物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

超强耦合电路量子电动力学系统中反旋波效应对量子比特频率移动的影响

陈臻 王帅鹏 李铁夫 游建强

Counter-rotating effect on frequency shift of flux qubit in ultrastrongly coupled circuit-quantum-electrodynamics system

Chen Zhen Wang Shuai-Peng Li Tie-Fu You Jian-Qiang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 69, 124204 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200474
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.69.20200474
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

与XY双自旋链耦合的双量子比特系统的关联性与相干性
Correlation and coherence for two-qubit system coupled to XY spin chains
物理学报. 2018, 67(15): 150302 https://doi.org/10.7498/aps.67.20180812

新型超导量子比特及量子物理问题的研究
Novel superconducting qubits and quantum physics
物理学报. 2018, 67(22): 228501 https://doi.org/10.7498/aps.67.20180845

色散和杂质对双参量非对称高斯势量子点量子比特的影响
Influence of dispersion and impurity on double-parameter asymmetric Gaussian quantum dot qubit
物理学报. 2019, 68(24): 247803 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190960

基于超强耦合量子点-纳米机械振子系统的全光学质量传感
All-optical mass sensing based on ultra-strong coupling quantum dot-nanomechanical resonator system
物理学报. 2019, 68(24): 246302 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190607

纳米机械谐振器耦合量子比特非厄米哈密顿量诱导的声子阻塞
Phonon blockade induced by a non-Hermitian Hamiltonian in a nanomechanical resonator coupled with a qubit
物理学报. 2019, 68(11): 114203 https://doi.org/10.7498/aps.68.20182263

超强耦合电路量子电动力学系统中反旋波效应对量子比特频率移动的影响*

陈臻[1)2)] 王帅鹏[1)2)] 李铁夫[3)1)4)†] 游建强[2)‡]

1) (北京计算科学研究中心量子物理与量子信息研究部, 北京 100193)

2) (浙江大学物理系, 杭州 310027)

3) (清华大学微电子学研究所, 量子信息前沿科学中心, 北京 100084)

4) (北京量子信息科学研究院, 北京 100193)

(2020 年 3 月 31 日收到; 2020 年 4 月 24 日收到修改稿)

从实验上研究了四结磁通量子比特与多模共面波导谐振腔构成的超强耦合电路量子电动力学系统. 通过传输谱测量和数值拟合, 确定量子比特与腔第一模式的耦合强度已达到 0.1 倍谐振腔频率, 进入了超强耦合区域; 通过色散读出方法得到了系统的能谱, 并通过增加探测场光子, 从能谱上得到了量子比特频率随探测光子的位移. 这种位移不仅包含旋波项的贡献, 也包含了反旋波项的显著贡献, 证实我们所实现的超强耦合系统是一个良好的研究量子拉比模型的实验平台, 它在量子技术的诸多方面有潜在的应用, 如量子模拟、超快量子逻辑门、纠缠态制备、量子比特保护等.

关键词: 磁通量子比特, 超强耦合, 量子拉比模型, 布洛赫-西格特位移

PACS: 42.50.–p, 03.67.–a, 31.30.J–, 37.30.+i **DOI:** 10.7498/aps.69.20200474

1 引 言

超导量子比特系统是实现量子计算机的主要候选方案之一[1–4], 同时也是研究电路量子电动力学的良好平台[5–9]. 根据约瑟夫森耦合能 $E_{\rm J}$ 和充电能 $E_{\rm C}$ 比值的不同, 超导量子比特主要可以分为三种, 分别是电荷量子比特[10]、磁通量子比特[11]和相位量子比特[12,13]. 为了压制电荷噪声带来的退相干, 人们在磁通量子比特的基础上发展出了电容并联磁通量子比特[14,15], 在电荷量子比特的基础上发展出了传输子量子比特[16] 和 Xmon 量子比特[17]. 这些新一代的超导量子比特在相干性方面有很大的提高, 使得超导量子比特系统在大规模量子计算与量子模拟方面成为强有力的竞争者[18–22].

但是, 传输子和 Xmon 也有自身的局限性. 电容的增加导致这两种量子比特非谐性减少, 使得他们不是一个良好的二能级系统. 与传输子和 Xmon 相比, 电容并联磁通量子比特非谐性好一些[15], 但在某些应用方面也还不够. 如在超导量子比特与微波腔的耦合处于超强、甚至深强耦合区域时[23–26], 只有具有非常好的非谐性才能够很好地量子模拟 Rabi 模型. 这时常规的磁通量子比特非谐性较大, 具有优势[27]. 另外, 磁通量子比特还有如下优点: 耦合方式通常为磁偶极相互作用, 可以与 NV 色心等天然自旋系综直接耦合, 用于量子态存储[28,29].

