

三能级人工原子—声学腔耦合系统中的声子阻塞效应

郭琴,谢文治,段正路

(江西师范大学 物理与通信电子学院,南昌 330022)

摘要:研究了与级联型三能级人工原子耦合的声学腔中的声子统计.研究采取的模型是由一个级联型三能级人工原子和两个声学布拉格镜组成,其中两个布拉格镜组成系统的声学腔.研究表明,在弱驱动和强控制场的作用下,模型中将产生常规声子阻塞,系统耦合强度和控制场强度对声子阻塞具有较大影响.此外,还研究了环境热噪声对声子阻塞的破坏作用.这项作为实验上实现声子阻塞提供了一个可行的方案,可用于制备单声子源.

关键词:声子阻塞;单声子源;三能级人工原子

中图分类号:O413

文献标志码:A

量子领域的科技发展已经成为国家战略计划.量子技术包括量子计算^[1]、量子通信^[2]、量子精密测量^[3]、量子模拟^[4]和量子密码学^[5]等.一个理想的单光子源在量子通信中必不可少,是量子通信的基础^[6].除了光子之外,声子因其低速、波长短等优点成为自然界中另一个重要的能量和信息载体^[7].声子作为一种准粒子在量子存储、探测、操控等领域中也扮演着重要的角色.因此,单声子源的制备对量子信息技术至关重要.一个高品质的单声子源可以与多种量子系统连接,用于探索不同于光子的物理世界^[8-10].在声子系统当中创建量子体系一直是量子声学目前研究的重点^[11-13].最近,研究表明超导量子比特与声表面波之间可以进行相互作用^[7,14-16].声表面波与超导量子比特之间的相互作用开辟了将量子光学效应的类似物映射到声学中的途径.

2010年加州大学研究小组在低温下通过微波频率的机械谐振器与量子比特耦合,实现了可控地产生单个声子,为量子控制在机械系统中奠定了基础^[17].同年,清华大学研究小组在研究纳米机械谐振器中的量子振荡问题时提出,可以通过声子阻塞来间接观察量子振荡^[18].声子阻塞是光子阻塞在量子声学中的对应物,是一种纯量子效应.这个效应表现为当第一个声子在线性谐振器中产生后,第二个声子会被阻塞.只有第一个声子输出后,第二个声子才会在谐振器中产生.谐振器中的声子数量永远不会超过一个.因此,制备单声子源^[9-10]可以借助声子阻塞效应.之后,声子阻塞在大量系统中得到研究,如:光机械与二能级缺陷耦合系统^[19]、量子比特与非线性纳米机械谐振器耦合系统^[9]、平方耦合光机械系统^[10,20]、金刚石 NV 色心与声子晶体耦合系统^[21]、声表面波与超导量子比特耦合系统^[22]等.目前,上述的声子阻塞都属于常规声子阻塞.常规声子阻塞产生的原因通常是基于系统中的强非线性导致系统能级分布的不均匀性,即产生非谐的能级.

除了常规声子阻塞外,还存在一种由双声子能级跃迁存在多种路径导致跃迁路径之间相干相消的非常规声子阻塞.非常规声子阻塞可以在弱耦合和弱驱动下产生,放宽了产生声子阻塞的非线性强度限制,在实验上更易于产生单个的声子.非常规声子阻塞在线性机械梁与非线性机械梁耦合系统^[23]、两个弱非线性机械谐振器系统^[24]、平方耦合光机械系统^[25]、带电线性薄膜与非线性薄膜耦合系统^[26]、纳米机械谐振器与相位量子比特耦合系统^[27]、混合光机械系统^[28]中已经实现.

收稿日期:2022-03-17;修回日期:2022-04-30.

基金项目:国家自然科学基金(11964014);江西省主要学科学术与技术带头人(20204BCJ23026);江西省自然科学基金(20212BAB201018).

作者简介:郭琴(1972—),女,江西丰城人,江西师范大学教授,博士,研究方向为理论物理.

通信作者:段正路,E-mail:duanzhenglu@jxnu.edu.cn.

