

• 量子信息专栏 •

一维光声晶体微腔中实现声学量子态探测的关键技术



夏紫微¹, 唐锦道¹, 蒋沁原¹, 陈培钦¹, 李浩², 周强^{1,3},
尤立星², 王湫^{1,4}, 宋海智^{1,4}, 郭光灿^{1,3}, 邓光伟^{1,3*}

(1. 电子科技大学基础与前沿研究院 成都 610054; 2. 中国科学院上海微系统与信息技术研究所 上海 长宁区 200050;
3. 中国科学技术大学中国科学院量子信息重点实验室 合肥 230026; 4. 西南技术物理研究所 成都 610041)

【摘要】基于硅基 CMOS 工艺, 设计并制备了一维光声晶体微腔器件, 在极低温 (28 mK) 条件下对该微腔的光学模式 (光纤通信波段) 和声学模式 (~5.344 GHz) 进行了表征, 利用脉冲光驱动和单光子探测方法实现了声学模式的声子计数。其中的关键技术是利用脉冲光驱动微腔散射光子且产生 (或减少) 声子, 这种脉冲光驱动方法可以减少光的加热效应以保持低声子占据率; 再通过级联窄带宽光纤法布里-珀罗滤波器对泵浦光子进行选择滤波, 之后测量得到的散射光子可以精确地计算声学模式中的声子数。实验得到的平均声子数为 0.14 ± 0.03 , 进入了少声子区间, 为声学量子态在量子计算、量子精密测量、量子换能器等领域的应用奠定了基础。

关键词 声学量子态; 一维光声晶体微腔; 声子计数; 脉冲光激励
中图分类号 O42; O43 文献标志码 A doi:10.12178/1001-0548.2023007

Key Technologies for Detecting Acoustic Quantum States in One-Dimensional Optomechanical Crystal Nanobeam

XIA Ziwei¹, TANG Jindao¹, JIANG Qinyuan¹, CHEN Peiqin¹, LI Hao², ZHOU Qiang^{1,3},
YOU Lixing², WANG You^{1,4}, SONG Haizhi^{1,4}, GUO Guangcan^{1,3}, and DENG Guangwei^{1,3*}

(1. Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China Chengdu 610054;
2. Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology Chinese Academy of Science Changning Changning Shanghai 200050;
3. CAS Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China Hefei 230026;
4. Southwest Institute of Technical Physics Chengdu 610041)

Abstract A one-dimensional optomechanical crystal nanobeam was designed and fabricated using typical CMOS process. The optical mode (in the fiber optic communication band) and the acoustic mode (~5.344 GHz) were characterized at very low temperatures (28 mK), and the phonon counting experiment was achieved using pulsed optical pumping and single photon detection methods. This kind of pulsed optical pumping can scatter photons at the cavity frequency and can generate (or reduce) acoustic phonon numbers. This pulsed light pumping method can also reduce the heating effect of light and maintain low phonon occupancy; then the pump photons are selectively filtered by cascading narrow-bandwidth fiber Fabry-Pérot filters, after which the scattered photons are measured to accurately calculate the average phonon occupancy of the mechanical mode. The experimentally obtained average phonon occupancy is 0.14 ± 0.03 , reaching the few phonon level, which lays the foundation for application of acoustic quantum state in quantum computing, quantum precision measurements, quantum transducer and other related fields.

Key words acoustic quantum states; one-dimensional optomechanical crystal nanobeam; phonon counting; pulsed optical pumping

腔光力学^[1]是一门研究光学腔或微波腔内电磁辐射压力与微纳米尺寸谐振器机械运动之间相互作用

的新兴学科。近年来随着制冷机冷却^[2]、光腔边带冷却^[3]、反馈冷却^[4]等技术的发展, 谐振器振动

收稿日期: 2023-01-05; 修回日期: 2023-02-21

基金项目: 国家重点研发计划 (2018YFA0306102, 2022YFA1405900, 2018YFA0307400); 国家自然科学基金 (12074058, 91836102, 61704164); 四川省科技计划项目 (2021YJ0089)

作者简介: 夏紫微 (1999-), 女, 主要从事量子腔光力学方面的研究。

*通信作者: 邓光伟, E-mail: gwdeng@uestc.edu.cn

模式的量子基态冷却已经被实现。在腔光力学系统 中对机械(或声学)模式量子态进行制备、读取和 操控的学科被称为量子腔光力学^[5]。量子腔光力学 研究的主要对象是光子与声子。在固体物理学中, 声子被定义为晶格振动的简正模能量量子, 是一种 准粒子。声子被认为是一种玻色子, 但是它和光子 这种玻色子的性质有很大的不同: 1) 传播方式不 同, 光子可以在真空或介质中长途传播, 声子不能 脱离物理介质独立传播, 尤其在机械模式中的声子 比较容易被局域在较小的空间范围, 这种局域性和 电子比较像; 2) 传播速度不同, 通常固体中的声速 在千米每秒量级, 比电磁波传播速度慢 5 个数量 级; 3) 声子与声子之间可以有较强的相互作用^[6], 而一般情况下光子与光子的相互作用较弱; 4) 编码 方式不同, 光子可以很容易地通过偏振态、轨道角 动量等自由度被编码成量子比特, 然而声子如何独 立地被编码为量子比特, 仍然是一个未解难题; 5) 声学模式和很多的物理维度有较强的耦合, 除了 光场、电场、微波场之外, 机械模式还可以和超导 量子比特^[7]、半导体量子点^[8]、金刚石 NV 色心^[9] 等多种量子体系耦合。基于机械或声学模式的这些 特点, 量子腔光力学被广泛地应用于经典和量子精 密测量^[10]、量子存储与中继^[11]、微波到光波相干转 换^[12]、引力波探测^[13]等领域。国际上量子腔光力学 发展迅速, 近年来不断取得重要突破^[14], 然而国内 在该领域的实验研究极度落后。基于一维光声晶体 微腔, 本文报道了研究组在国内开展声学量子态研 究的系列关键技术, 主要包含: 一维光声晶体微腔 器件的设计与制备、光学和声学特征的基本表征以 及声子计数等技术。

