



微波驱动下超导量子比特与磁振子的相干耦合

徐达 王逸璞 李铁夫 游建强

Coherent coupling in a driven qubit–magnon hybrid quantum system

Xu Da Wang Yi-Pu Li Tie-Fu You Jian-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 150302 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220260

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220260>

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

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>

铌基超导量子比特及辅助器件的制备

Fabrication of superconducting qubits and auxiliary devices with niobium base layer

物理学报. 2022, 71(5): 050303 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211865>

量子计算与量子模拟

Quantum computation and quantum simulation

物理学报. 2018, 67(12): 120301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180710>

利用超导量子电路模拟拓扑量子材料

Topological quantum material simulated with superconducting quantum circuits

物理学报. 2018, 67(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181857>

基于超绝热捷径技术快速制备超导三量子比特Greenberger–Horne–Zeilinger态

Superadiabatic scheme for fast generating Greenberger–Horne–Zeilinger state of three superconducting qubits

物理学报. 2019, 68(3): 030302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181922>

量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展

Advances in the study of ion trap structures in quantum computation and simulation

物理学报. 2022, 71(13): 133701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220224>

微波驱动下超导量子比特与磁振子的相干耦合*

徐达¹⁾ 王逸璞^{1)†} 李铁夫²⁾ 游建强¹⁾

1) (浙江大学物理学系, 杭州 310058)

2) (清华大学集成电路学院, 北京 100084)

(2022 年 2 月 10 日收到; 2022 年 3 月 25 日收到修改稿)

实验上展示了钇铁石榴石 (YIG) 晶体小球中磁振子与超导量子比特的驱动缀饰态之间的相干强耦合, 磁振子的加入使得在超导量子比特中形成了双重缀饰态. 实验中一个钇铁石榴石晶体小球与一个超导量子比特同时放置在三维谐振腔中, 分别通过磁偶极相互作用和电偶极相互作用与谐振腔中的本征场 (TE_{102} 模式) 耦合, 并通过腔模作为媒介实现两者之间的有效相干强耦合. 给超导量子比特施加一个共振的微波驱动并改变驱动强度, 测得耦合系统能级劈裂随驱动强度的变化, 并理论上利用粒子-空穴对与玻色场耦合的模型做了计算. 在大部分的驱动强度范围内实验结果都与理论计算结果符合得较好, 表明驱动下的比特-磁振子耦合系统可以用来模拟粒子-空穴对称对与玻色场的耦合系统. 本文使用的混合量子系统为模拟玻色子与费米子的混合系统提供了一个新途径.

关键词: 超导量子比特, 磁振子, 相干耦合, 量子模拟

PACS: 03.67.-a, 85.25.-j, 75.30.Ds, 03.65.Ta

DOI: 10.7498/aps.71.20220260

1 引言

由于可以取不同的量子子系统的优势进行互补, 混合量子系统在量子计算与量子信息处理中发挥着越来越重要的作用^[1-4]. 近年来, 一种新型的混合量子系统被构造并得到了迅速的发展, 该系统使用一个超导量子比特与钇铁石榴石 (YIG) 小球, 并把它们放置在一个三维 (3D) 微波谐振腔中^[5-7], YIG 小球中的磁振子与超导量子比特分别与谐振腔耦合, 通过腔模的虚光子交换, 超导量子比特与 YIG 小球中的磁振子可以实现有效耦合. 本文研究 YIG 小球在均匀静磁场下的基泰尔 (Kittel) 模磁振子, 其中所有自旋进行一致进动^[8]. 这种混合

量子系统能够引起人们重视的原因在于磁振子的优良属性, 它具有铁磁共振线宽窄、自旋密度大等优势, 进一步地, 磁振子与微波谐振腔^[9-14]、光学系统^[15]、超导量子比特^[5]以及声子^[16]耦合, 展示了基于磁振子的多种新奇现象及其应用^[17-30], 较有特色的案例包括磁振子暗态和梯度记忆^[31,32]、腔自旋电子学^[17,33]、磁振子-光波量子接口^[34-41]、PT 对称和反 PT 对称非厄米腔磁振子耦合系统^[42-45]、腔磁振子极化激元的双稳和多稳^[46-49]、磁振子和各种自由度的纠缠态^[50-54]以及磁振子反聚束和阻塞^[55,56]等. 同时, 近期有研究表明, 磁振子与腔光子之间的耦合除了可以实现相干强耦合^[11-14,17,18], 还可以达到超强耦合^[14,57,58]及实现耗散耦合^[59-64].

超导量子比特是很多固体混合量子系统里量

* 中国博士后科学基金 (批准号: 2019M660137) 和国家自然科学基金 (批准号: 11934010, 12174329) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yipuwang@zju.edu.cn

子信息处理的核心单元^[1,2]. 对超导量子比特进行相干缀饰可以提高系统的性能 (如提高系统的相干时间^[65,66]), 因此在量子信息处理方面有很多实际应用 (参见文献^[67–69]). 从量子力学角度来看, 磁振子与其他玻色子并无不同, 类比一个光子可以缀饰二能级系统^[70], 它与超导量子比特的强耦合可以缀饰超导量子比特的本征态. 本文研究了由一个超导量子比特和一个 YIG 小球放置在三维方形谐振腔里面构成的量子比特-磁振子耦合系统, 并对超导量子比特进行微波驱动. 在一个共振的单频微波驱动下, 超导量子比特的本征态会被微波场所缀饰, 同时超导量子比特与磁振子之间存在通过谐振腔媒介的虚光子交换诱导的有效相干耦合, 超导量子比特会进一步被磁振子所缀饰. 通过测量超导量子比特缀饰态能级劈裂随微波驱动强度的变化, 实验上观察到了超导量子比特的这种双重缀饰态. 实验结果与理论在大部分驱动强度范围内都符合得很好, 表明这个混合量子系统可以用来模拟粒子-空穴对与玻色场的耦合系统的行为. 观察到的

双重缀饰态行为与费米子-玻色子混合准粒子系统类似, 而且改变磁振子在混合模式中的比例可以改变它的费米性 (即更接近或远离费米子行为). 本文工作给以后用混合量子系统研究费米-玻色子准粒子混合系统的量子特性提供了新的思路.