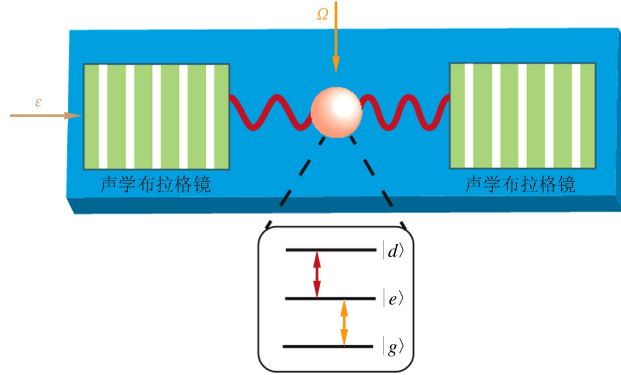
由于三能级结构在人工原子中容易找到,在实验上也更容易实现,故本文研究声场与人工三能级原子耦合系统中的声子阻塞效应.其模型为一个级联型三能级人工原子嵌入两个声学布拉格镜组成的声学腔中.通过数值模拟系统中的声子统计特性,发现在弱驱动情况下,模型中可以出现亚泊松分布的声子统计分布特征.

1 模型简介

模型由一个级联型三能级人工原子和两个声学布拉格镜组成,其中两个布拉格镜组成了系统的声学腔.人工原子嵌入两个布拉格镜组成的声学腔中.该人工原子可以是可调能隙的超导磁通量子比特^[29-30],也可以是一个传输量子比特类型的超导电路^[31].

系统模型如图 1 所示.

人工原子的能级标记为 $|g\rangle$, $|e\rangle$, $|d\rangle$, 分别是原子基态, 原子第一激发态, 原子第二激发态. 原子第一激发态的自发辐射率为 γ_1 , 原子第二激发态的自发辐射率为 γ_2 . 原子基态 $|g\rangle$ 与原子第一激发态 $|e\rangle$ 之间的跃迁频率为 ω_e , 原子第一激发态 $|e\rangle$ 与第二激发态之间的跃迁频率为 ω_d . $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 的跃迁由一个强控制场直接进行耦合. 该控制场频率为 ω_p , 振幅为 Ω . 控制场可以是声场, 也可以是微波场^[32]. 具有频率 ω_a



$|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 的跃迁与一个强控制场耦合, Ω 为强控制场振幅.
 $|e\rangle \leftrightarrow |d\rangle$ 的跃迁与声学腔耦合. 该声学腔被外加弱驱动场驱动, 其中 ε 为外加弱驱动场的振幅.

图1 人工三能级原子和声学腔的耦合系统模型

Fig.1 The model of a coupling system of an artificial three-level atom and an acoustic cavity

和自发衰减率为 κ 的声学腔与原子的 $|e\rangle \rightarrow |d\rangle$ 跃迁耦合. 声学腔由一个弱的外加声驱动场进行驱动, 该弱外加声驱动场频率为 ω_q , 振幅为 ε . 系统的哈密顿量在薛定谔表象下可以被描述为 ($\hbar = 1$),

$$H = \omega_a a^\dagger a + \omega_e \sigma_{ee} + \omega_d \sigma_{dd} + \Omega (e^{i\omega_p t} \sigma_{ge} + e^{i\omega_p t} \sigma_{eg}) + g (a^\dagger \sigma_{ed} + a \sigma_{de}) + \varepsilon (e^{i\omega_q t} a + e^{i\omega_q t} a^\dagger), \quad (1)$$

其中, a^\dagger 与 a 分别是声场的产生和湮灭算符; $\sigma_{ee} = \sigma_{eg} \sigma_{ge} = |e\rangle \langle e|$ 以及 $\sigma_{dd} = \sigma_{de} \sigma_{ed} = |d\rangle \langle d|$; 三能级原子基态与第一激发态之间的上升(下降)算符写作 $\sigma_{eg} = |e\rangle \langle g|$ ($\sigma_{ge} = |g\rangle \langle e|$), 三能级原子第一激发态与第二激发态之间的上升(下降)算符写作 $\sigma_{de} = |d\rangle \langle e|$ ($\sigma_{ed} = |e\rangle \langle d|$); g 是原子与腔场的耦合强度. 为了更符合实际物理模型和计算简便, 利用时间演化算符消去薛定谔表象下总哈密顿量的含时项, 将系统哈密顿量变换为相互作用表象下的哈密顿量

$$H_I = i \frac{dU^\dagger}{dt} U + U^\dagger H U = \Delta a^\dagger a + \delta_1 \sigma_{ee} + \delta_2 \sigma_{dd} + \Omega (\sigma_{ge} + \sigma_{eg}) + g (a^\dagger \sigma_{ed} + a \sigma_{de}) + \varepsilon (a + a^\dagger), \quad (2)$$

