子霍尔体系采用独特的量子点栅控技术实现了太赫兹波段的单光子探测, 但工作条件苛刻, 需要磁场和 50 mK 的极低温度. 与此同时, 东芝公司 Shields 等利用自组织生长量子点作为光敏浮栅, 在这种栅控量子器件 (QD-FET) 体系中观测到近红外波段的单光子探测效应. 2005年, Blakesley 等^[17]利用量子点和双势垒共振隧穿二极管结合 (QD-RTD) 成功实现了 5 K 温度下的单光子探测.

目前, 量子点调控隧穿放大进行光子探测的瓶颈问题一是单光子响应的有效工作温度低, 二是不能进行光子数分辨, 成为这类探测方案广泛应用的主要障碍. 事实上, 量子点的全维度分立电子能级结构决定了它具有相对其他低维量子态更强的抗热扰动特性, 因此优化零维-二维组合电子态, 充分发挥前者电子结构和后者共振放大机理的温度不敏感性, 是决定较高温度光子探测的科学问题.

本文介绍一种量子点耦合隧穿模型, 将量子点的能态与共振隧穿二极管的共振态联系起来, 成为一种新的光子高灵敏探测途径, 实质性地提升量子点隧穿放大光子探测的关键性能, 如量子点光子探测的有效工作温度、光子分辨能力等. 同时, 利用磁场调控量子点激子跃迁和微腔腔模的共振耦合, 在 Purcell 效应的作用下增强激子自旋态的自发辐射速率, 实现圆偏度达到 90% 以上的单光子发射, 形成一种光子自旋可控发射的新途径.

2 量子点隧穿放大光子探测的新机理

2.1 量子点耦合共振隧穿二极管 (QD-cRTD)

国际上已经报道的 QD-RTD 探测器是基于量子点被光生载流子注入后引起局部电势的变化, 进而带动邻近共振隧穿状态的移动, 实现隧穿放大光子探测, 这一过程总体上还是利用了量子点电荷注入后的经典库仑作用^[16,17]. 当量子点与共振隧穿量子阱互相靠近时, 由于衰减态的存在, 两个量子受限体系中的局域电子波函数可能发生相互作用, 当满足一定条件时, 两个体系中的独立能态之间有可能形成一个耦合的新能态.

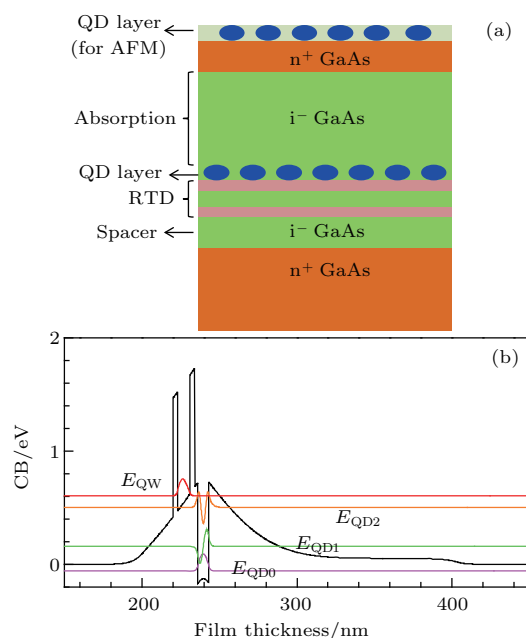


图 1 (a) 量子点耦合共振隧穿二极管结构和 (b) 导带能级示意图^[18]

Fig. 1. (a) Structure of the quantum dot coupled resonant tunneling diode (QD-cRTD); (b) calculated conduction band structure and each energy state of the device^[18].

在模型计算中,用InAs量子阱代替量子点,从而进行了沿着器件结构生长方向的一维局域态理论计算.由于电子的实际分布会对能带有一定的影响,所以必须考虑自洽地求解薛定谔方程和泊松方程,才能更准确地描述QD-RTD体系中的量子能态对应分布.通过计算发现量子点中存在三个能级,并且由于量子点势能在导带的自洽性拱起,导致量子点的第二激发态能够趋近量子阱中的局域能态^[18].

进一步的研究表明,量子点与量子阱之间的耦合效率还会受到另一个重要结构参数的影响:RTD势垒层的厚度.即使量子阱与量子点之间的局域能级能够匹配上,如果RTD的AlAs势垒层较厚,会导致量子阱中的电子波函数无法通过衰减态延伸到量子点区域,那么两个量子体系之间的耦合还是不会发生.我们将AlAs势垒层的厚度从原先的3 nm变为6 nm,并进行相同的计算.当量子点的高度为6.6 nm时,量子阱局域能级与量子点激发态能级匹配,满足前述条件.但是通过相应的电子波函数分布计算后发现,两个能态之间并没有波函数之间的关联,即没有在空间上形成重叠,因此两个能态之间是完全独立的.我们的研究表明,只有AlAs势垒层小于4 nm时,才有能级耦合的可能.

能够使量子点与量子阱发生耦合作用的两个必要条件为:

- 1) 量子点中的激发态能级能够与量子阱中的局域能级匹配;
- 2) 量子点与量子阱之间势垒层较薄,使电子波函数的衰减态能够延伸到另一侧.

更有效的量子点与量子阱之间的耦合作用可以通过进一步减薄RTD势垒层的厚度.计算了当RTD的AlAs势垒层减薄至2.5 nm时,量子阱与量子点激发态之间非常强的耦合作用(电子波函数基本重叠),意味着在量子点中单个电子的缺失会立即通过这种量子耦合作用被量子阱局域能级感知到.即此时量子点可以通过量子耦合作用来影响RTD的隧穿特性,而不是经典的库仑耦合作用.