2 实验设置与腔媒介下的量子比特-磁振子相干耦合

2.1 实验设置

图 1(a)所示为超导量子比特与磁振子耦合的实验系统, 与文献^[5, 6]类似, 方形的三维谐振腔尺寸为 $58 \text{ mm} \times 32 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$. 谐振腔由两个不同材质的部分组成, 其中一半材质为无氧铜, 另一半材质是铝. 实验中把该谐振腔放在稀释制冷机的 MC (mixing chamber) 盘, 温度约为 20 mK . 在该温度下, 铝腔部分进入超导并具有一定的磁屏蔽效果, 然后在铝腔部分外面加装一个磁屏蔽罩以屏蔽磁场. 使用一个最大能产生 1 T 磁场的超导磁

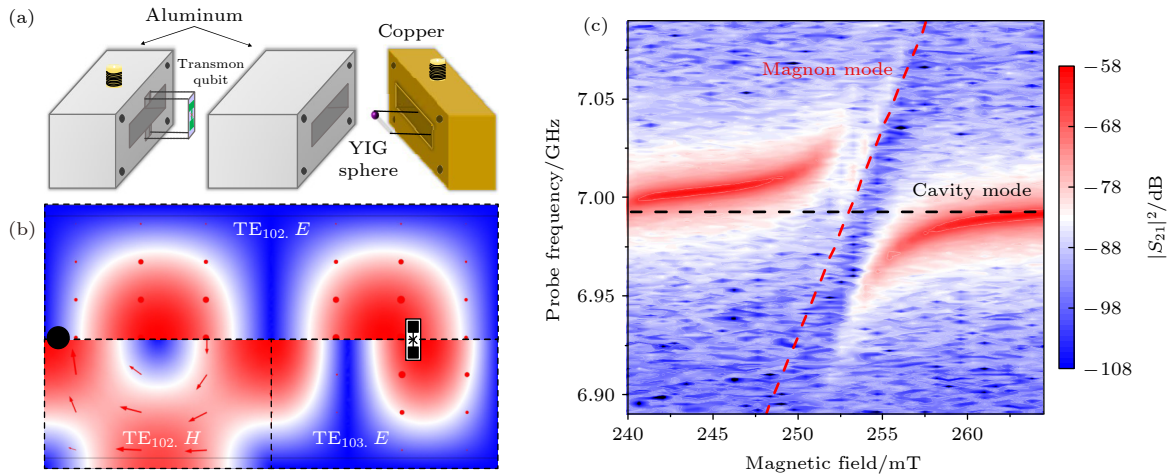


图 1 量子比特与磁振子耦合系统示意图 (a) 超导量子比特与磁振子耦合系统示意图, 其中量子比特与 YIG 小球同时放置在三维谐振腔中. 谐振腔由无氧铜腔和铝腔两部分组成, YIG 小球放置在谐振腔无氧铜材质的半腔内使得磁场可以穿透, 量子比特放置在铝的半腔内以得到更好的磁屏蔽效果. YIG 小球放置在谐振腔 TE_{102} 模式磁场的波腹位置以获得两者之间更大的耦合强度, 同时量子比特放置在 TE_{102} 模式电场的波腹. (b) 腔 TE_{102} 和 TE_{103} 模式电磁场分布的示意图. 上半图为腔 TE_{102} 模式的电场分布, 下半图左侧为腔 TE_{102} 模式的磁场分布, 右侧为腔 TE_{103} 模式的电场分布. 可以看到, YIG 小球和超导量子比特芯片分别放置在腔 TE_{102} 模式磁场最大值和 TE_{102} 模式电场较大值位置, 考虑到需要通过 TE_{103} 模式读取比特, 并没有把芯片放置在 TE_{102} 模式电场最大处. (c) 谐振腔 TE_{102} 的透射谱. 改变外加静磁场强度来改变 YIG 小球中基态尔模磁振子的共振频率, 图中展示的是磁振子与腔 TE_{102} 模式近共振附近的谱线, 可以看到两者相干耦合产生的反交叉劈裂

Fig. 1. Schematic of qubit-magnon hybrid system in a rectangular 3D microwave cavity: (a) A small YIG sphere is placed in cavity made of oxygen-free copper at the magnetic-field antinode of the cavity mode TE_{102} . The qubit is mounted in the part of the cavity made of aluminium near the antinode of cavity TE_{102} mode. (b) Electrical and magnetic field distribution of cavity TE_{102} and TE_{103} mode. The upper half figure shows the electric field distribution of cavity TE_{102} mode, the left of lower half shows the magnetic field distribution of cavity TE_{102} mode, TE_{103} mode electric field distribution is shown on the right-hand side. As shown in figure, the YIG sphere and the qubit chip are placed near the antinodes of cavity TE_{103} magnetic field and TE_{102} electric field, respectively. (c) Transmission spectrum of the cavity when the Kittel mode of magnons in the YIG sphere is magnetically tuned to be near resonance with the cavity TE_{102} mode.