其中, 时间演化算符 $U(t) = e^{i(\omega_q a^\dagger a + \omega_p \sigma_{ee} + \omega_q \sigma_{dd})t}$; $\Delta = \omega_a - \omega_q$ 为声学场与外部弱声驱动场之间的频率失谐; $\delta_1 = \omega_e - \omega_p$ 是基态到第一激发态跃迁频率与强控制场之间的失谐; $\delta_2 = \omega_d - \omega_q$ 是第一激发态到第二激发态跃迁频率与外部弱声驱动场之间的失谐. 把声学腔自发衰减率 κ 和原子自发辐射率 γ_1, γ_2 加以考虑, 上式哈密顿量改写为

$$H_{eff} = \Delta' a^\dagger a + \delta'_1 \sigma_{ee} + \delta'_2 \sigma_{dd} + \Omega (\sigma_{ge} + \sigma_{eg}) + g (a^\dagger \sigma_{ed} + a \sigma_{de}) + \varepsilon (a + a^\dagger), \quad (3)$$

其中 $\Delta' = \Delta - \frac{i\kappa}{2}$, $\delta'_1 = \delta_1 - \frac{i\gamma_1}{2}$, $\delta'_2 = \delta_2 - \frac{i\gamma_2}{2}$.

2 数值模拟方法

在稳态下,用零时二阶关联函数来表征声子场的统计性质

$$g^{(2)}(0) = \text{Tr}(a^\dagger a^\dagger a a \rho) / (\text{Tr}(a^\dagger a \rho))^2. \quad (4)$$

当 $g^{(2)}(0) > 1$, 声场是聚束的, 满足统计分布中的超泊松分布; 当 $0 < g^{(2)}(0) < 1$, 声场是反聚束的, 声子与声子之间排斥, 满足统计分布中的亚泊松分布. 此外, 若 $g^{(2)}(0) = 0$, 则声场是理想的单声子源. 平均声子数可以表示为

$$\langle N \rangle = \text{Tr}(a^\dagger a \rho), \quad (5)$$

二阶关联函数值越低表示输出的单声子纯度越高, 平均声子数越大表示输出的单声子亮度越大. 二阶关联函数与平均声子数可以通过系统密度算符 ρ 求出. 系统密度算符 ρ 随时间演化主方程可写作

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -i[H_{\text{eff}}, \rho] + \frac{\gamma_1}{2}(2\sigma_{ge}\rho\sigma_{eg} - \sigma_{eg}\sigma_{ge}\rho - \rho\sigma_{eg}\sigma_{ge}) + \frac{\gamma_2}{2}(2\sigma_{ed}\rho\sigma_{de} - \sigma_{de}\sigma_{ed}\rho - \rho\sigma_{de}\sigma_{ed}) + \\ & \frac{\kappa}{2}(n_{\text{th}} + 1)(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a) + \frac{\kappa}{2}n_{\text{th}}(2a^\dagger \rho a - a a^\dagger \rho - \rho a a^\dagger), \end{aligned} \quad (6)$$

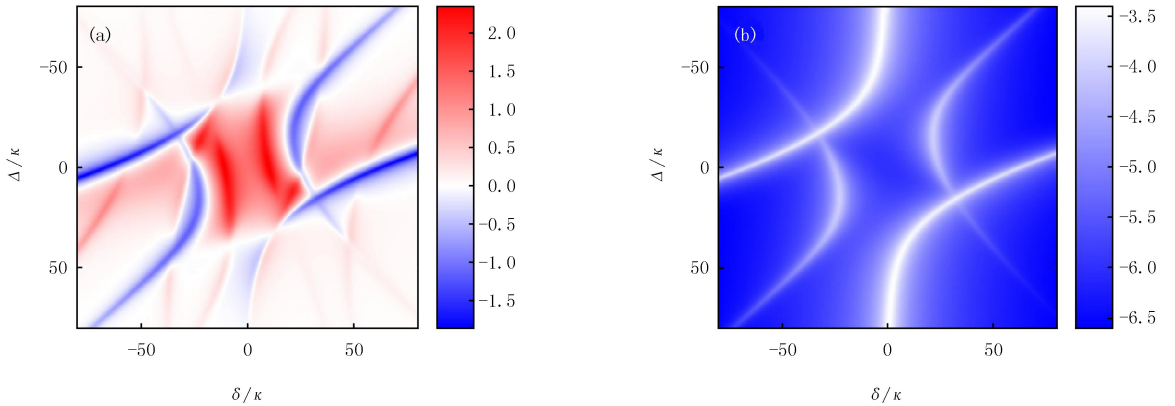
其中, 热平均声子数 $n_{\text{th}} = (\exp(T_0/T) - 1)^{-1}$, T 是环境温度, $T_0 = \hbar\omega_a/k_B$ 是系统的特征温度, k_B 是玻尔兹曼常数. 由于声子频率与热噪声频率十分接近, 所以声子阻塞极易受到温度的干扰甚至破坏.