2.2 QD-cRTD 器件的光子响应

从以上的理论计算及分析中可以看到,量子点与量子阱之间的耦合需要比较苛刻的条件.实际QD-cRTD器件中有效区域内只有少部分量子点能够满足此耦合条件.所以在器件进行光子探测过程中,也存在着这两类量子点的贡献区别.

无光照时(蓝线),器件的电流值一直保持恒定.当有微弱入射光时(平均入射光子数约每秒1.4个),器件的电流开始上升,可以看到,器件的电流上升呈现两种状态,一种是以大台阶电流跳变的方式进行,另外一种是以连续的斜线方式增长.其实这两类电流的增长来自于两类不同量子点的贡献.与量子阱能态耦合的量子点贡献了台阶状的大电流跳变,而非耦合量子点则贡献了斜线式的光电流.

2.3 QD-cRTD 器件光子统计实验及光子数分辨

对QD-cRTD器件进行长时间的光子计数测试,特别是在不同平均入射光子数下.需要提及的是,由于器件的工作点可能会随着光照慢慢漂移,特别是在长时间光子探测过程中,而器件单光子响应幅度对电压工作点是敏感的,工作点的微弱漂移可能导致器件光子统计峰的展宽(或漂移).因此,在长时间光子统计实验中,需要对器件施加周期性的重置操作.

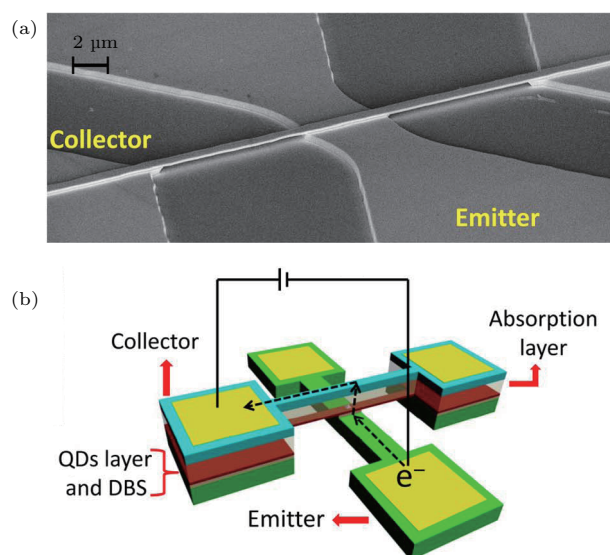


图2 (a) 交叉桥结构的QD-cRTD器件扫描电子显微(SEM)图; (b) 正偏压时QD-cRTD器件的电流通道^[19]
 Fig. 2. (a) Scanning electron microscope image of QD-cRTD device with cross-wire freestanding bridge; (b) electron path from bottom contact (emitter) to top contact (collector) under positive bias for single-photon detection^[19].

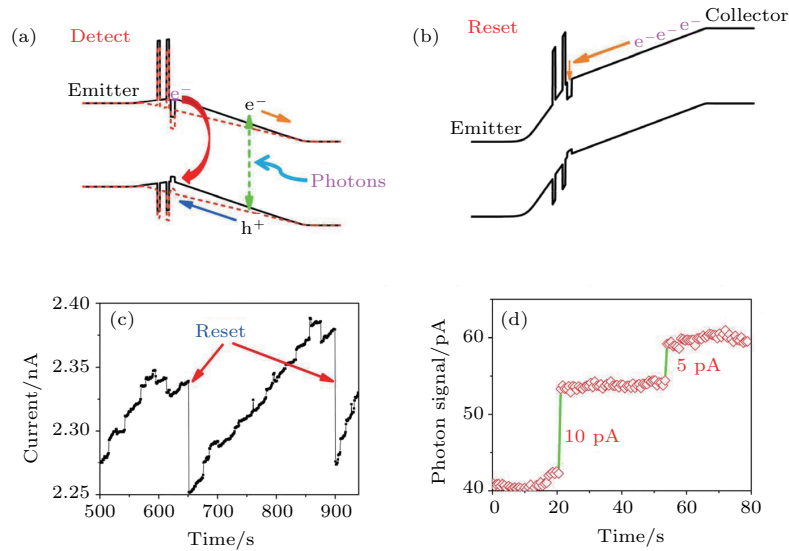


图3 (a) 探测和 (b) 重置状态下量子点耦合共振隧穿二极管的能级示意图; (c) 重置电注入和 (d) 光子响应引起的电流台阶 [19]

Fig. 3. (a) Band diagrams of QD-cRTD when positively biased for single-photon measurements before (dark line) and after (red line) absorption photons; (b) band diagram of QD-cRTD when negatively biased for efficient electron-injecting operation; (c) time trace of single-photon detection with proposed electron-injecting operation; (d) quantized step-like current signal due to different photon-number states detected [19].