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301200)、科学挑战计划 (批准号: TZ2018003)、国家自然科学基金 (批准号: U1930402) 和 BAQIS 研究计划 (批准号: Y18G27) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: litf@tsinghua.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: jqyou@zju.edu.cn

© 2020 中国物理学会 Chinese Physical Society

本文实验研究了四结磁通量子比特与共面波导谐振腔构成的电路量子电动力学超强耦合系统. 在物理性质上, 四结磁通量子比特与通常的三结磁通量子比特类似[30,31], 但样品制备上更为方便[30]. 通过色散读出, 测试了系统的能谱, 观测到了磁通量子比特随测量光子数增加的频率移动. 在所实现的超强耦合系统中, 实验测量与理论分析显示, 上述频率移动除了包含旋波项产生的交流斯塔克位移, 还存在明显的由反旋波项导致的布洛赫-西格特位移, 表明本文实现的超强耦合系统需由包含反旋波项的 Rabi 模型才能很好地描述.

2 超强耦合电路量子电动力学系统

2.1 理论模型

本文研究的超强耦合电路量子电动力学系统包含一个四约瑟夫森结磁通量子比特与一个多模超导共面波导谐振腔, 描述这种耦合系统的哈密顿量为

$$H=\sum_{n=1,3}\left[\hbar\omega_n\left(a_n^{\dagger}a_n+\frac{1}{2}\right)+\hbar g_n(a_n^{\dagger}+a_n)\boldsymbol{\sigma}_z\right]-\frac{1}{2}(\Delta\boldsymbol{\sigma}_x+\varepsilon\boldsymbol{\sigma}_z),\tag{1}$$

其中, $\hbar$ 为约化普朗克常数, $\omega_n/(2\pi)$ 等于腔谐振频率, $a^{\dagger}(a)$ 分别是腔光子产生 (湮灭) 算符, $\boldsymbol{\sigma}_x$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_z$ 是泡利矩阵, Δ 是磁通量子比特两个势垒间的隧穿能, $\varepsilon=2I_{\rm p}(\Phi-\Phi_0/2)$ 为外加磁通引起的量子比特的能量偏置, g 为量子比特与谐振腔的耦合常数. 由于量子比特在腔的中心, 只与谐振腔奇数模式耦合, 这里考虑第一和第三两个模式.

哈密顿量 (1) 式是写在磁通量子比特电流态表象下. 如果对哈密顿量 (1) 式做表象变换, 在量子比特能量表象下时, 可以得到

$$H'=\frac{1}{2}\hbar\omega_{\rm q}\boldsymbol{\sigma}_z+\sum_{n=1,3}\left[\hbar\omega_n\left(a_n^{\dagger}a_n+\frac{1}{2}\right)+\hbar g_n(a_n^{\dagger}+a_n)(\cos\theta\boldsymbol{\sigma}_z-\sin\theta\boldsymbol{\sigma}_x)\right],\tag{2}$$

其中量子比特频率 $\hbar\omega_{\rm q}=\sqrt{\varepsilon^2+\Delta^2}$, $\tan\theta=\Delta/\varepsilon$. 这里没有取一般的旋波近似, 而是在哈密顿量中保留了反旋波项 $a\sigma_-$ 和 $a^{\dagger}\sigma_+$, 这是因为该系统可处于超强耦合区域 ($g\approx0.1\omega_{\rm q}$或$0.1\omega_n$), 反旋波项带来的影响已不可忽视[23].

如果谐振腔频率与量子比特频率之间的失谐量很大 ($|\omega_{\rm q}-\omega_n|\gg g$), 也就是在所谓的色散区域, 可以将哈密顿量 (2) 式通过施里弗-沃尔夫变换对角化, 得到有效哈密顿量

$$H_{\rm eff}=\boldsymbol{U}^{\dagger}H'\boldsymbol{U}\approx\sum_{n=1,3}\hbar\omega_n\left(a_n^{\dagger}a_n+\frac{1}{2}\right)+\frac{1}{2}\hbar\left\{\omega_{\rm q}+\sum_{n=1,3}\left[\left(\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}\right)\times\left(2a_n^{\dagger}a_n+1\right)\right]\right\}\boldsymbol{\sigma}_z,\tag{3}$$

其中, 幺正矩阵

$$\boldsymbol{U}=\exp\left\{\sum_{n=1,3}\left[-\frac{g_n\sin\theta}{\delta_-}(\boldsymbol{\sigma}_-a_n^{\dagger}-\boldsymbol{\sigma}_+a_n)-\frac{g_n\sin\theta}{\delta_+}(\boldsymbol{\sigma}_-a_n-\boldsymbol{\sigma}_+a_n^{\dagger})\right]\right\},$$