假设系统处于稳态下, 则 $\partial\rho/\partial t = 0$. 由此可以得到二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 和平均声子数 $\langle N \rangle$. 若所得到的二阶关联函数 $g^{(2)}(0) < 1$, 则模型中出现了声子阻塞.

3 结果分析

下面通过计算机数值模拟分析声子阻塞效应. 通过求解主方程, 研究二阶关联函数和平均声子数随系统重要参数的变化情况. 为了简单但又不失物理, 数值计算时令 $\delta'_1 = \delta'_2 = \delta$.

下面首先考虑 $T=0$ 的情况. 图 2 中绘制了 2 幅三维图像, 图 2(a) 是二阶关联函数随参数 Δ 和 δ 变化的函数图像, 图 2(b) 是平均声子数随参数 Δ 和 δ 变化的函数图像.



参数条件取值为耦合强度 $g=10\kappa$, 弱驱动强度 $\varepsilon=0.01\kappa$, 强控制场振幅 $\Omega=5\kappa$, 原子衰减 $\gamma=0.01\kappa$, $T=0$.

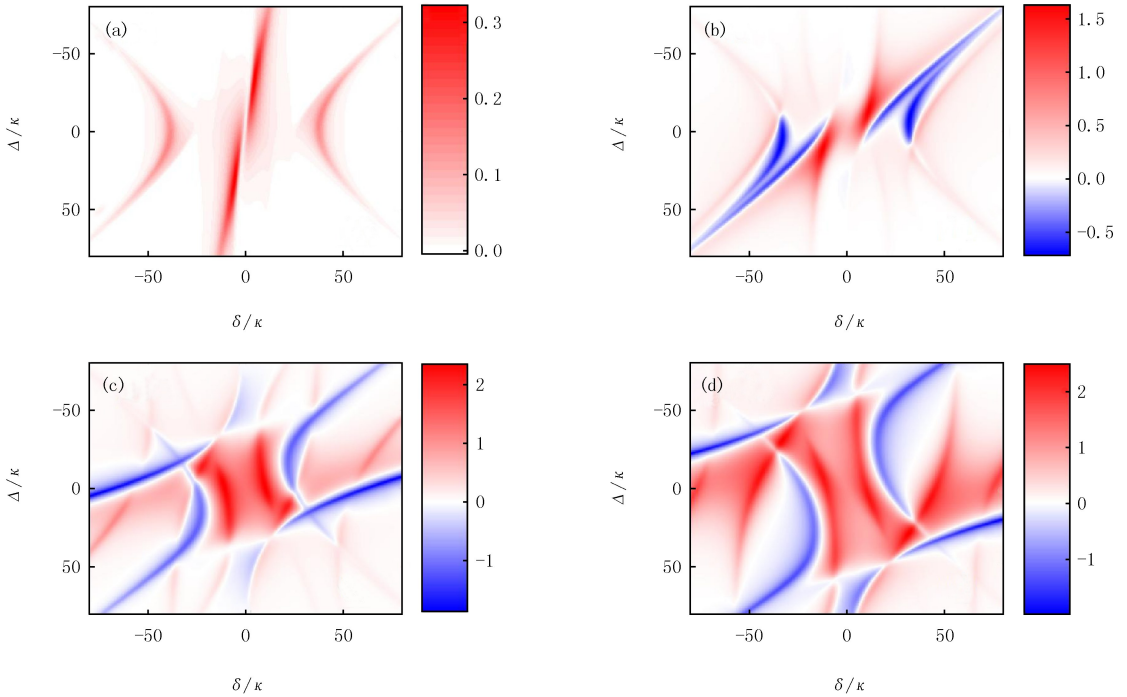
图2 (a)二阶关联函数 $\lg g^{(2)}(0)$ 随原子失谐 δ/κ 与腔场失谐 Δ/κ 变化的图像; (b) 平均声子数 $\lg N$ 随原子失谐 δ/κ 与腔场失谐 Δ/κ 变化的图像(在线彩图)