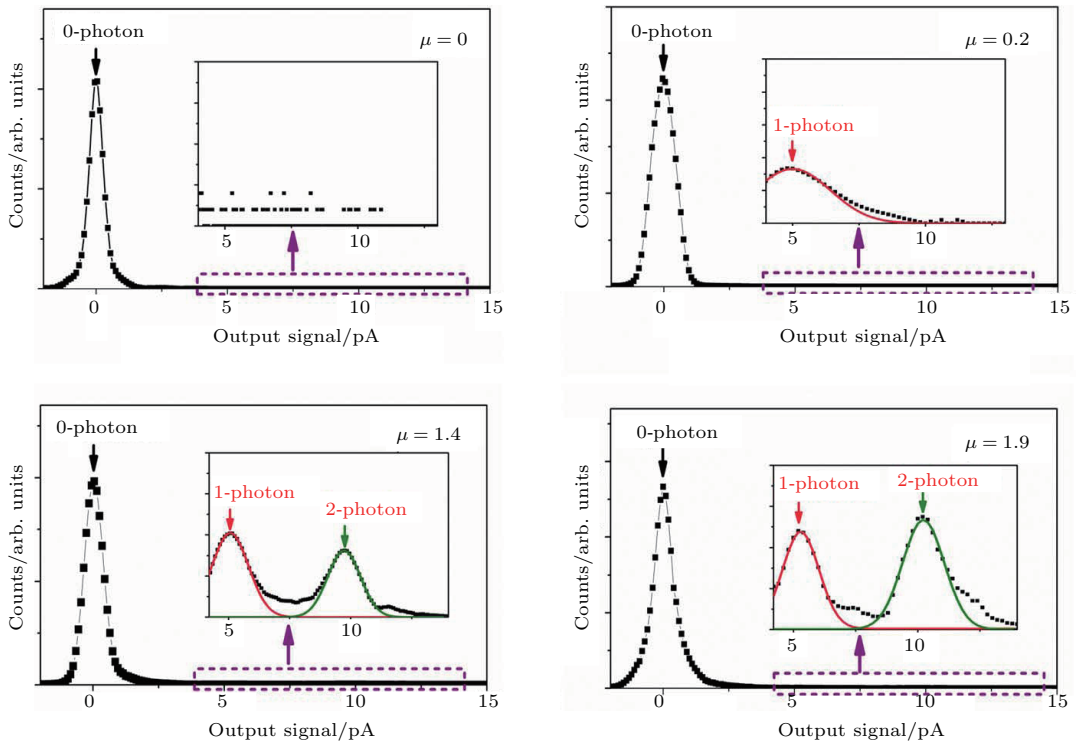


图4 量子点耦合共振隧穿二极管的光子数识别 (4.2 K) [19]

Fig. 4. Photon-number-discrimination detection under different illumination levels in 4.2 K [19].

原型器件长时间光子计数统计结果表明, 在平均入射光子数为 1.4 和 1.9 时, 器件的电流变化输出分别在 0, 5.0 和 10.0 pA 处形成统计峰, 在时间轴上分辨出的量子化的电流台阶跳变信号, 我们可以

得出这样一个结论: 0, 5.0 和 10.0 pA 三个峰位的形成分别是器件对 0 个光子、1 个光子和 2 个光子的吸收做出的不同响应. 可以看出不同平均入射光子数下各个峰位的相对幅度在变化. 当平均入射光子

数只有0.2时, 单光子的吸收占主导, 而双光子的吸收概率则较低, 表现为在10.0 pA处无明显统计峰. 在平均入射光子数为1.4时, 单光子峰的统计数相比于双光子峰还较高, 但在平均入射光子数为1.9时, 情况则相反, 表明此时器件对双光子的吸收相比于单光子已占优势. 基于这一系列实验结果, 我们确信已经证明了该器件对入射光子数具有一定的分辨能力^[19]. 虽然目前我们只演示了器件对0光子、1光子及2光子的分辨, 但这已经是基于共振隧穿效应的单光子探测器在该项重要性能上的突破. 而此前该类型器件被《Nature Photonics》综述文章评定为不具备光子数分辨能力.

对量子点施加电子预填充或电子预清空操作可以显著地影响量子点耦合隧穿光响应特性. 利用反向偏置(-1.6 V)可以对量子点进行电子填充, 而正向大偏置电压(+7 V)则可以清空量子点中储存的电子. 从器件在周期性的不同重置脉冲下(-1.6 V或+7 V)光电流的积累情况来看, 在对量子点进行周期性的电子填充后, 器件能够在更高入射光强下保持线性响应, 而对器件施加量子点电子清空操作则使器件迅速饱和. 针对这一特性, 我们提出了在反偏量子点耦合隧穿下, 器件进行有效光

探测的工作模式. 在反偏下, 双势垒下方是电子耗尽区, 光生空穴随施加的电场漂移至电子耗尽区并由于量子点的库仑吸引作用而被束缚在耗尽区内, 从而拉低了共振隧穿二极管中的共振态能级, 引发共振隧穿电流. 因此, 量子点层储存的电子数目决定了器件光探测的动态范围. 对量子点施加有效的电子注入能够拓展器件的光探测能力. 利用这一光子探测机理, 在80 K下测试到了单光子吸收引起的电流跃变^[20].

表1 不同温度下QD-cRTD的光子数分辨能力^[19]

Table 1. Probabilities of correctly determining the photon number states^[19].

Temperature	Photon number	Decision region	Percent correct
4.2 K	0	$I_{\text{step}} \leq 4.0 \text{ pA}$	~100
	1	$4.0 \text{ pA} < I_{\text{step}} \leq 7.5 \text{ pA}$	90
	2	$7.5 \text{ pA} < I_{\text{step}} \leq 14.0 \text{ pA}$	98
77 K	0	No step-like feature	~100
	1	$2.80 \text{ pA} < I_{\text{step}} \leq 8.89 \text{ pA}$	89
	2	$8.89 \text{ pA} < I_{\text{step}} \leq 21.0 \text{ pA}$	85