$\delta_{\pm}=\omega_{\rm q}\pm\omega_{\rm r}$. 从方程 (3) 可以看出, 变换后, 量子比特能级间跃迁频率依赖于谐振腔的光子数目, 当谐振腔处于真空态时, 量子比特的频率由于真空涨落会偏移 $\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}$, 其中 $\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}$ 称为兰姆位移, 由旋波项产生; 而 $\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}$ 称为真空布洛赫-西格特位移, 由反旋波项产生. 当谐振腔内有光子布居时, 每个光子使量子比特的频率进一步增加 $2\left(\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}\right)$, 其中 $\frac{2g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}$ 称为交流斯塔克位移, 由旋波项产生; 而 $\frac{2g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}$ 称为布洛赫-西格特位移, 与真空布洛赫-西格特位移一样, 也由反旋波项引起. 对于强耦合系统, 哈密顿量 (2) 中的反旋波项贡献很小, 可以忽略, 相应的布洛赫-西格特位移很难看到, 而在超强耦合系统中, 布洛赫-西格特位移的影响会凸显出来.

2.2 实验系统

实验系统如图 1(a) 所示, 样品置于一台 He^3He^4 稀释制冷机的最低温区, 工作时该温区的温度约为 20 mK. 样品处于一个小超导磁体中, 磁体可以产生最大约 10 G (1 G = 10^{-4} T) 的磁场. 主要测试仪器包括一台矢量网络分析仪和一台微波信号源, 将矢量网络分析仪输出的信号记为探测信号 $\omega_{\rm p}$, 微波信号源输出记为驱动信号 $\omega_{\rm d}$. $\omega_{\rm p}$ 和 $\omega_{\rm d}$ 经过一个功率合成器混合进入制冷机内部, 再经过逐级衰

减后进入样品; 混合信号与样品相互作用后再经过隔离器、放大器返回网络分析仪, 网络分析仪通过比较返回信号相比于信号 $\omega_{\rm p}$ 幅度和相位的变化, 就可以得到样品的信息.

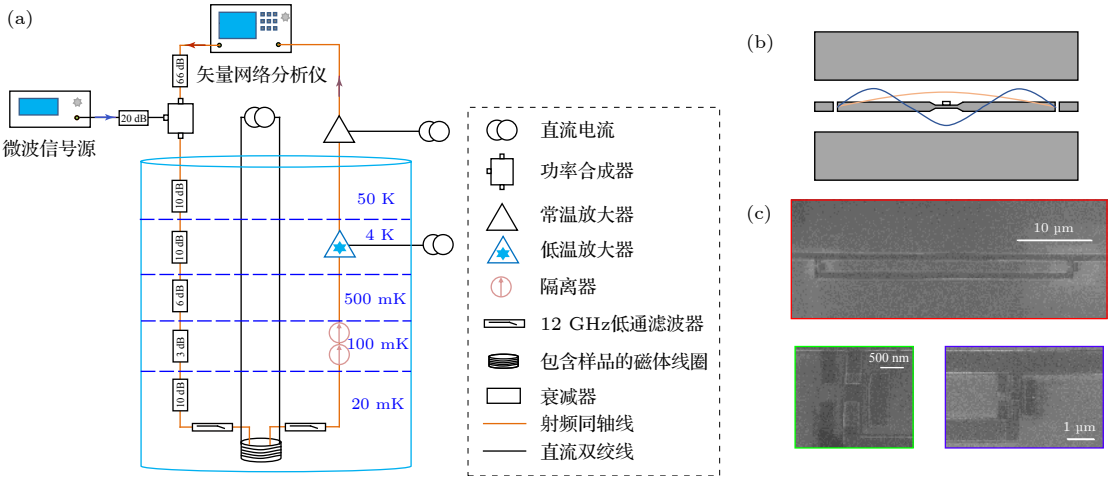

图 1 实验装置 (a) 测量系统, 其中信号由网络分析仪和微波源发出, 经过衰减合成后进入稀释制冷机内部, 样品处在制冷机的最低温区, 测试时温度为 20 mK; (b) 共面波导谐振腔示意图, 磁通量子比特处于谐振腔中心, 黄色、蓝色曲线分别为第一、三模式电流分布; (c) 磁通量子比特扫描电子显微镜图像

Fig. 1. Experimental setup: (a) Measurement system: signals from both the PNA and the PSG generator are combined and attenuated before entering the dilution refrigerator; the sample is placed in the sample chamber of the refrigerator whose working temperature is 20 mK; (b) the schematic of the coplanar-waveguide resonator, with a four-junction flux qubit located at the center of the resonator; yellow and blue curves are current distributions of the first and third modes of the resonator, respectively; (c) the scanning electron microscope images of the flux qubit.