Fig.2 (a) Figure of second-order correlation function $\lg g^{(2)}(0)$ varying with atomic detuning δ/κ and cavity field detuning Δ/κ . (b) Figure of mean phonon number varying with atomic detuning δ/κ and cavity field detuning (colour online)

如图 2(a) 所示, 图像中共出现了 4 支蓝色结构, 其二阶关联函数值在 $10^{-1.5}$ 左右, 远小于 1, 说明此时声场是反聚束的, 方案中出现了声子阻塞效应. 图 2(b) 中有 4 支白色结构, 其平均声子数数值在 $10^{-3.5}$ 左右. 图

2(a)的蓝色结构与图 2(b)的白色结构高度一致,这意味着当系统处于反聚束最强的时候,平均声子数也最大,此时输出的声子纯度与亮度均达到系统最佳值,这是常规声子阻塞的一个典型特征.

在图 3 中,研究了系统耦合强度 g 对二阶关联函数 $\lg g^{(2)}(0)$ 的影响.当 $g = 2\kappa$ 时,耦合强度太弱,系统中并未出现反聚束结构,此时不存在声子阻塞效应.当 $g = 5\kappa$ 时,出现了反聚束结构,但反聚束并不强,此时产生的声子纯度不高.当 $g = 10\kappa$ 时,声子反聚束要比图 3(b)的强,提高耦合强度有利于声子强反聚束.当 $g = 15\kappa$ 时,反聚束结构仍然存在,其二阶关联函数值与图 3(c)基本一致.但是在实验上,大耦合强度难以实现.因此,耦合强度取在可以出现强反聚束的合适参数范围内即可.



(a) $g=2\kappa$, (b) $g=5\kappa$, (c) $g=10\kappa$, (d) $g=15\kappa$. 其他参数与图2一致.

图3 二阶关联函数 $\lg g^{(2)}(0)$ 在不同耦合强度下随原子失谐 δ/κ 与腔场失谐 Δ/κ 变化的图像(在线彩图)

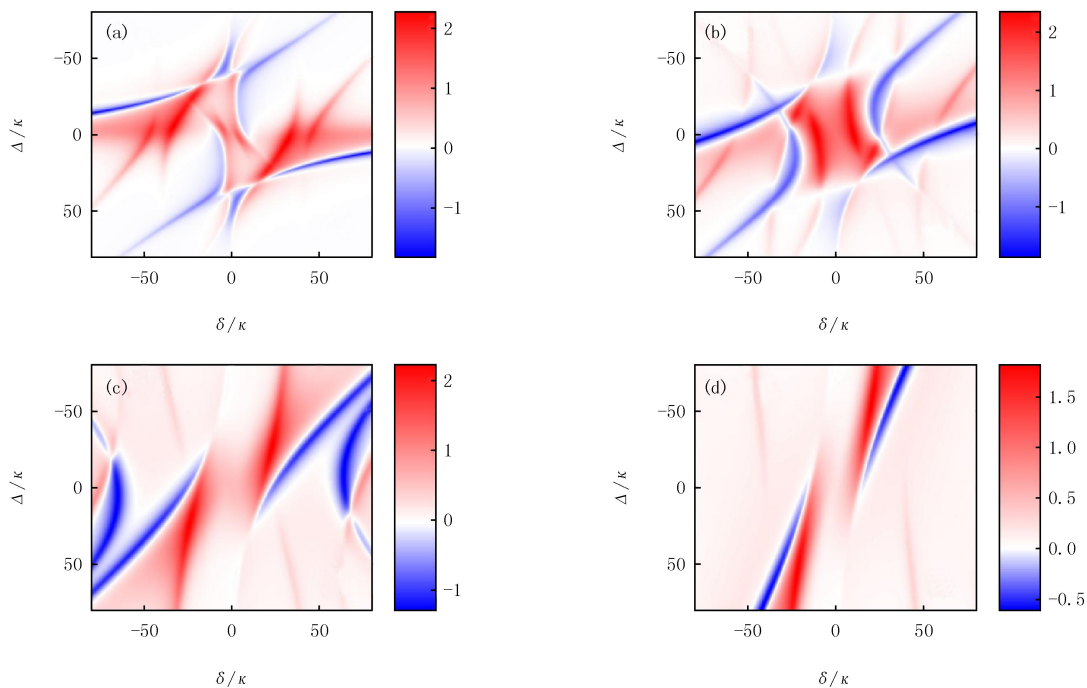
Fig.3 The second-order correlation function $\lg g^{(2)}(0)$ varies with atomic detuning δ/κ and cavity field detuning Δ/κ under different coupling intensities (colour online)