体以激发磁振子并调节磁振子的共振频率. 量子比特是一个 3D transmon 超导量子比特^[71,72], 该比特超导约瑟夫森结的两端各连接一块大铝膜与谐振腔的内壁一起构成比特的大并联电容, 以大幅减小电荷噪声对比特量子相干性的影响. 使用类似架构的量子比特还有电容并联的磁通量子比特^[73,74]、二维 (2D) transmon 量子比特^[75] 和 Xmon 量子比特^[76] 等. 量子比特经过双层磁屏蔽罩的屏蔽, 在低温下保持较好的相干性. 本文使用的 YIG 小球是一个直径 1 mm 的圆球, 放置在铜腔部分的一端, 铜腔部分不会超导, 使得超导磁体产生的外加磁场可以进入谐振腔的铜腔部分内部以调节磁振子的共振频率. 超导磁体的外加磁场与 YIG 小球的 [100] 轴保持平行, 同时磁振子与超导量子比特均放置在与腔模 TE_{102} 强耦合的位置. 为了使腔模、量子比特同时和磁振子保持在大失谐的色散耦合区域, 腔模 TE_{102} 的共振频率 $\omega_c/(2\pi)$ 设计为 6.99 GHz. 用外加磁场把磁振子的频率偏置到比特频率附近, 比特与磁振子就可以通过虚光子交换实现有效耦合^[5,6].

2.2 腔媒介下的量子比特-磁振子相干耦合

在做量子比特与磁振子耦合实验之前, 首先测了磁振子与腔模 TE_{102} 的耦合. 调节磁振子的外加磁场使得磁振子与腔模 TE_{102} 共振, 由于两者的耦合, 在共振频率附近观察到腔模劈裂成两支磁振极化子并出现反交叉, 反交叉点的劈裂为 86 MHz. 注意到量子比特的频率为 $\omega \approx 6.49$ GHz, 远离腔频和磁振子频率. 因此在反交叉点附近, 量子比特与腔模、磁振子都处于大失谐状态, 可以忽略比特的影响. 从反交叉点的能级劈裂可以得到磁振子与腔模 TE_{102} 的耦合强度约为 43 MHz. 为了实现量子比特与磁振子之间的耦合, 调节磁振子的频率使其与量子比特近共振. 在该工作点下, 腔模 TE_{102} 与它们都大失谐, 经过与腔模 TE_{102} 的虚光子交换, 量子比特与磁振子之间实现有效耦合^[5,6]. 在 $T = 20$ mK 的环境温度下, $k_B T \ll \omega_q, \omega_m$. 因此系统初态时量子比特和磁振子几乎分别都处于各自的基态 $|g\rangle$ 和 $|0\rangle$. 与参考文献^[5] 类似, 我们使用了一台矢量网络分析仪 (VNA) 通过腔模 TE_{103} 来读取比特. 当比特被激发, 读取腔 TE_{103} 的共振频率会发生色散偏移, 因此探测读取腔的传输谱就可以间接探测到比特的激发状态.

图 2(a) 给出了量子比特磁振子混合量子体系在低温并未加驱动情况下的能级分布. 与参考文献^[5, 6] 的情况一致, 由于耦合系统 $|g, 1\rangle$ 与 $|e, 0\rangle$ 能级之间的相互作用, 频率共振点会出现真空拉比劈裂. 两者的有效耦合通过与腔模 TE_{102} 的虚光子交换实现, 耦合强度为 $g_{qm} = \frac{1}{2}g_q g_m (1/\Delta_q + 1/\Delta_m)$, 其中 $\Delta_q \equiv \omega_q - \omega_c$ ($\Delta_m \equiv \omega_m - \omega_c$) 是量子比特 (磁振子) 与腔模 TE_{102} 的频率失谐, g_q 是量子比特与腔模

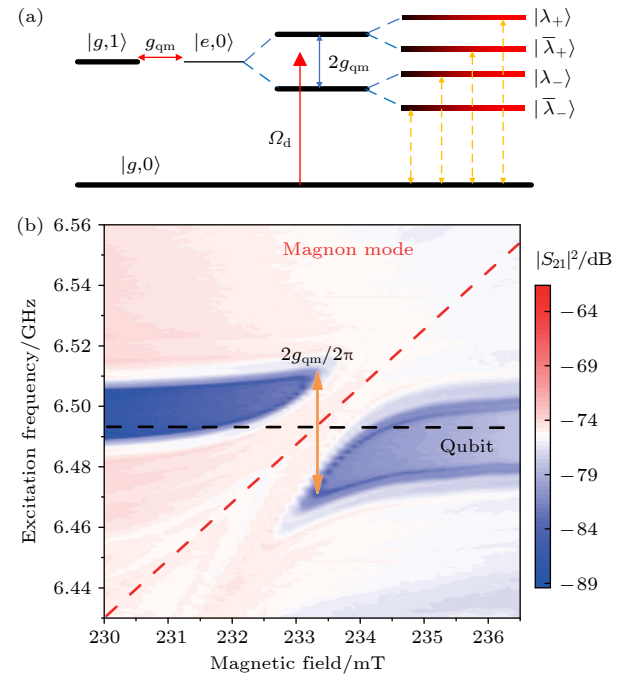


图 2 量子比特与磁振子的耦合 (a) 量子比特与磁振子耦合系统的能级结构, 图中只考虑了基态和单量子态. 调节磁振子的共振频率使得磁振子的能级差与比特能级差对上, 能级 $|g, 1\rangle$ 与 $|e, 0\rangle$ 简并并出现劈裂, 耦合强度即真空拉比劈裂 $2g_{qm}$, 进一步给比特施加微波驱动 Ω_d , 劈裂的两个能级进一步劈裂成四个能级. (b) 量子比特-磁振子相干耦合系统的真空拉比劈裂. 实验上改变磁振子的外加磁场把两者频率调到近共振, 对超导量子比特加驱动微波, 同时用谐振腔 TE_{103} 模式读取腔的传输谱来反映比特的变化