样品为多模共面波导谐振腔与量子比特耦合系统. 其中图 1(b) 为共面波导谐振腔示意图, 中心线两侧有两个"缺口", 满足谐振频率的微波会在这两个"缺口"间形成驻波. 量子比特被制备在谐振腔的中心位置, 谐振腔中的磁场分布如图 1(b) 中黄线 (第一模式)、蓝线 (第三模式) 所示. 由于第二模式在中心位置磁场为 0, 而磁通量子比特与谐振腔光子间耦合方式为磁偶相互作用, 所以该量子比特只与谐振腔第一模式和第三模式有耦合. 图 1(c) 为量子比特样品的扫描电子显微镜图像, 该量子比特包含四个约瑟夫森结, 其中三个结是相同的, 左上角是一个小结, 面积约为其他三个结的 1/3 (见图 1(c) 左下小图). 磁通量子比特与谐振腔的耦合强度主要由他们之间的互感决定, $\hbar g_n = MI_nI_{\rm p}$, 其中 M 为量子比特和谐振腔的互感, I_n 为第 n 个模式的真空电流, $I_{\rm p}$ 为量子比特的持续电流. 在这里通过增加磁通量子比特与谐振腔的共用波导线长度来增强耦合, 该共用波导线长度为 34.8 μm.

3 实验结果和理论分析

前文分析过, 磁通量子比特主要有两个参数, 分别是能量偏置 $\varepsilon = 2I_{\rm p}(\Phi - \Phi_0/2)$ 和隧穿能 Δ, 其中 I_p 为磁通量子比特持续电流, 和 Δ 一样由制备条件所确定. 磁通量子比特工作在外加磁通为 $N/2$ ($N = 1, 2, 3, \cdots$) 个磁通量子附近, 而根据我们的制备工艺参数, 隧穿能 $\Delta/2\pi \approx 6$ GHz, 谐振腔谐振频率 $\omega_n/(2\pi) \approx 3n$GHz. 实验上, 通过调节外加磁通使磁通量子比特与谐振腔第三模式共振, 观测真空 Rabi 劈裂. 通过探测到的真空 Rabi 劈裂, 可以寻找量子比特的工作磁场位置并确定量子比特的基本信息. 图 2(a) 给出用网络分析仪测试腔第三模式传输谱随外加磁场的变化, 可以看到两个清晰的拉比劈裂. 同时还测试了第一模式随磁场的变化, 见图 2(b). 虽然第一模式与磁通量子比特始终不共振, 但由于他们之间有很强的色散相互作用, 谐振峰同样受到了明显的影响. 这里需要说明的是, 在图 2 中将横坐标磁场换算成了外加磁通量偏置, 换算方法是根据能量偏置的周期性, 测量相邻的两个拉比劈裂, 这两个相邻拉比劈裂对应的电流就是产生一个磁通量量子所需的电流.

从图 2 还可以得到量子比特的其他信息. 通过数值求解哈密顿量 (2) 式, 对图 2 做了拟合, 结果如图中红色虚线所示. 通过拟合曲线可以得到,

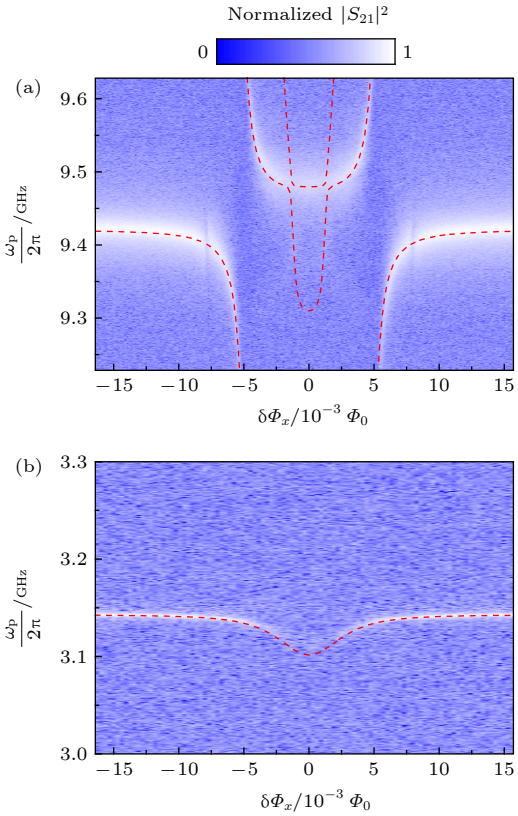

图 2 系统传输谱随磁通量偏置的变化 (a) 腔第三模式传输谱随磁通量偏置的变化; (b) 腔第一模式传输谱随磁通量偏置的变化; 图中拟合红色虚线为哈密顿量 (2) 式数值解的结果

Fig. 2. The transmission $|S_{21}|$ as a function of the flux bias: (a) The transmission $|S_{21}|$ of the third mode of the resonator as a function of the flux bias; (b) the transmission $|S_{21}|$ of the first mode of the resonator as a function of the flux bias. Red dashed curves are the fitting results numerically obtained from the Hamiltonian (2) equation.