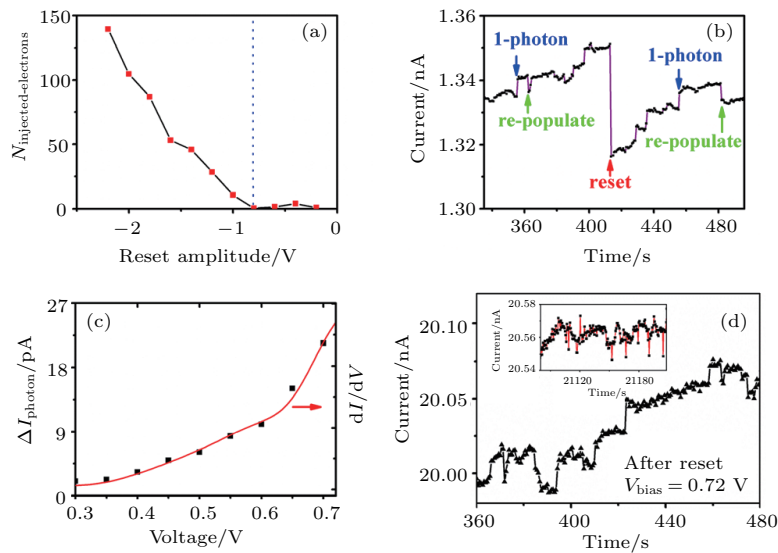


图5 80 K 温度下 QD-cRTD 对电子注入和光子注入的响应 (a) 注入电子数随脉冲偏置电压的变化; (b) 光注入和电注入器件的时间响应; (c) 光电流以及微分电流随偏压的变化; (d) 0.72 V 偏压下的光子响应^[20]

Fig. 5. (a) The number of injected-electrons varies as the amplitude of the reset pulse; (b) time-resolved measurements of single-photon detection with reset operation at 0.46 V; (c) left, strength of single-photon induced signal compared to working voltage; right, differential conductance of different voltage derived from I - V characteristic without illumination; (d) time-resolved measurements of single-photon detection at 0.72 V, inset is fast random reset occurs without resetting^[20].

2.4 QD-cRTD 器件的近红外光子响应

在 QD-cRTD 器件对不同波长光子响应的光电流谱测试中, 利用合适的反向非共振隧穿电流能够对量子点进行电子态的重新设定(即重置操作), 从而消除量子点“记忆效应”的影响. 周期性地对器件进行快速电子注入, 并连续改变入射波长, 只要变换波长的时间间隔大于重置周期, 就可以通过锁相获取不同波长入射下器件的响应变化情况, 从而得到精细的光电流谱数据.

以往报道的常规 QD-RTD 器件由 GaAs 层吸收光子, 因此光子水平的响应探测截止于 820 nm 左右, 而从图 6 (a) 可以看到, 采用耦合结构的 QD-

cRTD 器件的响应可以一直拓展到 1.3 μm 近红外通讯波段. 更精细的光电流谱数据表明, 在 1.1 μm 波长附近量子点的带间跃迁也起主导作用.

利用长通滤光片(截止波长 1000 nm) 滤除可见光后, 测试得到器件在近红外波段的响应情况, 发现在 1100 nm 入射波长附近有一个凸起. 该器件结构进行微区光致激光(PL) 谱测试也表明了 1100 nm 附近的 InAs 量子点跃迁. 因此在近红外光电流谱数据中观察到的 1100 nm 峰对应了量子点带间跃迁所引起的光响应. 利用这一探测机理, 成功地检测到了 1.1 μm 单光子吸收所引起的电流跳变 [21].

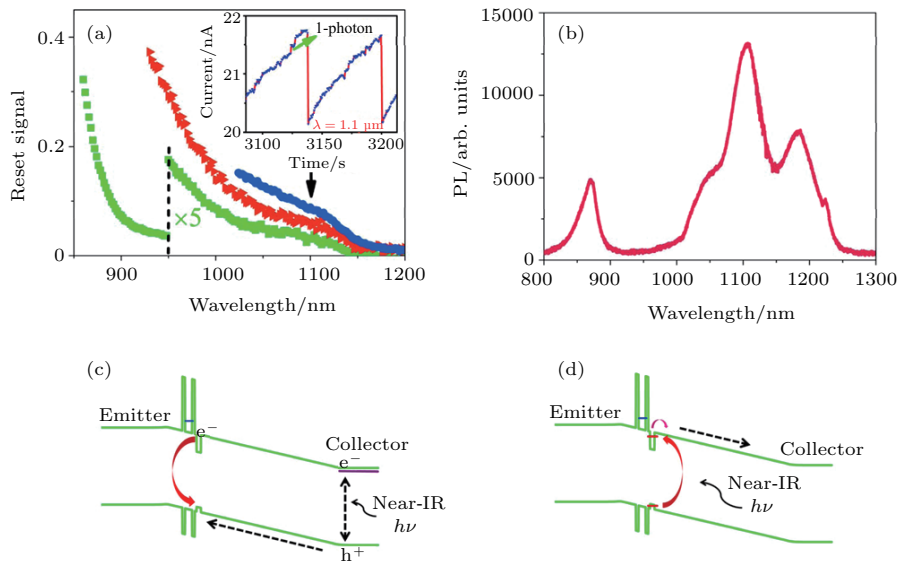


图 6 (a) 近红外波段 QD-cRTD 器件的光电流谱, 插图是器件对波长 1100 nm 光子的时间响应; (b) 器件结构的显微荧光谱; (c) GaAs 层吸收和 (d) 量子点吸收时的能带示意图 [21]

Fig. 6. (a) Photocurrent spectrum in the near-infrared with different reset frequency and cut-off wavelength filter (square-green dot, reset ~ 600 Hz; triangle-red dot, reset ~ 160 Hz, and round-blue reset ~ 100 Hz); inset shows time-resolved single-photon signal with 1100 nm incident photons at 80 K; (b) μ -PL spectra of the device; (c) band diagram of near-infrared detection by n-doped GaAs collector; (d) band diagram of near-infrared photon detection by interband absorption of QDs [21]

3 量子点圆偏振光子发射

3.1 磁场中单个量子点的塞曼效应与抗磁效应

在磁场中, 由于电子与空穴能级的塞曼效应, 导致其与自旋相关的能态简并的消除, 对于电子态, 分裂为自旋为 1/2 和 -1/2 的自旋态, 而对于空穴分裂为总角动量为 3/2 和 -3/2 的空穴态, 量子点中的电子与空穴能级在磁场中分裂前后的能级结

构如图 7 所示. 由于跃迁选择定则的限制, 自旋量子数的差 $\Delta M = \pm 1$, 因此只有自旋为 1/2 的电子与 3/2 的空穴, 以及自旋为 -1/2 的电子与 -3/2 的空穴束缚形成激子, 能够辐射复合并发出光子, 我们称其为亮激子态.