光声晶体微腔^[15]是一种典型的腔光力学系 统, 它同时具有光子晶体和声子晶体的传输特性, 巧妙地利用材料的周期性来精准地控制光声信号的 传播。在周期区设计缺陷, 可以将光场和声场同时 限制在缺陷区^[16], 光场与声场在狭小空间的重叠导 致了较大的光声耦合强度。外界输入光可以通过这 种光声耦合来实现对微腔呼吸振动模式的控制。通 过有限元方法, 可以设计一维光声晶体微腔的声学 频率和光学频率分别与固态量子比特的工作频率 和光纤通信光子的频率一致, 这对固态量子设备的 远程互联、分布式的量子计算网络^[17]具有重要意义, 因此该种光力学系统得到了广泛的研究和 关注。

在量子力学中, 谐振子的量子化能级可以表

示为:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

式中, \hbar 、 ω 分别是约化普朗克常数、谐振子的角 频率; n 指谐振子的第 n 个量子化能级或者认为谐振 子处于具有 n 个声子的状态^[18]。因为声子是玻色 子, 在温度为 T 的热平衡条件下, 谐振子中平均声 子占据数表示为 $\langle n \rangle = 1 / (e^{\hbar \omega / k_B T} - 1)$, 其中 k_B 是玻尔 兹曼常数。

上述谐振子的量子模型是量子力学最简单、最 漂亮的模型之一。自量子力学诞生以来, 在实验上 实现谐振子的量子态就一直是物理学界孜孜以求 的目标。在常温(~ 300 K)下, 物体的机械振动量 子态(如光声晶体微腔的呼吸模式声子态频率 ~ 5 GHz, $\hbar \omega$ 对应的能量大约为 5.273×10^{-23} J)会被 热噪声(300 K的环境热涨落 $k_B T$ 对应的能量大约为 4.143×10^{-21} J)淹没, 难以观测, 因此声学量子态的 观测通常需要低温环境。2011年, 研究人员通过 制冷机预冷和连续光边带冷却方式, 分别将超导薄 膜谐振器^[19]和一维光声晶体微腔^[3]中的平均声子占 据数降低至1以下, 成功实现了机械模式的量子基 态。然而, 由于一个光子的能量远大于一个声子的 能量, 在边带冷却的同时, 泵浦光(或微波)的加 热效应会导致声子占据数的增加, 尤其是一维光声 晶体微腔常用的硅材料在极低温下的导热能力较 差, 导致微腔平均声子占据数远小于1的更深层次 的量子基态区间难以达到。为了获得较低的声子占 据数, 需要发展脉冲光测量技术^[20]。基于这些技 术, 近年来国际上先后实现了两机械模式量子纠 缠^[21-22]、超1秒相干时间的声学模式^[23]、光力读取 超导量子比特^[24]、通过单比特实现两个声学模式量 子纠缠^[25]等。

相比这些国际研究进展, 根据调研, 我国在声 学量子态制备与调控领域的实验研究相对落后, 亟 待发展。基于此, 本文报道在一维光声晶体微腔中 实现声学量子态探测的关键技术, 主要内容包括: 1) 一维光声晶体微腔器件的设计、制备及室温表征 技术; 2) 极低温下机械模式的声子数探测, 包括脉 冲光激励和单光子计数技术。利用这些技术, 在 28 mK 温度下实验测得的平均声子数为 0.14 ± 0.03 。 在此基础上, 未来可能通过进一步优化实验系统, 达到更深层次的量子基态区间($n < 0.01$), 为声学量 子物态调控及应用奠定基础。

1 光声晶体微腔器件的设计、制备

1.1 光声晶体微腔的设计

利用有限元分析方法进行的一维光声晶体微腔的仿真设计, 主要关注微腔的光学本征模式和声学呼吸振动模式, 本文设计的光学本征模式处于光通信波段 1 550 nm 附近, 声学频率在 5 GHz 附近。

如图 1a 所示, 一维光声晶体微腔两旁的周期区相当于光学腔(声学腔)的反射镜, 处于光子带隙(声子带隙)频率范围的光学模式(声学模式)在周期区无法传播会被反射, 如图 1b 和 1c 所示。通过设计, 两旁的周期区将光学基模和声学基模同时局域在中间的缺陷区当中, 光声模式之间因空间重叠发生相互作用, 产生耦合。具体表现是, 声学运动引起微腔介电常数分布发生改变, 进而影响光学谐振频率发生变化。

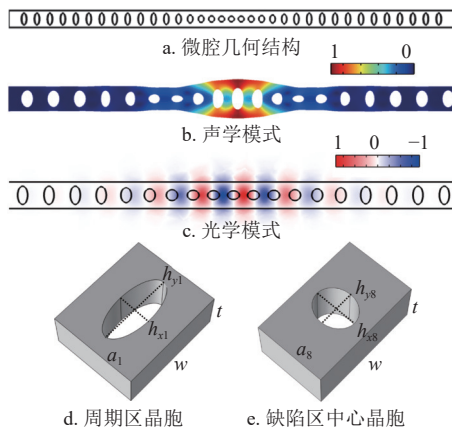


图 1 一维光声晶体微腔的仿真

主要从两个方面引起介电常数的变化^[26]: 一是移动边界效应, 由于机械振动顶层硅与空气的界面发生了位移; 二是光弹效应, 机械振动使光声晶体材料被压缩或者拉伸而引起介电常数变化。图 1d 和 1e 中微腔周期区晶胞和缺陷区中心晶胞参数分别是:

$$(h_{x1}, h_{y1}, a_1, t, w) = (165, 366, 436, 220, 529) \text{ nm}$$

$$(h_{x8}, h_{y8}, a_8, t, w) = (198.1, 169.5, 327, 220, 529) \text{ nm}$$

模拟得到一维光声晶体微腔的光学、声学本征频率分别为 193.1 THz, 5.179 5 GHz。

1.2 光声晶体微腔及波导耦合结构的制备

以上的仿真设计只考虑了一维光声晶体微腔本身的特性, 而在实际测量过程中, 微腔需要与外界光场发生相互作用。这可以通过在微腔附近设计波

导的结构来实现。微腔结构样品的制备流程如图 2 所示(波导耦合结构加工流程类似)。

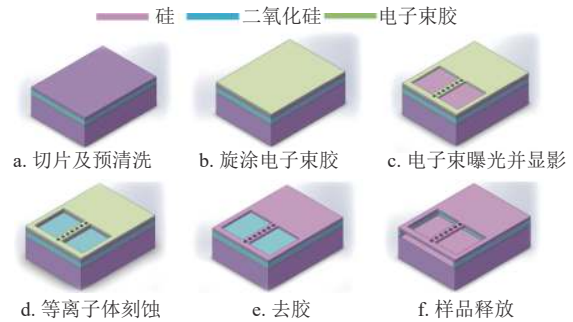


图 2 一维光声晶体微腔制备流程图

具体流程如下。

1) 切片及预清洗: 在 SOI 衬底 (silicon on insulator) 制造光波导和光声晶体微腔, SOI 衬底分为 3 层, 上下两层均为硅, 中间为二氧化硅绝缘层。厚度从上至下分别为 220 nm、3 μm 和 500 μm 。在顶层硅进行器件结构的刻蚀, 先用丙酮, 再用异丙醇溶剂冲洗衬底芯片, 以获得足够干净的芯片表面。

2) 旋涂电子束胶: 将电子束胶 ZEP-520A 旋涂在 SOI 芯片上并烘烤。

3) 电子束曝光并显影: 使用电子束曝光技术 (electron-beam lithography, EBL) 将样品的几何图案定义在 ZEP-520A 胶上。将芯片浸入显影溶剂 ZED-N50 中以释放图案。

4) 等离子体刻蚀: 使用电感耦合等离子体反应离子刻蚀 (ICP-inductively coupled plasma), 电子束胶可以保护其覆盖的下方的硅不受刻蚀, 这样刻蚀之后, 剩下的顶层硅图案只有需要的波导、光声晶体微腔和标注, 然后洗去电子束胶。

5) 去胶: 配置食人鱼溶液, 将过氧化氢与浓硫酸以 1:3 的比例混合, 然后把 SOI 芯片浸入食人鱼溶液当中除净残余的电子束胶。

6) 样品释放: 氢氟酸 (HF) 用作蚀刻剂, 将氢氟酸与去离子水以 1:2 的比例混合去除样品附近埋置的氧化层, 再浸入去离子水中清洗。最终得到的波导耦合微腔器件如图 3d 所示。

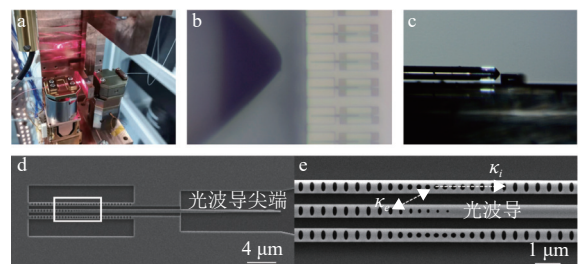


图 3 波导耦合一维光声晶体微腔

图 3a 是器件上的光波导与锥形透镜光纤进行端耦合的实验装置图, 调节压电位移台 X 、 Y 、 Z 轴可移动安装在位移台表面的锥形透镜光纤, 使透镜光纤尖端与器件上光波导尖端进行对准。图 3b 和 3c 分别是利用相机观察锥形透镜光纤尖端与器件波导尖端。图 3d 和 3e 分别是光声晶体微腔与波导耦合结构的扫描电镜全貌图和局部放大图。图 3e 所示, 中间部分是硅光波导, 波导两边分别有一个一维光声晶体微腔。光波导通过其表面的倏逝场和光声晶体微腔发生耦合, 将外界光引入到微腔器件当中。从微腔出射的光信号也可以通过光波导传输出去, 再经锥形透镜光纤回到测量光路当中。这里定义微腔内部的光学衰减速率为 κ_i 、微腔与波导的耦合效率为 κ_e 。 κ_e 与波导与微腔的间距有关, 本文设计该间距为 400 nm。

2 光声晶体微腔器件室温表征

2.1 室温表征系统

图 4 是利用锥形透镜光纤与器件上硅光波导进行端耦合来探测微腔光声信号的系统示意图, 输入外界泵浦光激励一维光声晶体微腔, 当泵浦光频率与微腔本征光学频率一致时, 微腔共振发生光声相互作用, 之后被微腔调制的激光反射出去。环形器单向循环传输输入信号和反射信号。通过光电探测器将反射光信号转换为电信号, 使用示波器和频谱仪分别测量得到微腔共振的光学模式和声学模式。

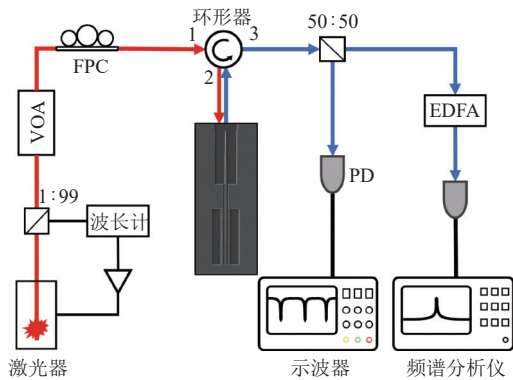


图 4 光声晶体微腔室温表征系统

本实验使用的光源是 C 波段光纤耦合可调谐外腔半导体激光器 (TOPTICA photonics CTL 1550), 波长变化范围是 $\sim 1510 - 1630$ nm。泵浦激光经 1:99 的分束器分出 1/100 的光进入波长计, 波长计的作用是锁定激光器的频率。通过可调光衰减器 (VOA) 控制进入到光声晶体微腔中的光功率大小, 避免因功率过大产生的非线性效应影响测量结果, 通常使