$I_p = 265$ nA, $\Delta/2\pi = 6$ GHz, 磁通量子比特与第三模式耦合常数 $g_3/(2\pi) = 521$ MHz, 与第一模式耦合常数 $g_1/(2\pi) = 306$ MHz. 可以看到, 第一模式耦合常数满足 $g_1/\omega_1 \approx 0.1$, 达到了超强耦合区域. 这里需要注意的是, 真空 Rabi 劈裂的测量须保证腔真空的实现, 也就是腔内平均光子数小于 1. 当腔内光子数过多时, 得到的耦合常数会偏大, 这是因为根据哈密顿量 (2) 式, 测量得到的 $g_n = g\sqrt{\bar{n}}$, $\bar{n}$ 为谐振腔中的平均光子数. 在图 2 的测试中, 探测信号 ω_p 到达样品的功率分别为 $p_3 = -157$ dBm, $p_1 = -157$ dBm, 可由 $\bar{n} = p/\hbar\omega_n\kappa$ [23] 计算得出平均光子数, 代入实验系统参数 $\omega_3/(2\pi) = 9.42$ GHz, $\kappa_3/(2\pi) = 18.01$ MHz, $\omega_1/(2\pi) = 3.14$ GHz, $\kappa_1/(2\pi) = 2.07$ MHz, 可得 $n_3 = 0.0018$, $n_1 = 0.046$. 显然, 两次测量的平均光子数都远小于 1. 除了探测场光子, 热光子也可能会影响测试结果. 热光子平均光子数可由玻色爱因斯坦统计规律计算得到, $n_{\text{thermal}} = 1/(e^{\hbar\omega_n/k_B T} - 1)$, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度. 代入测试温度 20 mK, 得到腔第三模式附近热光子为 $n_{\text{thermal3}} = 1.49 \times 10^{-10}$, 腔第一模式热光子为 $n_{\text{thermal1}} = 5.38 \times 10^{-4}$. 由此可见在本文实验中, 热光子的影响也可以忽略不计, 因此图 2 传输谱测量得到的耦合常数是有效的.

为了得到哈密顿量 (3) 式描述的交流斯塔克和布洛赫-西格特效应, 采用色散读出方法来测量系统的能谱. 这种测试方法的原理如下: 如果把哈密顿量 (3) 中的

$$\sum_{n=1,3}\left\{\left[\frac{(g_n\sin\theta)^2}{\delta_-}+\frac{(g_n\sin\theta)^2}{\delta_+}\right](2a_n^\dagger a_n+1)\right\}\boldsymbol{\sigma}_z$$

项移到前面, 会得到

$$H_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2}\hbar\omega_q\sigma_z + \sum_{n=1,3}\hbar\left[\omega_n+\left(\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}\right)\boldsymbol{\sigma}_z\right] \times (a_n^\dagger a_n + 1/2),$$

可以发现腔频率会根据量子比特状态的不同而改变, 变化的大小为 $\pm\left(\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}\right)$. 根据这个原理, 可以通过探测腔场的变化得到量子比特能谱. 具体的测试方法如下: 将 ω_p 固定在谐振腔的谐振频率处, 同时使用微波源施加一个扫描信号 ω_d, 当扫描信号频率与量子比特频率共振时, 量子比特状态改变, 导致腔谐振频率发生变化, 这时 ω_p 的幅度和相位也会发生变化.

图 3 是用腔第一模式色散读出得到的能谱图. 图中黑色箭头所示的是由于谐振腔模式之间的交叉克尔效应导致的谐振频率变化, 他们对应的频率分别为腔第一、二、三模式. 抛物线型曲线对应的是磁通量子比特基态到激发态的跃迁频率, 大小为 $\omega_q = \sqrt{\varepsilon^2+\Delta^2}/\hbar$. 根据图 2 参数, 对图 3 中的谱线做了数值拟合, 结果见图中红色虚线. 图 3 中除了量子比特本身的谱线, 还可以看到量子比特的边带跃迁. 这种边带跃迁是反旋波项和驱动场共同作用的结果, 增加驱动场的功率会看到更高阶的边带跃迁 [26].