在低温条件下对量子点样品做变磁场扫描, 在 0—5 T 内其 PL 光谱如图 7 所示. 随着磁场的增加, 可以看到每一条谱线均分裂为两支能量不同而强度基本相同的谱线, 并且一支向高能侧偏移, 另一支向低能侧移动, 这正是由于单量子点中单激子在

磁场中所受到的塞曼效应和抗磁效应的共同作用所导致的结果. 利用磁场, 可以实现对单个量子点中自旋态的操控, 而不同的电子空穴自旋态所形成的激子由于具有特定的自旋配置, 因而有望实现具有特定偏振光子的发射.

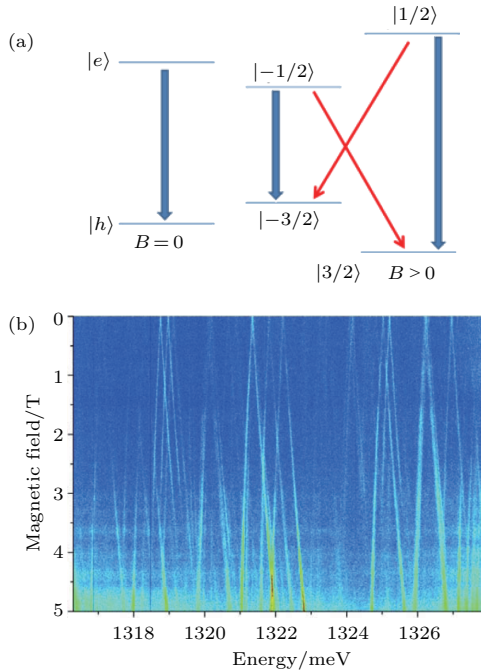


图7 (a) 单量子点中电子与空穴基态能级在磁场中的分裂示意图; (b) 5 K 温度下单量子点荧光信号在 0—5 T 磁场范围内的 mapping 图

Fig. 7. (a) Ground state energy levels of electron and hole in single QD with magnetic field; (b) photoluminescent mapping of individual QDs in 0–5 T magnetic field at 5 K.

3.2 磁场作用下激子自旋态自发辐射率的选择性调制

在磁场中, 激子的塞曼效应与抗磁效应的共同作用使激子能级与腔模的能量失谐连续可调, 我们同样观察到了单量子点激子发光强度随失谐的变化, 实现了磁场对珀塞尔效应的调控; 并且由于塞曼分裂导致有选择性地将激子的其中一支自旋态与腔模耦合, 增强了其自发辐射速率, 而另一支由于失谐较大而未和腔模发生明显耦合. 相对于单量子点中两支自旋态的自发辐射强度相当的情况, 通过塞曼效应与珀塞尔效应的共同作用, 我们将其中一支的自发辐射强度相对于另一支提高了 26 倍左右. 为了更深入地理解磁场调控的珀塞尔效应, 我们提出了四能级的量子点能级模型, 通过解四能级速率方程, 对我们的实验结果进行了模拟. 理论计算与实验符合比较好, 这更加有力地证明了通过

磁场调控单量子点微腔耦合强度以及选择性增强自旋相关的量子点自发辐射速率的科学意义与可行性.

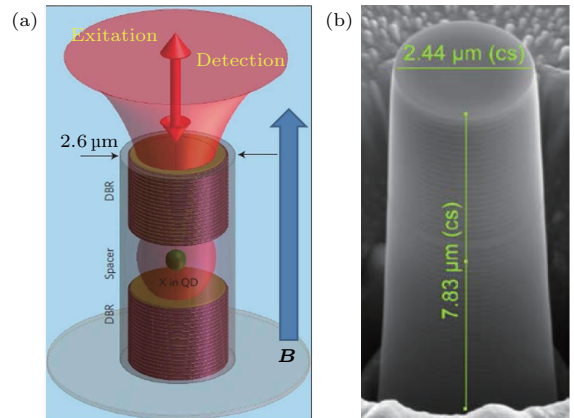


图8 (a) 法拉第配置下量子点微腔耦合系统的荧光探测示意图; (b) 深度 7.83 μm , 直径 2.44 μm 微腔的 SEM 图 [22]

Fig. 8. (a) Sketch map of photoluminescence study on QD-cavity in magnetic field; (b) SEM image of a QD-cavity with diameter of 2.44 μm [22].

对一根直径约为 2.6 μm 的微柱微腔进行了变磁场 PL 光谱的测量. 图 9 所示为温度 10 K 时不同磁场下微腔与量子点耦合体系的 PL 光谱. 从图中我们可以分辨出来自于单个量子点中的激子发光, 标为 X. 随着磁场强度的升高, 由于塞曼效应 X 分裂成两支, 我们将其分别标为 X^\uparrow 与 X^\downarrow (表示总角动量为 -1 与 $+1$ 的激子态). 在激子发光能量的高能侧, 我们看到了一个展宽较宽的谱峰, 且随着磁场的增加其峰位基本不受影响, 因此我们将其指认为微腔的本征腔模, 腔模的展宽大约为 270 μeV , 从中可以得到其品质因子 $Q \approx 4800$. 可以看到, 单量子点激子的能量在磁场中受塞曼效应和抗磁效应的共同影响, 因此其发光峰位随磁场表现出近乎二次方形式的变化, 而腔模的能量位置基本不变, 也正说明了磁场对于 GaAs 和 AlAs 材料的折射率基本没有影响. 对不同磁场下的 PL 光谱用 Lorentz 函数进行多峰拟合, 可以得到量子点中的激子发光能量、发光强度以及展宽等信息, 用于研究磁场对单量子点微腔耦合系统的调控作用.