输入功率在 μW 量级。在输入功率不变的情况下, 微调光纤偏振控制器 (FPC) 使进入到器件中的光功率是最大的。

随后光信号进入环形器, 泵浦光从环形器端口 1 输入, 从端口 2 输出, 当锥形透镜单模光纤输出的光场模式与波导的传播光场模式匹配时, 就将泵浦光引导到器件当中, 光波导与它两边的微腔边耦合, 选择任一微腔进行具体表征测量。为了得到较好的测量结果, 波导应与锥形透镜光纤对准, 这主要通过图 3a 所示的压电位移台来控制。缓慢调节压电位移台 X 、 Y 、 Z 轴, 观察示波器的信号强度。图 5a 显示了微腔和光波导上各椭圆孔 X 和 Y 方向上的直径, 图中只描述了微腔和波导缺陷区域椭圆孔的大小, 且波导周期区与微腔左侧周期区大小个数均一致。当光纤与光波导对准时, 在示波器上观察到的信号幅度最大。实现对准之后, 连续扫描激光器的输出光波长, 可以在示波器上探测到图 5b 所示的一个凹陷, 这个凹陷是光学腔的频谱, 凹陷谷对应的中心频率是微腔的光学谐振频率。

设置激光器频率等于微腔光学谐振频率, 此时进入到微腔的光强最大, 在一维光声晶体微腔中发生光声相互作用, 等效于微腔的呼吸振动模式对光信号产生了调制作用。该调制光从微腔出射至环形器端口 2, 从端口 3 输出, 利用 50:50 的分束器将环形器输出的信号分成两路分别测量: 1) 一路利用示波器检测微腔的光学反射谱, 如图 5b; 2) 另一路使用掺铒光纤放大器 (EDFA) 放大后的光信号进入光电探测器, 形成的微波信号进入频谱分析仪, 可以获得微腔的声学模式噪声功率谱, 如图 5c。

2.2 室温表征结果分析

定义泵浦激光频率 ω_L 与一维光声晶体微腔光学谐振频率 ω_c 的失谐量: $\Delta = \omega_c - \omega_L = \pm\omega_m$, 其中 ω_m 是微腔的声学谐振频率。当泵浦光为蓝失谐时 $\Delta = -\omega_m$, 红失谐时 $\Delta = +\omega_m$ 。微腔光学总线宽为 $\kappa = \kappa_e + \kappa_i$, 声学总线宽为 $\gamma = \gamma_i \pm \gamma_{\text{OM}} (\Delta = \pm\omega_m)$ 。具体参数含义见表 1。

图 5b 红色曲线是微腔的光学反射谱, 蓝色线是基底噪声, 用洛伦兹曲线拟合该特征反射信号:

$$R(\omega) = 1 - \frac{\kappa_e \kappa_i}{(\Delta - \omega)^2 + (\kappa/2)^2} \quad (2)$$

式中, ω 是微腔光学角频率, 通过式 (2) 可以得出谐振的耦合深度:

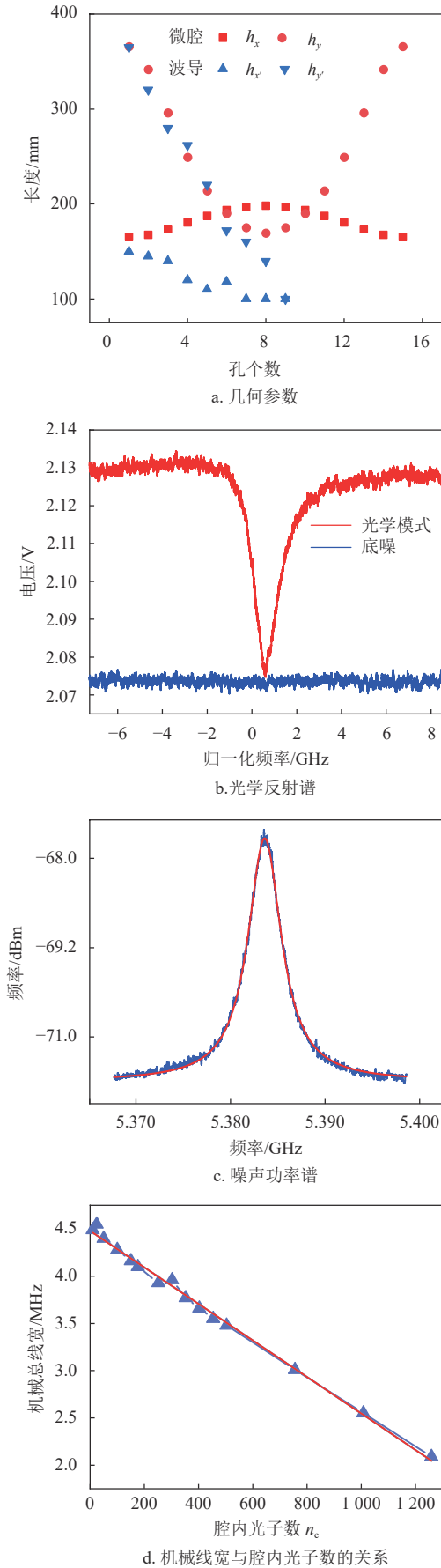


图 5 室温下光声晶体微腔的表征

表 1 一维光声晶体微腔器件相关参数

参数符号	含义	大小
$\omega_L/2\pi$	泵浦激光频率/THz	$\sim 184.05 - 197.37$
$\omega_c/2\pi$	光学谐振频率/THz	~ 194.22
$\omega_m/2\pi$	声学谐振频率/GHz	~ 5.384
κ_e	外在光腔能量衰减速率/MHz	~ 407.121
κ_i	内在光腔能量衰减速率/MHz	~ 826.579
γ_i	内在机械能量阻尼率/MHz	~ 4.48
γ_{OM}	光机械散射速率/kHz	$\sim 1.93 - 2\ 461.8$
$g_0/2\pi$	真空光声耦合速率/kHz	~ 621
n_c	微腔内光子数	$\sim 10 - 1\ 260$

$$R_{\min} \equiv R(\omega = \Delta) = 1 - \frac{\kappa_e \kappa_i}{(\kappa/2)^2} \quad (3)$$