对于量子比特频率位移的测量, 选择将外磁场固定在信噪比较好的量子比特频率 $\frac{\omega_q}{2\pi} = 7.42$ GHz 位置, 用谐振腔第一模式做能谱测量. 根据之前的

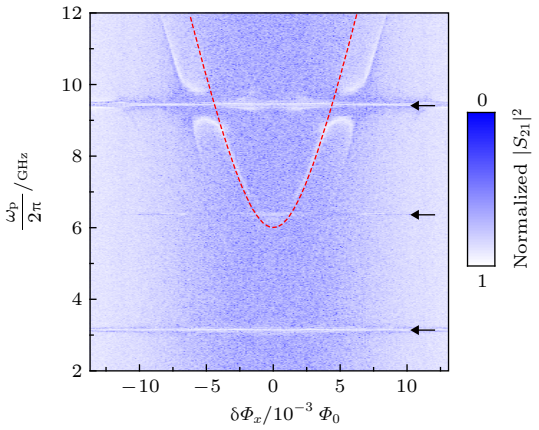

图 3 腔第一模式测量的系统能谱随外加磁通偏置的变化, 红色拟合虚线代表量子比特基态到激发态跃迁频率, 测量时腔内的平均光子数为 $\bar{n}_1 = 4.7 \times 10^{-3}$

Fig. 3. The spectrum measured using the first mode of the resonator as a function of the flux bias. The red dashed curve is the numerical result for the qubit transition and the average photon number in the resonator is $\bar{n}_1 = 4.7 \times 10^{-3}$.

分析, 量子比特的频率会随着光子数的增加而增加, 通过增加探测信号的输出功率的方法来不断增加腔内光子数. 随着腔内光子数越来越多, 如图 4 所示, 量子比特的频率发生了显著的变化, 变化幅度约为 200 MHz . 这种频率变化产生的根源是哈密顿量 (3) 式中的

$$\sum_{n=1,3}\left[\left(\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_n^2\sin^2\theta}{\delta_+}\right)\left(2a_n^\dagger a_n+1\right)\right]$$

项, 由于本文使用谐振腔第一模式做测量, 所以此时只需要考虑第一模式的光子, 即

$$\left[\left(\frac{g_1^2\sin^2\theta}{\delta_-}+\frac{g_1^2\sin^2\theta}{\delta_+}\right)\left(2a_1^\dagger a_1+1\right)\right].$$

另外需要注意的是, 实验数据为一系列不等间距的点, 造成这些现象的原因如下: 首先, 实验所用的信号源输出功率不是线性的, 而是 dBm 单位. 二者换算方法为 $P_{\rm dBm} = 10\log_{10}(P_{\rm Linear}/1\ {\rm mW})$, 式中 $P_{\rm dBm}$ 是以 dBm 为单位的功率值, $P_{\rm Linear}$ 是以 mW 为单位的功率大小. 其次, 在实验中以 2.5 dBm 为间隔增加腔内光子数, 将这些数据转换成线性功率后, 它们会变成不等间距的数据点, 而且随着数据的增大, 间隔会以指数型增加. 另外在图 4 中, 在低光子数时, 测得信号的信噪比也相对较低, 导致数据浮动较大. 随着光子数增加, 信号的信噪比也增加, 浮动随之变小.

根据以上的分析, 使用图 2 中得到的参数对图 4 的结果进行了拟合, 结果见图 4 中红色直线, 这条拟合线段只包括实验参数, 不含自由拟合参数. 其中, 旋波项贡献的交流斯塔克位移 $\frac{2g_1^2\sin^2\theta}{\delta_-} = 28.0\ {\rm MHz}\times 2\pi$, 反旋波项贡献的布洛赫-西格特位移 $\frac{2g_1^2\sin^2\theta}{\delta_+} = 11.4\ {\rm MHz}\times 2\pi$. 可以看出, 量子比特随腔光子数的频率移动和我们的理论分析符合得较好. 可以看出, 除了交流斯塔克位移, 布洛赫-西格特位移成分也很重要, 表明在我们的耦合系统中, 反旋波项的作用已不能忽略. 作为对比, 图 4 中还画了只包含交流斯塔克位移的图线, 见图中蓝色虚线. 可以看出由反旋波项引起的布洛赫-西格特位移必须考虑进去, 否则理论与实验结果明显不符.

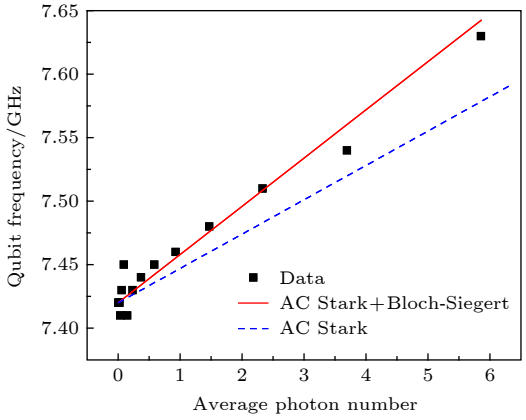

图 4 量子比特频率随光子数的变化, 红色实线表示包含交流斯塔克和布洛赫-西格特效应的拟合曲线, 蓝色虚线只包含交流斯塔克效应

Fig. 4. The qubit transition frequency as a function of the average photon number. The red solid curve denotes the simulation results when both the ac Stark and Bloch-Siegert shifts are included. The blue dashed curve denotes the simulation results when only the Bloch-Siegert shift is included.