Fig. 2. Coherent coupling between qubit and the magnon: (a) Energy levels of qubit-magnon system with only the vacuum and single-magnon states involved for the Kittel mode. If we adjusting the magnetic field to set magnon Kittel mode frequency resonance with the qubit, $|g, 1\rangle$ and $|e, 0\rangle$ degenerates, the coupling between $|g, 1\rangle$ and $|e, 0\rangle$ induces the vacuum Rabi splitting $2g_{qm}$. If we apply a microwave drive with amplitude Ω_d to qubit, the degenerated levels further split into 4 levels. (b) Vacuum Rabi splitting of the qubit-magnon system measured via the transmission spectrum of the cavity by both tuning the static magnetic field and scanning the frequency of the excitation field. The probe field is applied in resonance with the cavity TE_{103} mode.

之间的耦合强度. 系统的等效哈密顿量 H_{qm} 表示为

$$H_{\text{qm}}/\hbar = \frac{1}{2}\omega_q\sigma_z + \omega_m b^\dagger b + g_{\text{qm}}(\sigma_+ b + \sigma_- b^\dagger), \quad (1)$$

其中 σ_z 和 σ_\pm 是量子比特的泡利算符, b^\dagger (b) 是磁振子的产生 (湮灭) 算符. 当把磁振子频率调到与量子比特共振, g_{qm} 简化为 $g_{\text{qm}} = g_q g_m / \Delta$, 其中 $\Delta = \Delta_q = \Delta_m$. 量子比特与磁振子的耦合强度的测量结果如图 2(b) 所示, 通过调节静磁场对磁振子扫频同时扫描量子比特激发微波的频率来实现. 从图 2(b) 中反交叉点的真空拉比劈裂 (劈裂为 $2|g_{\text{qm}}|$) 得到 $|g_{\text{qm}}| \approx 20.1$ MHz. 可以看到图的右端 (磁场为 237 mT) 与左端 (磁场为 230 mT) 相比, 比特的线宽变宽, 这很可能是因为大磁场下不能完全避免有磁场穿透到腔体内部影响了量子比特的相干性. 实验上频率失谐为 $|\Delta|/(2\pi) \approx 0.5$ GHz, $g_m/(2\pi) \approx 43.0$ MHz 以及 $|g_{\text{qm}}|/(2\pi) \approx 234$ MHz. 其中可以看到 $g_m/\omega_c \times 100\% \approx 1\%$ 以及 $g_q/\omega_c \times 100\% \approx 3\%$, 量子比特和磁振子与腔模都达到了强耦合.

3 量子比特的双重缀饰态

当把频率为 ω_d 的微波加到量子比特上, 带驱动的量子比特-磁振子混合系统哈密顿量为 $H_d = H_{\text{qm}} + \frac{1}{4}\hbar\Omega_d(\sigma_+ e^{-i\omega_d t} + \sigma_- e^{i\omega_d t})$, 其中, Ω_d 表示微波对量子比特的驱动强度. 在驱动频率 ω_d 的旋转参考系下, 哈密顿量为 $H/\hbar = \frac{1}{2}\delta_d\sigma_z + \frac{1}{2}\Omega_d\sigma_x + \delta_m b^\dagger b + g_{\text{qm}}(\sigma_+ b + \sigma_- b^\dagger)$, 其中, $\delta_d \equiv \omega_q - \omega_d$ ($\delta_m \equiv \omega_m - \omega_d$) 是量子比特 (磁振子) 与驱动的失谐. 量子比特此时被一个经典驱动场所缀饰, 拉比频率为 $\tilde{\Omega}_d = \sqrt{\Omega_d^2 + \delta_q^2}$. 由于量子比特与磁振子存在耦合, 量子比特会进一步被磁振子所缀饰. 因此, 带驱动的量子比特-磁振子耦合系统可以表示为量子比特的双重缀饰态. 不失普遍性, 以下讨论共振驱动的情况, 即 $\delta_q = \delta_m = 0$. 此时哈密顿量简化为

$$H/\hbar = \frac{1}{2}\Omega_d\sigma_x + g_{\text{qm}}(\sigma_+ b + \sigma_- b^\dagger). \quad (2)$$

然而即使这么简单的哈密顿量, 依然无法进行严格对角化, 因为双重缀饰哈密顿量并不一定可解 [77]. 选取新的基矢 $|\pm\rangle = (|g\rangle \pm |e\rangle)/\sqrt{2}$, 然后做平均场近似, 把哈密顿量 (2) 改写成 $H = H_p + H_h$ 的形式:

$$H_p/\hbar = \frac{1}{2}\Omega_d a^\dagger a + \tilde{g}_{\text{qm}} a^\dagger b + \tilde{g}_{\text{qm}}^* a b^\dagger,$$

$$H_h/\hbar = \frac{1}{2}\Omega_d h^\dagger h - \tilde{g}_{\text{qm}}^* h^\dagger b + \tilde{g}_{\text{qm}} h b^\dagger, \quad (3)$$