通过对单个量子点中两支激子自旋态的强度以及线宽分析, 我们证明了利用磁场可以同时调节具有不同自旋的激子态与腔模的失谐, 进而有效地调控它们之间的耦合和珀塞尔效应. 至此, 我们首次在实验上实现了单量子点微腔耦合系统中珀塞尔效应的磁调控 [22].

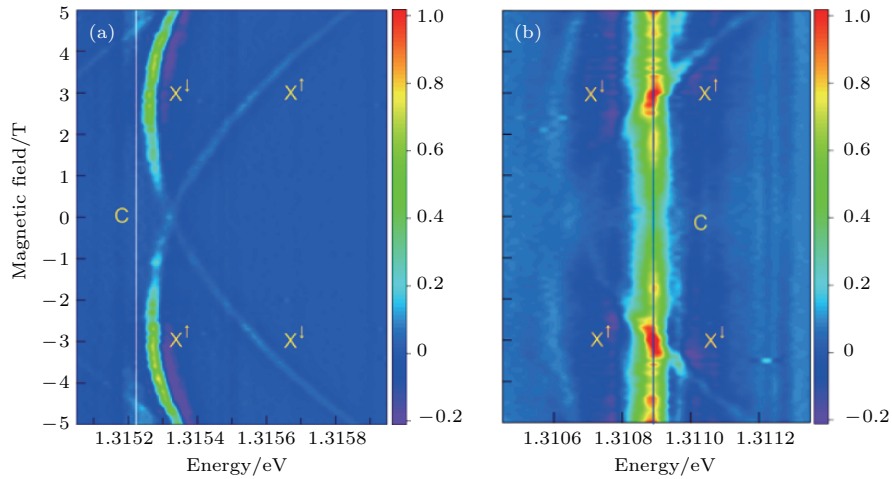


图9 (a) 39 K 温度时 0—5 T 磁场变化的微腔单量子点光子发射谱; (b) 45 K 时温度时 0—5 T 磁场变化的微腔单量子点光子发射谱 [22]

Fig. 9. Photoluminescence of QD-cavity in 0–5 T magnetic field at temperature of (a) 39 K and (b) 45 K [22].

从图9中我们可以看到, 由于 Purcell 效应的影响, 在磁场中两支不同自旋极化的激子辐射复合强度发生了明显的改变, 这使我们意识到有可能通过磁场与微腔的共同作用, 实现在非偏振激发光源的激发下量子点的某特定圆偏振光辐射的增强, 从而可能满足未来对于具有偏振特性的量子光源的需求.

为了更好地理解在两支激子自旋态的自发辐射过程, 并从中求出 Purcell 因子的数值, 我们用一个包含了双激子的四能级速率方程来描述处于磁场中的量子点微腔系统. 通过理论模拟我们得到有效 Purcell 系数 $F_{\text{eff}} = 3.0 \pm 1.5$. 拟合结果表明, 通过磁场对两支激子自旋态与腔模的 detuning 进行调节, 可以有效地调控激子自旋态腔模耦合系统的耦合原因为 Purcell 效应. 由于 X^{\uparrow} 的激子自发辐射对应的是 σ^+ 的圆偏振光, 而 X^{\downarrow} 的激子自发辐射产

生 σ^+ 的圆偏振光子, 因此, 磁场对其相对辐射强度的调控将直接导致单个量子点辐射复合过程中圆偏

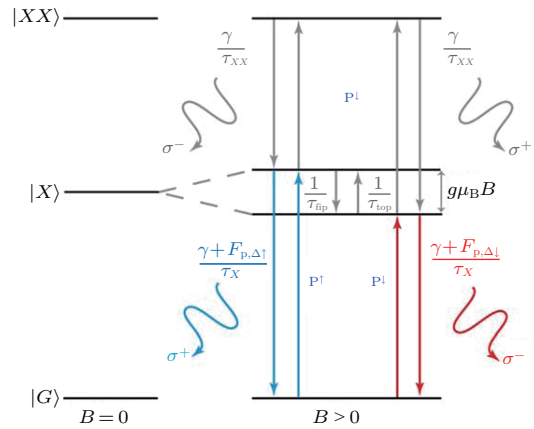


图10 微腔耦合的单个量子点在零场以及有磁场时的能级演化示意图 [22]

Fig. 10. Energy levels of single quantum dot coupled with cavity in zero and finite magnetic field [22].

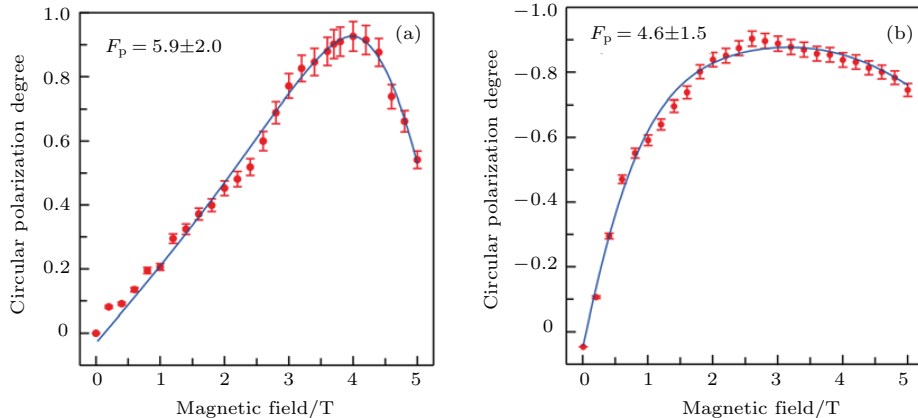


图11 微腔耦合的单个量子点发光圆偏振度随磁场的变化 [22]

Fig. 11. Circular polarization degree of QD1 and QD2 as functions of the magnetic field [22].