通过该式拟合图 5b 中红色曲线, 得到微腔光学谐振频率和光学总线宽分别是 $\omega_c/2\pi \sim 194.22$ THz、 $\kappa/2\pi \sim 1\ 233.7$ MHz, 则光学总品质因子 $Q_c = \omega_c/\kappa = 1.57 \times 10^5$ 。多次测量得到 $\overline{R_{\min}} = 11.626\%$, 计算得出 $\kappa_e/\kappa = 0.33$, 所以 $\kappa_e = 407.121$ MHz, $\kappa_i = 826.579$ MHz。

通过洛伦兹线型拟合图 5c 曲线得出声学谐振频率 $\omega_m/2\pi \sim 5.384$ GHz, 在 $P_{in} = 400$ nW 时声学总线宽 $\gamma/2\pi \sim 4.336\ 2$ MHz, 对应声学总品质因子 $Q_m = \omega_m/\gamma = 1.24 \times 10^3$ 。输入泵浦光功率 P_{in} 与进入到微腔内光子数 n_c 的关系为:

$$n_c = \frac{P_{in}}{\hbar \omega_L \Delta^2 + (\kappa/2)^2} \frac{\kappa_e}{\kappa} \quad (4)$$

式中, 约化普朗克常数 $\hbar = h/2\pi$, 使用典型的微腔器件参数 $\kappa/2\pi \sim 800$ MHz、 $\kappa_e/\kappa \sim 0.5$ 对 n_c 进行估计: 对于红失谐或蓝失谐泵浦光, 每 μW 的输入功率对应的腔内光子数 $n_c \approx 252$ 。图 5d 是使用蓝失谐光探测的微腔声学总线宽 γ 与腔内光子数的关系图, 根据输入驱动功率计算出腔内光子数 n_c 的范围是从 10 ~ 1 260, 微腔声学总线宽 γ 与 g_0 、 n_c 之间的关系:

$$\gamma = \gamma_i - \gamma_{OM} = \gamma_i - \frac{4g_0^2 n_c}{\kappa} \quad (5)$$

线性拟合得出真空光声耦合系数 $g_0/2\pi \sim 621$ kHz。各参数的测量或计算结果总结如表 1 所示。

3 光声晶体微腔中声学量子态的脉冲探测系统

3.1 声子探测系统

脉冲探测技术可以在保留信号强度的情况下, 减少器件的光加热效应, 从而探测到更少的声子占数据数。图 6 是脉冲光探测系统示意图, 将一维光声

晶体微腔在稀释制冷机冷却到28 mK左右进行声子数探测。整个系统主要有两个检测路径: 1) 在极低温下对微腔的光学模式和声学模式进行表征; 2) 对

脉冲光激励时间内微腔产生的声子数进行探测。为了灵活地实现不同检测路径的切换在必要光路节点处加入了5个光开关(SW1~SW5)。

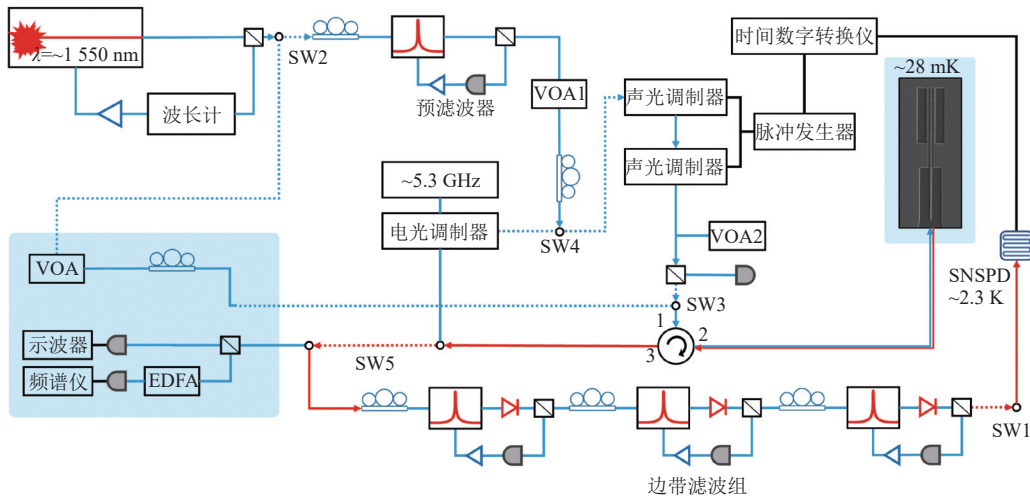


图6 脉冲光探测系统

连续泵浦激光经过预滤波器, 滤除了激光器自发辐射产生的噪声和相位噪声。使用射频信号发生器驱动电光相位调制器将激光调制为红失谐或蓝失谐激光。脉冲发生器驱动光纤声光调制器将连续泵浦激光调制为脉冲光。同时脉冲发生器触发时间相关的单光子计数模块(时间数字转换器), 使单光子探测器与脉冲光进行同步时间的光子计数。再级联3个窄带宽光纤法布里-珀罗滤波器, 目的是滤除被微腔调制后输出的反射信号中的泵浦光子, 仅让散射光子通过边带滤波组进入单光子探测器中。