在图 4 中,研究了系统中强控制场对声子反聚束的影响.在 $\Omega = 2\kappa$ 时,模型已经可以出现声子阻塞效应.在 $\Omega = 5\kappa$ 时,4 支反聚束结构依然存在且两两相交.在 $\Omega = 10\kappa$ 时,4 支反聚束结构不再相交,并且其最低二阶关联函数值与图 4(b)相比下降了 $10^{-0.5}$ 左右.在 $\Omega = 15\kappa$ 时,反聚束结构只有 2 支了,而且二阶关联函数值升高到 $10^{-0.5}$,此时反聚束强度变弱.因此,强控制场的振幅并非越大越好,强反聚束的出现需要取合适的强控制场振幅参数.

声子具有较低的本征频率,对来自基底材料的热噪声极为敏感,因此需要研究在有限温度下实现声子阻塞.在图 5 中绘制了系统二阶关联函数 $\lg g^{(2)}(0)$ 在不同温度下的图像.可以看到当 $T = 0.05T_0$ 时,与图 2(a)相比,图 5(a)中 4 支反聚束结构依然存在,此时热噪声对声子反聚束的抑制作用不明显.当 $T = 0.08T_0$ 时,反聚束结构开始受到热噪声影响开始变得不清晰.当 $T = 0.11T_0$ 时,反聚束结构基本被破坏.当 $T = 0.14T_0$ 时,已经不存在反聚束结构了.显然,较高的热噪声对于声子阻塞是极为不利的,声子阻塞效应难以在高温下存在.所幸的是,实验上已成功实现声表面波和人工原子在 $20 \text{ mK}^{[14]}$ 甚至 $10 \text{ mK}^{[32]}$ 温度下相互作用.

4 结 论

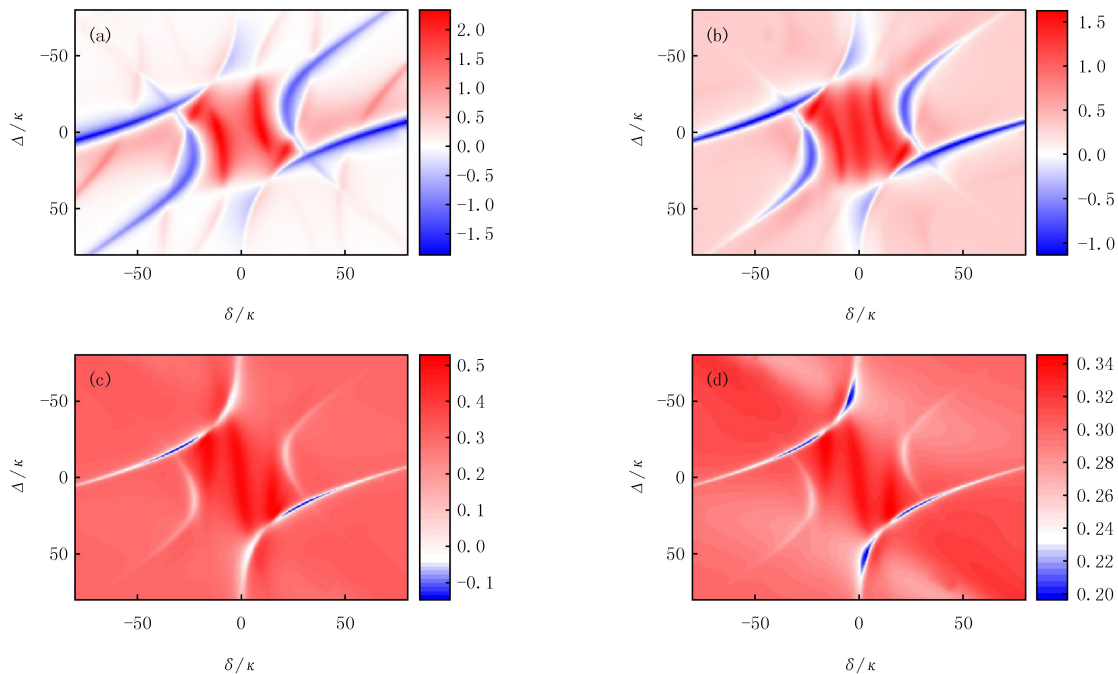
本文研究了声表面波与级联型三能级人工原子耦合系统中的声子阻塞效应.根据系统密度主方程,数值