其中 $a = h^\dagger \equiv |- \rangle \langle + |$; $\tilde{g}_{\text{qm}} = \frac{1}{2}g_{\text{qm}}(A + 1)$, $A = \langle a \rangle$. 由于 $\{a, a^\dagger\} = 1$ 以及 $\{a, a\} = \{a^\dagger, a^\dagger\} = 0$, 因此新定义的算符均为费米子算符. 这里的 H_p 与 H_h 的形式一致, 只是参数 Ω_d 变为 $-\Omega_d$, 以及 \tilde{g}_{qm} 变为 $-\tilde{g}_{\text{qm}}^*$. 这说明哈密顿量 $H = H_p + H_h$ 具有粒子-空穴对称性 [78]. 因此, 可以用这个驱动的量子比特-磁振子耦合系统去模拟具有粒子-空穴对称的费米子对与玻色场耦合系统的量子行为. 与其他玻色子相比, 磁振子具有其自身的优势. 首先, YIG 小球中基态模磁振子的量子相干性几乎与谐振腔中微波光子一样好 [18], 而且其频率可以通过外加磁场调节. 极低温下, 磁振子的相干性通常好于微波光子, 这是因为微波光子在通常情况下可以与其周围环境多种自由度发生耦合. 哈密顿量 H_p/\hbar 的两个本征值 (分别表示为 ω_4 以及 ω_2) 为

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(\Omega_d/2) \pm [(\Omega_d/2)^2 + (2|\tilde{g}_{\text{qm}}|\sqrt{n_m+1})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

其中 n_m 是磁振子激发数. 两个本征值的本征态分别对应粒子-磁振子混合准粒子态. 哈密顿量 H_h 的本征值 (表示为 ω_1 和 ω_3) 为 $\bar{\lambda}_{\pm} = -\lambda_{\pm}$, 其本征态对应空穴-磁振子混合准粒子态. 通过改变驱动强度 Ω_d , 可以改变混合态中磁振子的比例, 从而改变混合准粒子态的费米性, 使其行为接近或者远离费米子行为. 可以得到模式 4 和模式 1, 以及模式 3 和模式 2 之间的能级劈裂分别为

$$\omega_4 - \omega_1 = \frac{\Omega_d}{2} + [(\Omega_d/2)^2 + (2|\tilde{g}_{\text{qm}}|\sqrt{n_m+1})^2]^{\frac{1}{2}},$$

$$\omega_3 - \omega_2 = -\frac{\Omega_d}{2} + [(\Omega_d/2)^2 + (2|\tilde{g}_{\text{qm}}|\sqrt{n_m+1})^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

图 3 给出了持续增加共振驱动功率 P_d 情况的混合系统的传输谱. 由于哈密顿量里粒子-空穴对称性的存在, 谱线有明显的左右镜像对称性. 当持续加大驱动功率 P_d , 两个吸收谷劈裂成 4 个, 外面的两个吸收谷 (标记为 1 和 4) 逐渐远离, 同时中间的两个吸收谷 (标记为 2 和 3) 逐渐靠近并最终合二为一. 拉比频率 Ω_d 与驱动幅值成正比, 即 $\Omega_d \propto \sqrt{P_d}$. 从 (5) 式可以看出, 随着驱动强度的增大, $\omega_4 - \omega_1$ 增大, 同时 $\omega_3 - \omega_2$ 减小. 对于很大的驱动强度 $\Omega_d \gg 4|\tilde{g}_{\text{qm}}|\sqrt{n_m+1}$, $\omega_3 - \omega_2 \rightarrow 0$, 与实验测量数据相符.

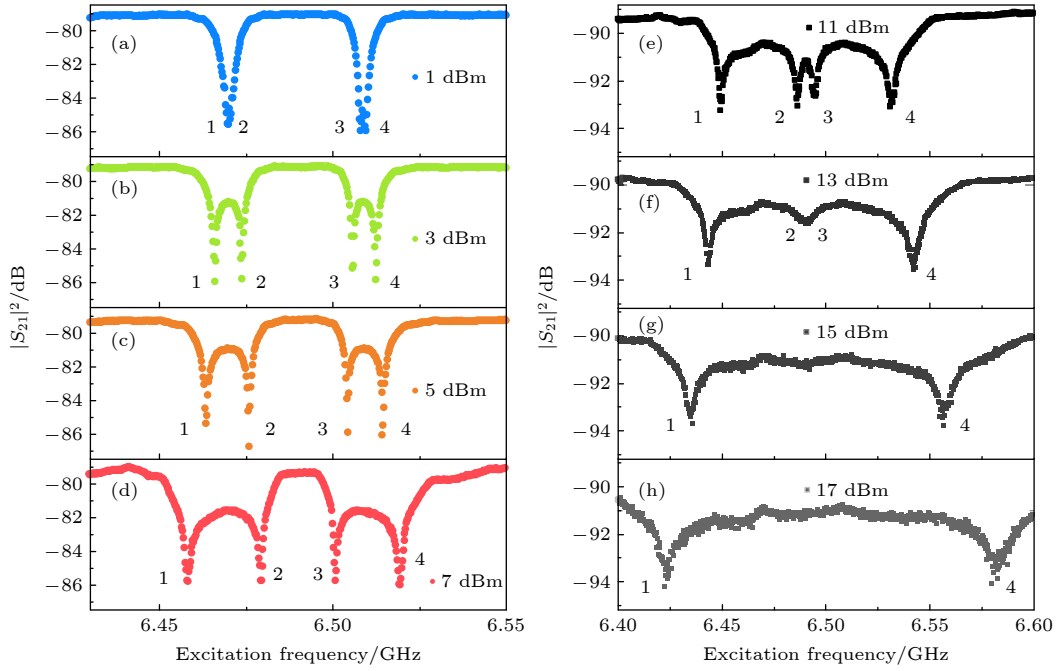


图 3 量子比特-磁振子耦合系统能级劈裂随外加微波场驱动强度的变化, 其中 $\delta_q = \delta_m = 0$. 使用驱动微波去激发比特, 同时用一个与读取腔 TE₁₀₃ 共振的微波进行色散读取. 驱动微波的功率分别是 (a) 0.04 μW , (b) 0.06 μW , (c) 0.1 μW , (d) 0.16 μW , (e) 0.4 μW , (f) 0.63 μW , (g) 1 μW , (h) 1.6 μW