腔进行声子探测, 两种方式实验操作步骤相同, 具体如下。

先在低温下对器件上的微腔进行基本表征, 切换光开关 SW2, 让光信号进入图6中左下角蓝色部分, 测量该微腔的光学谐振频率和声学谐振频率结果如图7所示, 分别是196.371 250 THz, 5.344 GHz。光学和声学总线宽分别是540 MHz, 14 kHz。则该微腔的光学和声学品质因子分别是 3.6×10^5 , 3×10^5 。对比室温下同一器件上相同结构微腔的表征结果, 低温下微腔的光学和声学品质因子都有了提高, 这是因为低温降低了热噪声, 导致光子和声子的衰减速率较室温来说更为缓慢。

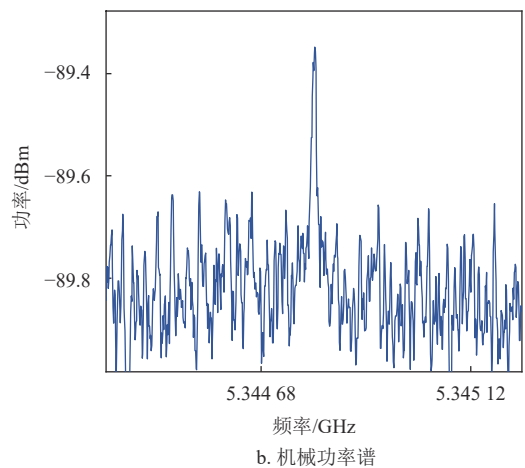
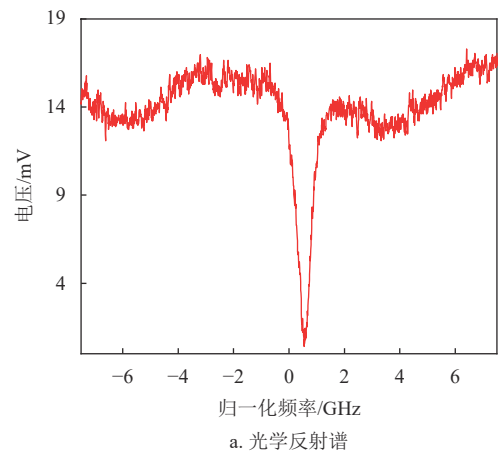


图7 低温下光声晶体微腔的表征

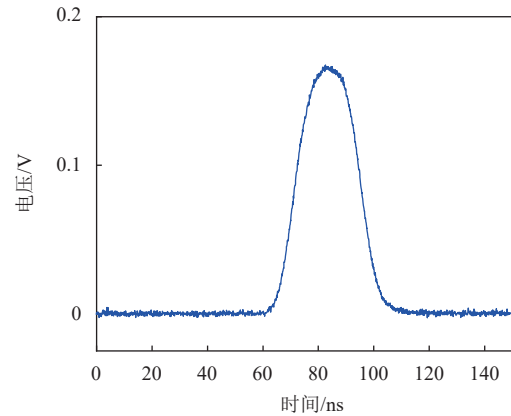
再切换光开关 SW2, 使光信号通过预滤波器后进行声子探测路径, 注意在系统声子探测路径的调试过程中, 对光开关SW2-SW5的切换都要保持光开关 SW1 处于常闭状态, 以防有光泄露进入单光子探测器中影响后续对微腔内平均声子占据数的计算结果。分别使用蓝失谐或红失谐泵浦光激励微

1) 锁定可调谐激光器的频率。考虑两个光纤声光调制器也会产生移频, 分别是 200 MHz 和 110 MHz, 所以蓝失谐或红失谐激光的频率分别为 196.365 596 THz、196.376 284 THz。

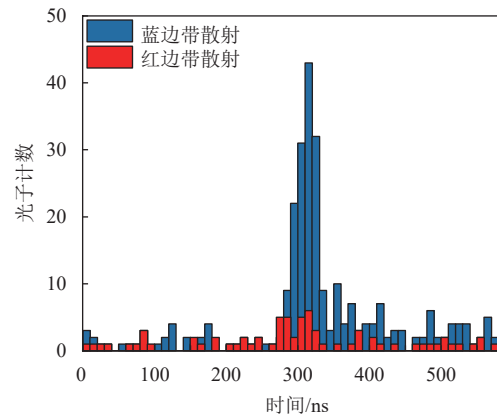
2) 锁定可调谐滤波组。切换光开关 SW4 和 SW5 的导通状态, 使泵浦激光在预滤波后, 经过一个电光相位调制器然后直接被送入到边带滤波组, 避免在锁定过程中有大量功率进入到空腔当中。该电光调制器由射频信号发生器驱动, 产生用于锁定滤波腔的光边带。考虑相位调制器的移频, 当射频信号频率为 5.654 GHz(5.034 GHz) 时, 对应锁定滤波器可滤除蓝边带或红边带的泵浦光子。在保持一定的输入功率的条件下, 根据连接顺序依次调节各滤波器的驱动和光纤偏振控制器, 使边带滤波组透过的光功率最大。这里使用的是高精度可调谐光纤法布里-珀罗滤波器 (Micron Optics FFP-TF2), 带宽 50 MHz, 自由光谱范围 20 GHz。每个滤波器都提供大约 40 dB 的抑制比, 插值损耗 ~ 4 dB。为使滤波组更加稳定安装了温控设备。

3) 调制产生脉冲泵浦激光。通过脉冲发生器控制声光调制器 (尚贸科技) 调制产生的光脉冲的上升沿和下降沿, 两个光纤声光调制器的调制带宽分别是 200 MHz 和 110 MHz, 插值损耗分别为 ~ 6 dB 和 ~ 2 dB。因为 200 MHz 的声光调制器可以获得更短的光脉冲, 但损耗较大, 为了获得足够的消光比且减小损耗, 所以搭配 110 MHz 的调制器级联使用。使用示波器观察调制出的光脉冲, 得到的光脉冲如图 8a 所示, 该光脉冲持续时间为 30 ns, 重频为 500 Hz。