振度的提高. 这里的强度比只提高了3倍, 主要原因是Purcell系数较低造成的. 在获得的高质量量子点微柱微腔样品上, 我们通过改变磁场调控了激子与腔模的耦合, 在Purcell效应的作用下增强激子自旋态的自发辐射速率, 从而增强量子点中左旋或右旋圆偏振光的发射强度, 圆偏度达到90%以上(如图11).

3.3 量子点光子源原型机

为了将InGaAs自组织量子点的优异单光子发光性能从实验室演示阶段进一步地推广到实用阶段, 利用此次生长的高质量样品结合35 K温区的斯特林型脉管制冷机, 我们设计了低振动紧凑型高发射速率的单光子发射原型机, 如图12所示.

量子点光子源原型机的基本性能如下: 工作温度 ≤ 35 K, 功率 0.5—0.8 W; 发射波长 950 nm, 光纤输出; 发射频率 120 MHz; 震动幅度优于 200 nm; 单次工作连续工作时间大于 50 h, 温度稳定性优于 0.2 K.

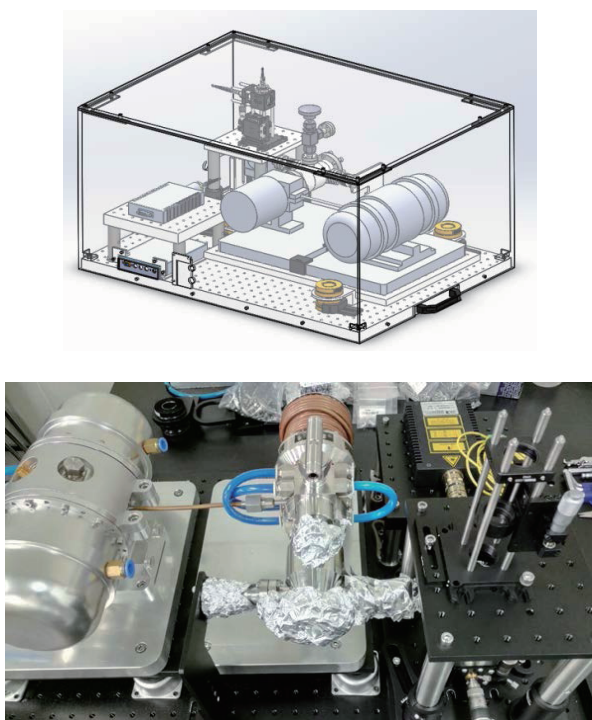


图12 35 K温区的120 MHz发射速率单光子发射原型机

Fig. 12. QD single photon source in 35 K dewar.

4 结 论

本文介绍了以量子点为核心的半导体光子探测和发射研究的新进展, 通过量子点-量子阱-量子

点-微腔复合结构的构造, 分别利用耦合电子态隧穿和微腔-激子自旋内秉特征的调控, 实现了光子探测的有效温度、光子数识别能力上的突破和光子自旋态(圆偏振)的选择性发射.

1) 介绍作者提出的零维-二维半导体耦合量子结构, 使得量子点光子探测的能力突破极低温和光子数识别的原理性局限. 量子点共振隧穿(QD-RTD)机理被认为是综合性能最优的光子探测方案, 但一直受制于液氮工作温度和不能进行光子数识别, 不能适应多数应用尤其是空天技术应用的要求. 本文通过电子态的耦合设计, 制备了量子放大光子探测原型器件, 将光子探测的工作温度由液氮提高至液氮条件(77 K), 并且量子点主导的光电响应增益达到 10^7 以上. 在此基础上, 通过对QD-RTD隧穿状态的调制, 实现了双光子识别能力; 并引入量子点能级吸收机理, 实现了近红外光子响应. 预计在进一步解决光子吸收效率方面的短板后, 这类探测机理可望成为未来光电技术有竞争力的可集成光子传感方案.

2) 通过量子点中激子态的自旋内秉特征的调制实现光子的自旋选择性发射. 实现了对微腔量子点中激子-光子耦合的有效调控, 通过磁场、电场、温度等外界手段实现激子与腔模的强耦合, 并从理论上进行相关计算、模拟, 揭示量子点中的激子态与微腔光场的耦合机理. 实验验证表明这一机理可以获得圆偏振度大于90% (最高95%)的光子束, 成为光子态编码有竞争力的候选方式. 同时35 K温区量子点光子源原型机的小型化、低功耗、高可靠和易操作性对于量子信息的实验研究和空间环境应用等是必要的.