(a) $\Omega=2\kappa$, (b) $\Omega=5\kappa$, (c) $\Omega=10\kappa$, (d) $\Omega=15\kappa$, 其他参数与图2一致。

图4 二阶关联函数 $\lg g^{(2)}(0)$ 在不同强控制场振幅下随原子失谐 δ/κ 与腔场失谐 Δ/κ 变化的图像(在线彩图)

Fig. 4 The second-order correlation function $\lg g^{(2)}(0)$ varies with atomic detuning δ/κ and cavity field detuning Δ/κ under different amplitudes of the strong control field(colour online)



(a) $T=0.05T_0$, (b) $T=0.08T_0$, (c) $T=0.11T_0$, (d) $T=0.14T_0$, 其他参数与图2一致。

图5 二阶关联函数 $\lg g^{(2)}(0)$ 在不同温度下随原子失谐 δ/κ 与腔场失谐 Δ/κ 变化的图像(在线彩图)

Fig. 5 The second-order correlation function $\lg g^{(2)}(0)$ varies with atomic detuning δ/κ and cavity field detuning Δ/κ at different temperatures(colour online)

模拟了声子的二阶关联函数和平均声子数.结果显示,在弱驱动和强耦合下系统会出现强反聚束效应.声子阻塞效应的产生需要耦合强度和强控制场振幅合适的参数.最后,讨论了环境中的热噪声对声子阻塞的影响,表明热噪声会破坏声子阻塞,实现声子阻塞需要低温环境.

参 考 文 献

- [1] KNILL E, LAFLAMME R, MILBURN G J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics[J]. *Nature*, 2001, 409(6816): 46-52.
- [2] HU J Y, YU B, JING M Y, et al. Experimental quantum secure direct communication with single photons[J]. *Light: Science & Applications*, 2016, 5(9): e16144.
- [3] DEGEN C L, REINHARD F, CAPPELLARO P. Quantum sensing[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(3): 035002.
- [4] GEORGESCU I M, ASHHAB S, NORI F. Quantum simulation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86(1): 153-185.
- [5] PIRANDOLA S, ANDERSEN U L, BANCHI L, et al. Advances in quantum cryptography[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2020, 12(4): 1012-1236.
- [6] EISAMAN M D, FAN J, MIGDALL A, et al. Invited review article: single-photon sources and detectors[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2011, 82(7): 071101.
- [7] GUSTAFSSON M V, AREF T, KOCKUM A F, et al. Propagating phonons coupled to an artificial atom[J]. *Science*, 2014, 346(6206): 207-211.
- [8] KUZYK M C, WANG H L. Scaling phononic quantum networks of solid-state spins with closed mechanical subsystems[J]. *Physical Review X*, 2018, 8(4): 041027.
- [9] WANG X, MIRANOWICZ A, LI H R, et al. Method for observing robust and tunable phonon blockade in a nanomechanical resonator coupled to a charge qubit[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(6): 063861.
- [10] XIE H, LIAO C G, SHANG X, et al. Optically induced phonon blockade in an optomechanical system with second-order nonlinearity[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(2): 023819.
- [11] SULKKO J, SILLANPÄÄ M A, HÄKKINEN P, et al. Strong gate coupling of high-Q nanomechanical resonators[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(12): 4884-4889.
- [12] OCKELOEN-KORPPI C F, DAMSKÄGG E, PIRKKALAINEN J M, et al. Noiseless quantum measurement and squeezing of microwave fields utilizing mechanical vibrations[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(10): 103601.
- [13] MASSEL F, HEIKKILÄ T T, PIRKKALAINEN J M, et al. Microwave amplification with nanomechanical resonators[J]. *Nature*, 2011, 480(7377): 351-354.
- [14] BOLGAR A N, ZOTOVA J I, KIRICHENKO D D, et al. Quantum regime of a two-dimensional phonon cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(22): 223603.
- [15] MANENTI R, KOCKUM A F, PATTERSON A, et al. Circuit quantum acoustodynamics with surface acoustic waves[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 975.
- [16] NOGUCHI A, YAMAZAKI R, TABUCHI Y, et al. Qubit-assisted transduction for a detection of surface acoustic waves near the quantum limit[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(18): 180505.
- [17] O'CONNELL A D, HOFHEINZ M, ANSMANN M, et al. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator[J]. *Nature*, 2010, 464(7289): 697-703.
- [18] LIU Y X, MIRANOWICZ A, GAO Y B, et al. Qubit-induced phonon blockade as a signature of quantum behavior in nanomechanical resonators[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(3): 032101.
- [19] RAMOS T, SUDHIR V, STANNIGEL K, et al. Nonlinear quantum optomechanics via individual intrinsic two-level defects[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(19): 193602.
- [20] XIE H, LIAO C G, SHANG X, et al. Phonon blockade in a quadratically coupled optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2017, 96: 013861.
- [21] CAI K, PAN Z W, WANG R X, et al. Single phonon source based on a giant polariton nonlinear effect[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(5): 1163-1166.
- [22] TANG J S, WU Y, WANG Z K, et al. Vacuum-induced surface-acoustic-wave phonon blockade[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053802.
- [23] GUAN S G, BOWEN W P, LIU C J, et al. Phonon antibunching effect in coupled nonlinear micro/nanomechanical resonator at finite temperature[J]. *Europhysics Letters*, 2017, 119(5): 58001.
- [24] SARMA B, SARMA A K. Tunable phonon blockade in weakly nonlinear coupled mechanical resonators via Coulomb interaction[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 14583.