Fig. 3. Dispersive readout of the hybridized normal modes of the driven qubit-magnon system. An excitation field is tuned to excite the hybridized normal modes and a probe field is applied in resonance with the cavity mode TE₁₀₃. The power of the microwave field to drive the superconducting qubit is tuned to be (a) 0.04 μW , (b) 0.06 μW , (c) 0.1 μW , (d) 0.16 μW , (e) 0.4 μW , (f) 0.63 μW , (g) 1 μW , (h) 1.6 μW , respectively.

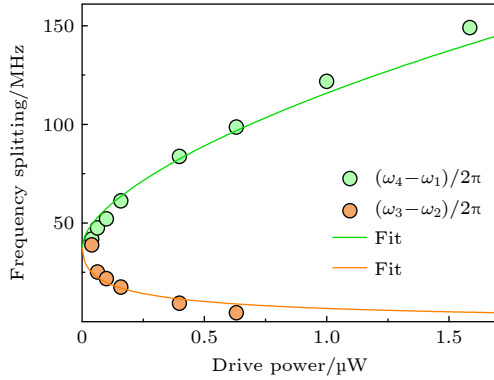


图 4 量子比特-磁振子耦合系统频率劈裂随外加微波场驱动强度变化的拟合. 上半图数据 (绿色圆点和绿线) 是耦合模式 1 和模式 4 (见正文) 之间能级差随驱动功率 P_d 的变化. 下半图数据 (橙色圆点和橙线) 是耦合模式 3 和模式 2 能级差随驱动功率 P_d 的变化. 使用 (5) 式进行拟合, 其中 $|\tilde{g}_{qm}| = |g_{qm}|$, $n_m = 0$, 以及 $\Omega_d = k\sqrt{P_d}$, 这里 $k = 103 \text{ MHz}/\mu\text{W}^{1/2}$

Fig. 4. Fitting the experimental data of the frequency splitting between hybridized normal modes 1 and 4 (3 and 2) versus the drive power P_d . To fit the data, we use Eq. (5), where $|\tilde{g}_{qm}| = |g_{qm}|$, $n_m = 0$, and $\Omega_d = k\sqrt{P_d}$ with $k = 103 \text{ MHz}/\mu\text{W}^{1/2}$.

对于驱动强度为零的情况, (5) 式给出 $\omega_4 - \omega_1 = \omega_3 - \omega_2 = 2|\tilde{g}_{qm}|\sqrt{n_m + 1}$. 实际上, 当 $\Omega_d = 0$,

(2) 式完全解析可解, 其拉比劈裂为 $\Omega_N = 2|g_{qm}| \times \sqrt{n_m + 1}$. 在这种情况下, $|\tilde{g}_{qm}| = |g_{qm}|$, 即 $A = 1$. 图 4 给出了频率劈裂 $\omega_4 - \omega_1$ 和 $\omega_3 - \omega_2$ 随驱动功率 P_d 的变化, 其中的数据来自图 3. 从 $\omega_3 - \omega_2$ 的数据来看, 当 $P_d = 1 \mu\text{W}$ 以及 $1.6 \mu\text{W}$ 的时候, 由于有限的实验精度, 实验数据上劈裂消失, 所以我们没有把这两个点包含在内. 使用 (5) 式来拟合图 4, 并把 $\Omega_d = k\sqrt{P_d}$ 和 $|\tilde{g}_{qm}|$ 替换成 $|g_{qm}|$. 取 $n_m = 0$, 可以得到拟合参数 $k = 103 \text{ MHz}/\mu\text{W}^{1/2}$, 对应于从微波源到腔的入口处 45 dB 的衰减. 在弱驱动范围内, $n_m = 0$ 得到的结果与实验结果一致. 这表明, 对于一个很弱的驱动, 磁振子几乎处于基态, 驱动场对其影响很小. 当驱动增大的时候, $n_m = 0$ 的数值结果与实验结果差异较大, $\omega_4 - \omega_1$ ($\omega_3 - \omega_2$) 的实验数据比理论值小 (大), 这是因为此时更多的磁振子被激发.

4 结 论

本文研究了超导量子比特的驱动缀饰态与 YIG 小球中基态尔模磁振子之间的相干强耦合.

超导量子比特与磁振子之间的有效耦合是它们与耦合腔的虚光子交换过程诱导的, 微波驱动场与超导量子比特耦合使比特发生缀饰, 并因为比特和磁振子的耦合从而实现双重缀饰态. 在量子比特与磁振子共振点处给比特加微波驱动并连续改变驱动强度, 并使用平均场理论计算了驱动哈密顿量的本征态, 发现驱动量子比特-磁振子耦合系统表现出粒子-空穴对称性, 随着驱动强度增大耦合系统的劈裂出现移动, 在较大的驱动强度范围内, 本文的理论结果与实验测量结果都符合得较好. 本文的工作给研究由多个不同自由度构成的混合系统提供了新的研究思路并有可能应用于模拟由费米子玻色子构成的混合准粒子系统的量子行为.