4) 切换光开关 SW3、SW4 和 SW5 的导通状态, 并打开光开关 SW1, 此时的光信号沿图 6 中的箭头传播。使激光从预滤波器输出后直接进入脉冲发生模块, 连续光经过调制后成为脉冲光, 接着脉冲驱动光从环形器端口 2 传输后通过锥形透镜光纤与稀释制冷机中的微腔器件耦合, 反射信号再从环形器端口 3 输出进入边带滤波组, 滤除泵浦光子, 剩下的就是待计数的散射光子。时间数字转换仪控制单光子探测器与光脉冲进行同步时间的光子计数。使用的是赋同量子科技的超导纳米线单光子探测器 (SNSPD), 工作温度在 ~ 2.3 K, 暗计数率为 200 c.p.s。最终分别在相同的光脉冲时间内得到的蓝 (红) 边带散射光子计数直方图如图 8b 所示。



a. 光脉冲



b. 脉冲光子计数

图 8 声子计数实验

3.2 声子探测理论及结果分析

声子探测主要运用了如图 9 的边带散射理论: 在激光频率 $\omega_L = \omega_c \pm \omega_m$ 下的脉冲光学驱动, 可以实现两种不同的相互作用: 蓝失谐泵浦激光 (图 9 上) 驱动微腔发生斯托克斯散射, 散射出频率为 ω_c 的光子并产生一个频率为 ω_m 的声子; 同理, 红失谐泵浦激光 (图 9 下) 增强微腔吸收频率 ω_m 为声子, 发生反斯托克斯散射产生频率为 ω_c 的光子。

由于斯托克斯散射光子的产生和声子的产生是一一对应的, 同理反斯托克斯散射光子的产生和微腔中声子的湮灭是对应的。所以, 对边带光子的计数可以对应到声子计数。而最开始微腔处于大约 28 mK 的基础温度, 如果微腔处于其运动的量子基态, 没有声子可以被吸收, 那么第一次的反斯托克斯散射过程就不会发生, 而斯托克斯散射过程是累计机械运动能量, 总是可以发生的。所以这两个过程的散射率是不对称的, 利用这种不对称性, 可以测量出平均声子占据数。其中 (反) 斯托克斯散射光子计数率 $(\Gamma_A)\Gamma_B$ 与平均声子占据数 $\langle n \rangle$ 之间的关系为^[27]:

$$\Gamma_A \propto \frac{4g_0^2 n_c}{\kappa} \langle n \rangle \quad (6)$$

$$\Gamma_B \propto \frac{4g_0^2 n_c}{\kappa} \langle n+1 \rangle \quad (7)$$

$$\langle n \rangle = \frac{\Gamma_A}{\Gamma_B - \Gamma_A} \quad (8)$$

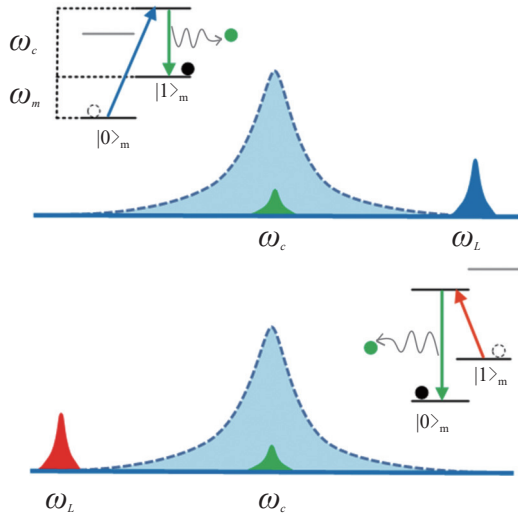


图9 边带散射理论

分别使泵浦激光频率处于微腔光学谐振频率的蓝(红)边带,保持蓝边带或红边带激光进入到微腔内的光子数相同,这里 $n_c = 100$,均进行2个小时的计数。在一个脉冲周期内(295 325 ns)蓝边带散射光子与红边带散射光子的计数直方图如图8b所示。

探测到295 ns~325 ns的脉冲时间内蓝边带散射光子数为128,红边带散射光子数为16。根据公式(8)计算得出 $\langle n \rangle = 0.14 \pm 0.03$,对应的等效温度为122.26 mK,大于28 mK,这是光对微腔器件产生加热效应的结果。

声子计数的信噪比由边带散射率 γ_{OM} 、总系统检测效率 η 、单光子探测器的暗计数率 Γ_{dark} 、以及泵浦衰减因子 A 决定,具体含义可参考文献[27]。定义噪声等效声子占据率 n_{NEP} 来衡量声子探测的灵敏度:

$$n_{NEP}(n_c) = \frac{\Gamma_{dark}}{\eta\gamma_{OM}} + A \left(\frac{\kappa\omega_m}{2\kappa_e g_0} \right)^2 \quad (9)$$

而目前国际上在10 mK的制冷温度下探测到的平均声子占据数低至 10^{-3} 量级^[27]。根据式(5)提到的声子探测灵敏度,本系统未来的优化方向有:1)通过设计改变微腔与波导之间的间距,可将波导

与微腔的耦合效率 κ_e 从50%提高到80%;2)切割工艺方面,尽可能使光波导尖端靠近器件边缘,提高锥形透镜光纤与波导的耦合效率,可以大于50%;3)优化滤波系统,目前级联的可调谐光纤法布里—珀罗边带滤波组总抑制比~100 dB,透过率仅有5%,损耗较大。可参考国际上一些研究组的经验,使用自由空间滤波系统,使得透过率高达40%;4)通过光纤盘绕、黑体辐射隔离以及尽量减少进入光路的杂散光,单光子探测器的暗计数率可能降低到1 c.p.s以下。最终优化后的系统探测到的平均声子占据数可能降低到0.01量级。