4 结 论

本文从实验上研究了四结磁通量子比特和共面波导腔构成的电路量子电动力学系统. 通过合理地设计样品, 实现了磁通量子比特与共面波导腔的超强耦合, 其中磁通量子比特和谐振腔第一模式耦合强度达到了腔谐振频率的 1/10. 通过色散读出测量了系统的能谱, 并通过增加腔内光子数从能谱上观测到了量子比特的频率位移. 该频率移动除了包括交流斯塔克位移外, 还包含由反旋波项引起的布洛赫-西格特位移. 实验测量与理论分析显示, 由

反旋波项引起的布洛赫-西格特位移与交流斯塔克位移一样, 是同等重要的, 表明我们实现的超强耦合系统是一个良好的研究量子拉比模型的实验平台, 它在未来量子技术的诸多方面有潜在的应用, 如量子模拟[32]、超快量子逻辑门[33]、纠缠态制备[34]、量子比特保护[35] 等.

参考文献

[1] Makhlin Y, Schon G, Shnirman A 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 357

[2] You J Q, Nori F 2005 *Phys. Today* **58** 42

[3] Clarke J, Wilhelm F K 2008 *Nature* **453** 1031

[4] Krantz P, Kjaergaard M, Yan F, Orlando T P, Gustavsson S, Oliver W D 2019 *Appl. Phys. Rev.* **6** 021318

[5] You J Q, Nori F 2003 *Phys. Rev. B* **68** 064509

[6] Yang C P, Chu S I, Han S 2003 *Phys. Rev. A* **67** 042311

[7] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Huang R S, Majer J, Kumar S, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Nature* **431** 162

[8] Zhao S P, Liu Y X, Zheng D N 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 228501 (in Chinese) [赵士平, 刘玉玺, 郑东宁 2018 物理学报 **67** 228501]

[9] Gu X, Kockum A F, Miranowicz A, Liu Y X, Nori F 2017 *Phys. Rep.* 718

[10] Nakamura Y, Pashkin Yu A, Tsai J S 1999 *Nature* **398** 786

[11] Mooij J E, Orlando T P, Levitov L, Tian L, van der Wal C H, Lloyd S 1999 *Science* **285** 1036

[12] Yu Y, Han S, Chu X, Chu S I, Wang Z 2002 *Science* **296** 889

[13] Martinis J M, Nam S, Aumentado J, Urbina C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 117901

[14] You J Q, Hu X, Ashhab S, Nori F 2007 *Phys. Rev. B* **75** 140515

[15] Yan F, Gustavsson S, Kamal A, Birenbaum J, Sears A P, Hover D, Gudmundsen T J, Rosenberg D, Samach G, Weber S, Yoder J L, Orlando T P, Clarke J, Kerman A J, Oliver W D 2016 *Nat. Commun.* **7** 12964

[16] Koch J, Yu T M, Gambetta J, Houck A A, Schuster D I, Majer J, Blais A, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 042319

[17] Barends R, Kelly J, Megrant A, Sank D, Jeffrey E, Chen Y, Yin Y, Chiaro B, Mutus J, Neill C, O'Malley P, Roushan P, Wenner J, White T C, Cleland A N, Martinis J M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 080502

[18] Jin Y R, Zheng D N 2017 *Chin. Sci. Bull.* **62** 3935 (in Chinese) [金贻荣, 郑东宁 2017 科学通报 **62** 3935]

[19] Xu K, Chen J J, Zeng Y, Zhang Y R, Song C, Liu W, Guo Q, Zhang P, Xu D, Deng H, Huang K, Wang H, Zhu X, Zheng D, Fan H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 050507

[20] Yan Z, Zhang Y R, Gong M, Wu Y, Zheng Y, Li S, Wang C, Liang F, Lin J, Xu Y, Guo C, Sun L, Peng C Z, Xia K, Deng H, Rong H, You J Q, Nori F, Fan H, Zhu X, Pan J W 2019 *Science* **364** 753

[21] Song C, Xu K, Li H, Zhang Y R, Zhang X, Liu W, Guo Q, Wang Z, Ren W, Hao J, Feng H, Fan H, Zheng D, Wang D W, Wang H, Zhu S Y 2019 *Science* **365** 574

[22] Arute F, Arya K, Babbush R, et al. 2019 *Nature* **574** 505

[23] Niemczyk T, Deppe F, Huebl H, Menzel E P, Hocke F, Schwarz M J, Garcia-Ripoll J J, Zueco D, Hummer T, Solano E, Marx A, Gross R 2010 *Nat. Phys.* **6** 772