参考文献

- [1] Xiang Z L, Ashhab S, You J Q, Nori F 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 623
- [2] Kurizki G, Bertet P, Kubo Y, Mølmer K, Petrosyan D, Rabl P, Schmiedmayer J 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **112** 3866
- [3] Wallquist M, Hammerer K, Rabl P, Lukin M, Zoller P 2009 *Phys. Scr.* **T137** 014001
- [4] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [5] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2015 *Science* **349** 405
- [6] Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Nakamura Y 2017 *Sci. Adv.* **3** e1603150
- [7] Lachance-Quirion D, Wolski S P, Tabuchi Y, Kono S, Usami K, Nakamura Y 2020 *Science* **367** 425
- [8] White R M 2007 *Quantum Theory of Magnetism: Magnetic Properties of Materials* (3rd Ed.) (Berlin: Springer) pp5–7
- [9] Soykal Ö O, Flatté M E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 077202
- [10] Soykal Ö O, Flatté M E 2010 *Phys. Rev. B* **82** 104413
- [11] Huebl H, Zolitsch C W, Lotze J, Hocke F, Greifenstein M, Marx A, Gross R, Goennenwein S T B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 127003
- [12] Tabuchi Y, Ishino S, Ishikawa Y, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 083603
- [13] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 156401
- [14] Goryachev M, Farr W G, Creedon D L, Fan Y, Kostylev M, Tobar M E 2014 *Phys. Rev. Appl.* **2** 054002
- [15] Haigh J A, Langenfeld S, Lambert N J, Baumberg J J, Ramsay A J, Nunnenkamp A, Ferguson A J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 063845
- [16] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501286
- [17] Bai L, Harder M, Chen Y P, Fan X, Xiao J Q, Hu C M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 227201
- [18] Zhang D, Wang X M, Li T F, Luo X Q, Wu W, Nori F, You J Q 2015 *npj Quantum Inf.* **1** 15014
- [19] Rameshti B Z, Cao Y, Bauer G E W 2015 *Phys. Rev. B* **91** 214430
- [20] Cao Y P, Huebl H, Goennenwein S T B, Bauer G E W 2015 *Phys. Rev. B* **91** 094423
- [21] Haigh J A, Lambert N J, Doherty A C, Ferguson A J 2015 *Phys. Rev. B* **91** 104410
- [22] Liu T, Zhang X, Tang H X, Flatté M E 2016 *Phys. Rev. B* **94** 060405
- [23] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Luo X Q, Xiong W, Wang S P, Li T F, Hu C M, You J Q 2016 *Phys. Rev. B* **94** 224410
- [24] Sharma S, Blanter Y M, Bauer G E W 2017 *Phys. Rev. B* **96** 094412
- [25] Sharma S, Blanter Y M, Bauer G E W 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 087205
- [26] Osada A, Gloppe A, Hisatomi R, Noguchi A, Yamazaki R, Nomura M, Nakamura Y, Usami K 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 133602
- [27] Liu Z X, Wang B, Xiong H, Wu Y 2018 *Opt. Lett.* **43** 3698
- [28] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2016 *C. R. Physique* **17** 729
- [29] Quirion D L, Tabuchi Y, Gloppe A, Usami K, Nakamura Y 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 070101
- [30] Wang Y P, Rao J W, Yang Y, Xu P C, Gui Y S, Yao B M, You J Q, Hu C M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 127202
- [31] Lambert N J, Haigh J A, Langenfeld S, Doherty A C, Ferguson A J 2016 *Phys. Rev. A* **93** 021803(R)
- [32] Zhang X, Zou C L, Zhu N, Marquardt F, Jiang L, Tang H X 2015 *Nat. Commun.* **6** 8914
- [33] Bai L, Harder M, Hyde P, Zhang Z, Hu C M, Chen Y P, Xiao J Q 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 217201
- [34] Hisatomi R, Osada A, Tabuchi Y, Ishikawa T, Noguchi A, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2016 *Phys. Rev. B* **93** 174427
- [35] Osada A, Hisatomi R, Noguchi A, Tabuchi Y, Yamazaki R, Usami K, Sadgrove M, Yalla R, Nomura M, Nakamura Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 223601
- [36] Zhang X, Zhu N, Zou C L, Tang H X 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 123605
- [37] Haigh J A, Nunnenkamp A, Ramsay A J, Ferguson A J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 133602
- [38] Braggio C, Carugno G, Guarise M, Ortolan A, Ruoso G 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 107205
- [39] Wu W J, Wang Y P, Wu J Z, Li J, You J Q 2021 *Phys. Rev. A* **104** 023711
- [40] Sun F X, Zheng S S, Xiao Y, Gong Q H, He Q Y, Xia K 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 087203
- [41] Li J, Wang Y P, Wu W J, Zhu S Y, You J Q 2017 *PRX Quantum* **2** 040344
- [42] Zhang D, Luo X Q, Wang Y P, Li T F, You J Q 2017 *Nat. Commun.* **8** 1368
- [43] Cao Y, Yan P 2019 *Phys. Rev. B* **99** 214415
- [44] Zhao J, Liu Y, Wu L, Duan C K, Liu Y X, Du J 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 014053
- [45] Yang Y, Wang Y P, Rao J W, Gui Y S, Yao B M, Lu W, Hu C M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 147202
- [46] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Li T F, Hu C M, You J Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 057202
- [47] Hyde P, Yao B M, Gui Y S, Zhang G Q, You J Q, Hu C M 2018 *Phys. Rev. B* **98** 174423
- [48] Bi M X, Yan X H, Zhang Y, Xiao Y 2021 *Phys. Rev. B* **103** 104411
- [49] Shen R C, Wang Y P, Li J, Zhu S Y, Agarwal G S, You J Q 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 183202
- [50] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
- [51] Li J, Zhu S Y 2019 *New J. Phys.* **21** 085001
- [52] Zhang Z, Scully M, Agarwal G S 2019 *Phys. Rev. Res.* **1**