4 结束语

本文实现了一维光声晶体微腔中声学量子态的探测系统,该系统在极低温28 mK下测得一维光声晶体的光学谐振频率和声学谐振频率分别是 $\omega_c/2\pi \sim 196.371$ THz和 $\omega_m/2\pi \sim 5.344$ GHz。其中的关键技术是利用脉冲光驱动微腔散射光子,再通过级联窄带宽光纤法布里—珀罗滤波器,对泵浦光子进行选择滤波,保留频率为 ω_c 的散射光子,使用SNSPD对散射光子进行计数,得出平均声子数。该方法可以减少光的加热效应降低声子占据率。最终测量得到的平均声子数为 0.14 ± 0.03 ,达到了量子基态。这些技术为声学量子态在量子计算、量子精密测量、量子换能器,量子中继及存储等领域的应用奠定了基础。

参考文献

- [1] ASPELMEYER M, KIPPENBERG T J, MARQUARDT F. Cavity optomechanics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(4): 1391-1452.
- [2] CLELAND A N, O'CONNELL A D, HOFHEINZ M, et al. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator[J]. *Nature*, 2010, 464(7289): 697-703.
- [3] CHAN J, MAYER A T P, SAFAVI-NAEINI A H, et al. Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state[J]. *Nature*, 2011, 478(7367): 89-92.
- [4] GIESELER J, DEUTSCH B, QUIDANT R, et al. Subkelvin parametric feedback cooling of a laser-trapped nanoparticle [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(10): 103603.
- [5] BOWEN W P, MILBURN G J. Quantum optomechanics [M]. Paris: CRC press, 2015.
- [6] ZHANG Z Z, SONG X X, LUO G, et al. Coherent phonon dynamics in spatially separated graphene mechanical resonators[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2020, 117(11): 5582-5587.

- [7] HÖNL S, POPOFF Y, CAIMI D, et al. Microwave-to-Optical conversion with a gallium phosphide photonic crystal cavity[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 1-9.
- [8] MUNSCH M, KUHLMANN A V, CAEDDU D, et al. Resonant driving of a single photon emitter embedded in a mechanical oscillator[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 1-7.
- [9] DOHERTY M W, MANSON N B, DELANEY P, et al. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond[J]. *Physics Reports*, 2013, 528(1): 1-45.
- [10] GAVARTIN E, VERLOT P, KIPPENBERG T J. A hybrid on-chip optomechanical transducer for ultrasensitive force measurements[J]. *Nature Nanotechnology*, 2012, 7(8): 509-514.
- [11] VERHAGEN E, DELÉGLISE S, WEIS S, et al. Quantum-Coherent coupling of a mechanical oscillator to an optical cavity mode[J]. *Nature*, 2012, 482(7383): 63-67.
- [12] MIRHOSSEINI M, SIPAHIGIL A, KALAEI M, et al. Superconducting qubit to optical photon transduction[J]. *Nature*, 2020, 588(7839): 599-603.
- [13] KIPPENBERG T J, VAHALA K J. Cavity optomechanics: Back-Action at the mesoscale[J]. *Science*, 2008, 321(5893): 1172-1177.
- [14] BARZANJEH S, XUEREBA A, GRÖBLACHER S, et al. Optomechanics for quantum technologies[J]. *Nature Physics*, 2021, 18(1): 15-24.
- [15] CAMACHO R M, VAHALA K J, EICHENFIELD M, et al. Optomechanical crystals[J]. *Nature*, 2009, 462(7269): 78-82.
- [16] CHAN J, SAFAVI-NAEINI A H, HILL J T, et al. Optimized optomechanical crystal cavity with acoustic radiation shield[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(8): 081115.
- [17] CUOMO D, CALEFFI M, CACCIAPUOTI A S, et al. Towards a distributed quantum computing ecosystem[J]. *IET Quantum Communication*, 2020, 1(1): 3-8.
- [18] COHEN-TANNOUDJI C, DIU B, LALOË F. Mécanique quantique[M]. Téhéran: Centre de Publications Universitaire, 1986.
- [19] TEUFEL J D, DONNER T, LI D, et al. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state[J]. *Nature*, 2011, 475(7356): 359-363.
- [20] MEENEHAN S M, COHEN J D, MACCABE G S, et al. Pulsed excitation dynamics of an optomechanical crystal resonator near its quantum ground state of motion[J]. *Physical Review X*, 2015, 5(4): 041002.
- [21] RIEDINGER R, WALLUCKS A, MARINKOVIĆ I, et al. Remote quantum entanglement between two micromechanical oscillators[J]. *Nature*, 2018, 556(7702): 473-477.
- [22] OCKELOEN-KORPPI C F, DAMSKÄGG E, PIRKKALAINEN J M, et al. Stabilized entanglement of massive mechanical oscillators[J]. *Nature*, 2018, 556(7702): 478-482.
- [23] MACCABE G S, REN H, LUO J, et al. Nano-Acoustic resonator with ultralong phonon lifetime[J]. *Science*, 2020, 370(6518): 840-843.
- [24] DELANEY R D, URMEY M D, MITTAL S, et al. Superconducting-Qubit readout via low-backaction electro-optic transduction[J]. *Nature*, 2022, 606(7914): 489-493.
- [25] WOLLACK E A, CLELAND A Y, GRUENKE R G, et al. Quantum state preparation and tomography of entangled mechanical resonators[J]. *Nature*, 2022, 604(7906): 463-467.
- [26] EICHENFIELD M, CHAN J, SAFAVI-NAEINI A H, et al. Modeling dispersive coupling and losses of localized optical and mechanical modes in optomechanical crystals[J]. *Optics Express*, 2009, 17(22): 20078-20098.
- [27] MACCABE G S. Phonon dynamics and damping in three-dimensional acoustic bandgap cavity-optomechanical resonators[D]. Pasadena: California Institute of Technology, 2019.

编辑 蒋晓