[24] Yoshihara F, Fuse T, Ashhab S, Kakuyanagi K, Saito S, Semba K 2017 *Nat. Phys.* **13** 44

[25] Forn-Díaz P, García-Ripoll J J, Peropadre B, Orgiazzi J L, Yurtalan M A, Belyansky R, Wilson C M, Lupascu A 2017 *Nat. Phys.* **13** 39

[26] Chen Z, Wang Y, Li T F, Tian L, Qiu Y Y, Inomata K, Yoshihara F, Han S, Nori F, Tsai J S, You J Q 2017 *Phys. Rev. A* **96** 012325

[27] Abdumalikov A A, Astafiev O, Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S 2008 *Phys. Rev. B* **78** 180502

[28] Zhu X B, Saito S, Kemp A, Kakuyanagi K, Karimoto S, Nakano H, Munro W J, Tokura Y, Everitt M S, Nemoto K, Kasu M, Mizuochi N, Semba K 2011 *Nature* **478** 221

[29] Zhu X B, Matsuzaki Y, Amsüss R, Kakuyanagi K, Shimo-Oka T, Mizuochi N, Nemoto K, Semba K, J. Munro W, Saito S 2014 *Nat. Commun.* **5** 3524

[30] Bertet P, Chiorescu I, Chiorescu G, Semba K, Harmans C J P M, DiVincenzo D P, Mooij J E 2005 *Phys, Rev. Lett.* **95** 257002

[31] Qiu Y, Xiong W, He X L, Li T F, You J Q 2016 *Sci. Rep.* **6** 28622

[32] Puebla R, Hwang M J, Casanova J, Plenio M B 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 073001

[33] Wang Y M, Ballester D, Romero G, Scarani V, Solano E 2012 *Phys. Scr. T* **147** 014031

[34] Ashhab S, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 042311

[35] Nataf P, Ciuti C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 190402

Counter-rotating effect on frequency shift of flux qubit in ultrastrongly coupled circuit-quantum-electrodynamics system*

Chen Zhen [1)2)] Wang Shuai-Peng [1)2)] Li Tie-Fu [3)1)4)†] You Jian-Qiang [2)‡]

1) (*Quantum Physics and Quantum Information Division, Beijing Computational Science Research Center, Beijing* 100193, *China*)

2) (*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou* 310027, *China*)

3) (*Center for Quantum Information Frontier Science, Institute of Microelectronics, Tsinghua University, Beijing* 100084, *China*)

4) (*Beijing Academy of Quantum Information, Beijing* 100193, *China*)

(Received 31 March 2020; revised manuscript received 24 April 2020)

Abstract

In recent years, quantum Rabi model has aroused considerable interest because of its fundamental importance and potential applications in quantum technologies. For a conventional cavity-quantum-electrodynamic (cavity-QED) system involving the interaction between an atom and photons in a cavity, the atom-photon coupling frequency is much smaller than the transition frequency of the atom and the frequency of the cavity mode. This cavity-QED system is usually described by the Jaynes-Cummings model in which the rotating-wave approximation can be adopted by neglecting the counter-rotating coupling terms in the Hamiltonian of the system. However, by designing the unique structure of the superconducting circuit, the ultrastrong-coupling regime can be achieved in a circuit-QED system in which the counter-rotating coupling terms become as important as the rotating terms. Thus, the rotating-wave approximation cannot be used in the ultrastrongly coupled circuit-QED system. Owing to the ultrastrong coupling, this circuit-QED system is described by the standard quantum Rabi model when a superconducting qubit is coupled only to a single resonator mode. In this work, we experimentally study an ultrastrongly coupled circuit-QED system consisting of a four-junction superconducting flux qubit and a muti-mode coplanar-waveguide resonator. The transmission-spectrum measurement and numerical simulations show that the system is in the ultrastrong-coupling regime. By changing the photon number in the resonator, we observe the frequency shift of the flux qubit via the spectroscopic measurement. This frequency shift contains the contributions from not only the rotating-coupling terms but also the counter-rotating terms, which is in good agreement with the theory. The result indicates that this ultrastrongly-coupled quantum system can be used as a good platform to investigate the quantum Rabi model and has potential applications in various aspects of quantum technology, such as quantum simulation, ultrafast quantum gates, entangled-state preparation and protected qubits.

Keywords: superconducting flux qubit, ultrastrong coupling, quantum Rabi model, Bloch-Siegert shift

PACS: 42.50.–p, 03.67.–a, 31.30.J–, 37.30.+i **DOI:** 10.7498/aps.69.20200474

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0301200), the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2018003), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1930402), and the BAQIS Program, China (Grant No. Y18G27).

† Corresponding author. E-mail: litf@tsinghua.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jqyou@zju.edu.cn