- 023021
- [53] Yuan H Y, Zhang S, Ficek Z, He Q Y, Yung M H 2020 *Phys. Rev. B* **101** 014419
- [54] Yuan H Y, Yan P, Zheng S, He Q Y, Xia K, Yung M H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 053602
- [55] Liu Z X, Xiong H, Wu Y 2019 *Phys. Rev. B* **100** 134421
- [56] Li X, Wang X, Yang W X 2021 *Phys. Rev. B* **104** 224434
- [57] Bourhill J, Kostylev N, Goryachev M, Creedon D L, Tobar M E 2016 *Phys. Rev. B* **93** 144420
- [58] Kostylev N, Goryachev M, Tobar M E 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 062402
- [59] Harder M, Yang Y, Yao B M, Yu C H, Rao J W, Gui Y S, Stamps R L, Hu C M 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 137203
- [60] Grigoryan V L, Shen K, Xia K 2018 *Phys. Rev. B* **98** 024406
- [61] Bhoi B, Kim B, Jang S H, Kim J, Yang J, Cho Y J, Kim S K 2019 *Phys. Rev. B* **99** 134426
- [62] Yu W, Wang J, Yuan H Y, Xiao J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 227201
- [63] Grigoryan V L, Xia K 2019 *Phys. Rev. B* **100** 014415
- [64] Wang Y P, Hu C M 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 130901
- [65] Laucht A, Kalra R, Simmons S, Dehollain J P, Muhonen J T, Mohiyaddin F A, Freer S, Hudson F E, Itoh K M, Jamieson D N, McCallum J C, Dzurak A S, Morello A 2017 *Nat. Nanotechnol.* **12** 61
- [66] Timoney N, Baumgart I, Johanning M, Varón A F, Plenio M B, Retzker A, Wunderlich Ch 2011 *Nature* **476** 185
- [67] Oelsner G, Macha P, Astafiev O V, Il'ichev E, Grajcar E, Hübner U, Ivanov B I, Neilinger P, Meyer H G 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 053602
- [68] Xue Z Y, Gu F L, Hong Z P, Yang Z H, Zhang D W, Hu Y, You J Q 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 054022
- [69] Koshino K, Lin Z, Inomata K, Yamamoto T, Nakamura Y 2016 *Phys. Rev. A* **93** 023824
- [70] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) pp193–219
- [71] Paik H, Schuster D I, Bishop L S, Kirchmair G, Catelani G, Sears A P, Johnson B R, Reagor M J, Frunzio L, Glazman L I, Devoret M H, Schoelkopf R J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 240501
- [72] Jin X Y, Kamal A, Sears A P, Gudmundsen T, Hover D, Miloshi J, Slattey R, Yan F, Yoder J, Orlando T P, Gustavsson S, Oliver W D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 240501
- [73] You J Q, Hu X, Ashhab S, Nori F 2007 *Phys. Rev. B* **75** 140515(R)
- [74] 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
- [75] 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
- [76] Barends R, Kelly J, Megrant A, Veitia A, Sank D, Jeffrey E, White T C, Mutus J, Fowler A G, Campbell B, Chen Y, Chen Z, Chiaro B, Dunsworth A, Neill C, O'Malley P, Roushan P, Vainsencher A, Wenner J, Korotkov A N, Cleland A N, Martinis J M 2014 *Nature* **508** 500
- [77] Shevchenko S N, Oelsner G, Greenberg Ya S, Macha P, Karpov D S, Grajcar M, Hübner U, Omelyanchouk A N, Il'ichev E 2014 *Phys. Rev. B* **89** 184504
- [78] Mahan G D 2000 *Many-Particle Physics* (3rd Ed.) (New York: Kluwer Academic/Plenum) pp411–413

Coherent coupling in a driven qubit-magnon hybrid quantum system^{*}

Xu Da ¹⁾ Wang Yi-Pu ^{1)†} Li Tie-Fu ²⁾ You Jian-Qiang ¹⁾

¹⁾ (*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China*)

²⁾ (*School of Integrated Circuits, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 10 February 2022; revised manuscript received 25 March 2022)

Abstract

We experimentally demonstrate the strong coupling between the ferromagnetic magnons in an yttrium-iron-garnet (YIG) sphere and the drive-field-induced dressed states of a superconducting qubit, which gives rise to the double dressing of the superconducting qubit. The YIG sphere and the superconducting qubit are embedded in a microwave cavity, and are coupled to the magnetic and electrical fields of the cavity TE₁₀₂ mode, respectively. The effective coupling between them is mediated by the virtual cavity photons of cavity TE₁₀₂ mode. Our experimental results indicate that as the power for driving the qubit increases, an additional split of the qubit-magnon polariton occurs. These supplemental splittings indicate a double-dressed state. We theoretically analyze the experimental results by using a particle-hole symmetric model. The theoretical results fit the experimental observations well in a broad range of drive-field power parameters, revealing that the driven qubit-magnon hybrid quantum system can be used to emulate a particle-hole symmetric pair coupled to a bosonic mode. Our hybrid quantum system holds great promise for quantum simulations of composite quasiparticles consisting of fermions and bosons.

Keywords: superconducting qubit, magnon, coherent coupling, quantum simulation

PACS: 03.67.-a, 85.25.-j, 75.30.Ds, 03.65.Ta

DOI: 10.7498/aps.71.20220260

^{*} Project supported by the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2019M660137) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11934010, 12174329).

[†] Corresponding author. E-mail: yipuwang@zju.edu.cn