参考文献

- [1] Buckley S, Rivoire K, Vučković J 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 126503
- [2] Yuan Z L, Kardynal B E, Stevenson R M, Shields A J, Lobo C J, Cooper K, Beattie N S, Ritchie D A, Pepper M 2002 *Science* **295** 102
- [3] Douse A, Suffczyński J, Beveratos A, Krebs O, Lemaitre A, Sagnes I, Senellart P 2010 *Nature* **466** 217
- [4] Carter S G, Sweeney T M, Kim M 2013 *Nature Photon.* **7** 329
- [5] Michler P, Kirazl A, Becher C, Schoenfeld W V, Petroff P M, Zhang L D, Hu E, Imamoglu A 2000 *Science* **290** 2282
- [6] Salter C L, Stevenson R M, Farrer I, Nicoll C A, Ritchie D A, Shields A J 2010 *Nature* **465** 594

- [7] Miyazawa T, Nakaoka T, Usuki T, Arakawa Y, Takemoto K, Hirose S, Okumura S, Takatsu M, Yokoyama N 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 161104
- [8] Birowosuto M D, Sumikura H, Matsuo S, Taniyama H, van Veldhoven P J, Nötzel R, Notomi M 2012 *Sci. Rep.* **2** 32
- [9] Bennetta A J, Unitta D C, Atkinson B P, Ritchie D A, Shields A J 2005 *Opt. Express* **13** 50
- [10] Michler P, Imamoglu A, Mason M D, Carson P J, Geoffrey F S, Steven K B 2000 *Nature* **406** 968
- [11] Bimberg D, Stock E, Lochmann A, Schliwa A, Tofflinger J A, Kalagin A K 2009 *IEEE Photon. J.* **1** 58
- [12] Toishi A, Englund D, Faraon A, Vučković J 2009 *Opt. Express* **17** 14618
- [13] Kim H, Bose R, Thomas C, Solomon G S, Waks E 2013 *Nature Photon.* **7** 373
- [14] Claudon J, Bleuse J, Malik N S, Bazin M, Jaffrennou P, Gregersen N, Sauvan C, Lalanne P E, Gérard J M 2010 *Nature Photon.* **4** 174
- [15] Hadfield R H 2009 *Nature Photon.* **3** 696
- [16] Komiyama S, Astafiev O, Antonov V, Hirai H 2000 *Nature* **403** 405
- [17] Blakesley J C, See P, Shields A J, Kardynał B E, Atkinson P, Farrer I, Ritchie D A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 067401
- [18] Weng Q C, An Z H, Xiong D Y, Zhu Z Q 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 108503
- [19] Weng Q H, An Z H, Zhang B, Chen P P, Chen X S, Zhu Z Q, Lu W 2015 *Sci. Rep.* **5** 9389
- [20] Weng Q C, An Z H, Zhu Z Q, Song J D, Choi W J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 051113
- [21] Weng Q C, An Z H, Xiong D Y, Zhang B, Chen P P, Li T X, Zhu Z Q, Lu W 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 031114
- [22] Ren Q J, Lu J, Tan H H, Wu S, Sun L X, Zhou W H, Xie W, Sun Z, Zhu Y Y, Jagadish C, Shen S C, Chen Z H 2012 *Nano Lett.* **12** 3455

SPECIAL TOPIC — Quantum states generation, manipulation and detection

Single photon detection and circular polarized emission manipulated with individual quantum dot*

Li Tian-Xin^{1)†} Weng Qian-Chun¹⁾²⁾ Lu Jian³⁾ Xia Hui¹⁾ An Zheng-Hua³⁾⁴⁾
Chen Zhang-Hai³⁾ Chen Ping-Ping¹⁾ Lu Wei¹⁾

1) (National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

2) (Key Laboratory of Polar Materials and Devices, Ministry of Education, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

3) (State Key Laboratory of Surface Physics and Institute of Advanced Materials, Fudan University, Shanghai 200433, China)

4) (Key Laboratory of Micro and Nano Photonic Structures (Ministry of Education) Fudan University, Shanghai 200433, China)

(Received 19 November 2018; revised manuscript received 20 November 2018)

Abstract

Studies on quantum dots (QDs) provide great opportunities in single photon detection as well as single circular polarized photon emission, which are the key technology for future quantum information processing. For single photon detection, the quantum-dot-resonant-tunneling-diode (QD-RTD) is evaluated as one of the most promising scheme but still suffering from the ultralow working temperature (~ 5 K) and lack the capability to discriminate photon numbers. Here we demonstrate a photon-number-resolving detector based on quantum dot coupled resonant tunneling diodes (QD-cRTD). Individual QDs coupled closely with adjacent quantum well (QW) of resonant tunneling diode operate as photon-gated switches which turn on (off) the RTD tunneling current when they trap photon-generated holes (recombine with injected electrons). With proper decision regions defined, 1-photon and 2-photon states are resolved in 4.2 K with excellent probabilities of accuracy of 90% and 98% respectively. Further, by identifying step-like photon responses, the photon-number-resolving capability is sustained to 77 K, making the detector a promising candidate for advanced quantum information applications where photon-number-states should be accurately distinguished. On the other hand, we firstly performed the magneto-optical studies on single InGaAs/GaAs self-assembled QDs. We observed the exciton Zeeman splitting and diamagnetic shift of a single QD under magnetic field, and the exciton g factor and diamagnetic coefficient was extracted by fitting the magnetic field dependent PL energies. By comparing with theories, we discussed on the effect of QD size, shape and composition on these two parameters. Based on these work, we investigated the single QD exciton-cavity mode coupling effect under external magnetic field. By first time we observed the interaction of Zeeman splitted exciton spin states with the cavity mode and realized the selective enhancement of the SE rate of the exciton state with specific spin configuration by means of magnetic manipulation of Purcell effect. In this sense, single QD emission with higher circular polarization degree under non-polarized excitation was realized. Our results have high potential to open up a way to novel quantum light sources and quantum information processing applications based on cavity quantum electrodynamics effects.

Keywords: photon detection, single photon source, quantum dot, micro-cavity

PACS: 73.21.La, 85.60.Gz, 85.60.-q

DOI: 10.7498/aps.67.20182049

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91321311, 11574336) and the STCSM (Grant No. 18JC1420400).

† Corresponding author. E-mail: txli@mail.sitp.ac.cn