- [25] SHI H Q,ZHOU X T,XU X W, et al.Tunable phonon blockade in quadratically coupled optomechanical systems[J].Scientific Reports, 2018,8:2212.
- [26] NEMA J K,GUPTA S,THAKKAR R, et al.Novel hermetically sealed device to realize unconventional phonon blockade at near-micron dimensions and milliKelvin temperatures[J].AIP Advances,2021,11(1):015112.
- [27] XU X W,CHEN A X,LIU Y X.Phonon blockade in a nanomechanical resonator resonantly coupled to a qubit[J].Physical Review A, 2016,94(6):063853.
- [28] YANG J Y,JIN Z,LIU J S, et al.Unconventional phonon blockade in a tavis-cummings coupled optomechanical system[J].Annalen Der Physik,2020,532(12):2000299.
- [29] PAAUW F G,FEDOROV A,HARMANS C J P M, et al.Tuning the gap of a superconducting flux qubit[J].Physical Review Letters, 2009,102(9):090501.
- [30] PENG Z H,LIU Y X,PELTONEN J T, et al.Correlated emission lasing in harmonic oscillators coupled via a single three-level artificial atom[J].Physical Review Letters,2015,115(22):223603.
- [31] GASPARINETTI S,PECHAL M,BESSE J C, et al.Correlations and entanglement of microwave photons emitted in a cascade decay[J]. Physical Review Letters,2017,119(14):140504.
- [32] MANENTI R,PETERER M J,NERSISYAN A, et al.Surface acoustic wave resonators in the quantum regime[J].Physical Review B, 2016,93(4):041411.

Phonon blockade in an acoustic cavity coupled to a three-energy artificial atom

Guo Qin, Xie Wenzhi, Duan Zhenglu

(College of Physics and Communication Electronics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China)

Abstract: In this paper, the phonon statistics in an acoustic cavity coupled with a cascade three-level artificial atom are studied. The model adopted in this study is composed of a cascade three-level artificial atom and two acoustic Bragg mirrors, two of which constitute the acoustic cavity of the system. The results show that under the action of weak driving and strong control field, conventional phonon blocking will occur in the model; The system coupling strength and control field strength have a great influence on phonon blocking. In addition, the destructive effect of ambient thermal noise on phonon blocking is also studied. This work provides a feasible scheme for realizing phonon blocking in experiment, which can be used to prepare single phonon source.

Keywords: phonon blockade; single phonon source; three-energy level artificial atoms

[责任编辑 杨浦 刘洋]