文章编号:1005-0523(2023)01-0100-07

基于压缩库产生的磁子阻塞

李明翠[1],陈爱喜[2],曾 伟[1]

(1. 华东交通大学信息学院,江西 南昌 330013; 2. 浙江理工大学理学院,浙江 杭州 310018)

摘要:基于近年来微波腔与磁子相互作用的实验进展以及非线性库理论,文章提出将腔-磁系统与压缩库耦合,分析其中的磁子阻塞效应,以实现磁性量子级的操控。在一个受驱动的微波腔中放置一个钇铁石榴石小球,球体中的 Kittel 模与微波腔模耦合,同时腔场与压缩真空库耦合。通过数值求解系统的量子主方程,详细分析了关联函数受耦合强度、失谐量、耗散率等因素的影响。从理论上证明了与压缩库耦合的腔-磁系统可以产生单磁子阻塞和双磁子阻塞,并且可以通过调节驱动强度或者失谐量灵活地在单磁子阻塞、双磁子阻塞、双磁子隧穿之间进行切换。所提出的磁子阻塞方案主要由压缩库的非线性诱导得到,为腔-磁系统实现单磁子和双磁子阻塞提供了一种可能的新途径。

关键词:磁子;阻塞;压缩库;微波腔

中图分类号:O413.2 **文献标志码:**A

本文引用格式:李明翠,陈爱喜,曾伟. 基于压缩库产生的磁子阻塞[J]. 华东交通大学学报,2023,40(1):99-105.

Magnon Blockade Generated by Coupling to a Squeezed Reservoir

Li Mingcui[1], Chen Aixi[2], Zeng Wei[1]

(1. School of Information Engineering, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China;
2. School of Science, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: Inspired by the recent experiments of cavity-magnon system and the theories of nonlinear reservoir, a scheme of coupling a cavity-magnon system to a squeezed reservoir is proposed to analyze the magnon blockade effect, thus realizing the manipulation of magnetism at quantum level. An yttrium iron garnet sphere was located in a driven microwave cavity. The Kittel mode in the yttrium iron garnet sphere interacted with the microwave cavity mode, and the cavity field was coupled to a squeezed vacuum reservoir. By numerically solving the quantum master equation of the system, the influence of various factors such as coupling strength, detuning and dissipation rate on the correlation function was analyzed in details. It is proved theoretically that the cavity-magnon system coupled to a squeezed reservoir can induce single-magnon blockade and two-magnon blockade, and the switching among single-magnon blockade, two-magnon blockade and two-magnon tunneling can be flexibly controlled by tuning the driving intensity or the detuning. The magnon blockade effect in the proposed scheme is mainly induced by the nonlinearity of the squeezed reservoir, which provides a possible new method to realize single or double magnon blockade in cavity-magnon system.

Key words: magnon; blockade; squeezed reservoir; cavity

Citation format: LI M C, CHEN A X, ZENG W. Magnon blockade generated by coupling to a squeezed reservoir [J]. Journal of East China Jiaotong University, 2023, 40(1): 99-105.

收稿日期:2021-12-24

基金项目:国家自然科学基金项目(62062035);江西省教育厅课题(GJJ200645)

磁子是量子化的自旋波，具有能量耗散率低、体积小[1-2]等优点，可用于新型的基于波的计算技术中。钇铁石榴石(YIG)具有极高的自旋密度，是量子信息处理领域很有潜力的磁性材料[2-3]。YIG 球体中的 Kittel 模与微波腔中的场模在低温和室温下都实现了强耦合[4-6]，甚至超强耦合[7]。通过微波腔中虚光子的激发，YIG 小球中的磁子与 transmon 类型的量子比特之间的相互作用已得到了实验证实[8]。

磁子阻塞是制备磁子源的基础。在包含一个量子比特和一个 YIG 小球的腔-磁系统中，磁子阻塞于 2019 年首次被提出[9]，随后的相关研究也陆续展开[10-11]。同时，在三明治夹层结构的磁子节中，也展现了依赖于自旋的磁子阻塞效应[12]。理论上，光子、声子和磁子的同时阻塞可以在包含 YIG 球体和二能级原子的光-力-磁系统中实现[13]。与磁子阻塞相关的研究还包含宇称时间对称的腔-磁系统中的磁子阻塞[14]，纳米磁体中的磁子反聚束效应[15]，腔-磁系统中的克尔效应导致的磁子亚泊松统计等[16]。

以上这些磁子阻塞相关的工作都是基于将非线性系统(系统中包含二能级原子、光力非线性作用或 Kerr 非线性等)耦合到一个谐振库(通常是热库)的模型。事实上，通过耦合到压缩库，许多光学性质，如稳态行为[17]、纠缠和压缩[18-19]、反聚束和光子阻塞[20-22]都得到了研究。基于这些理论和相关的磁子实验，本文首次提出将一个线性的腔-磁系统耦合到压缩库，讨论其中的磁子阻塞效应。

1 系统模型

考虑图 1 所示的系统模型，一个 YIG 小球放置在微波腔中。YIG 小球中的磁模与腔模强耦合，其中磁子的频率可以通过外加偏置磁场进行调节。该微波腔由单模相干光驱动，并与压缩库耦合。在驱动场频率的旋转框架中，微波腔和 YIG 小球这部分的哈密顿量如式(1)所示。

$$H/\hbar=\Delta_a a^\dagger a+\Delta_m m^\dagger m+Km^\dagger mm^\dagger m+g(am^\dagger+a^\dagger m)+\varepsilon(a+a^\dagger) \tag{1}$$

其中，$a(a^\dagger)$和 $m(m^\dagger)$分别是腔模和磁模的湮灭(产生)算符。$\Delta_j=\omega_j-\omega_d(j=a,m)$是失谐量，$\omega_j(j=a,m)$表示这些模式的频率。$\hbar$ 是约化普朗克常量。磁模的频率可以从外部偏置磁场 H_m 和相应的旋磁比 γ 得到，即 $\omega_m=\gamma H_m$[23]。$Km^\dagger mm^\dagger m$ 是 YIG 材料中磁晶各向异性引起的克尔项[24-25]，为克尔系数。谐振腔中磁模与微波场之间的耦合强度用 g 表示。驱动场和腔模之间的耦合强度用 ε 表示。

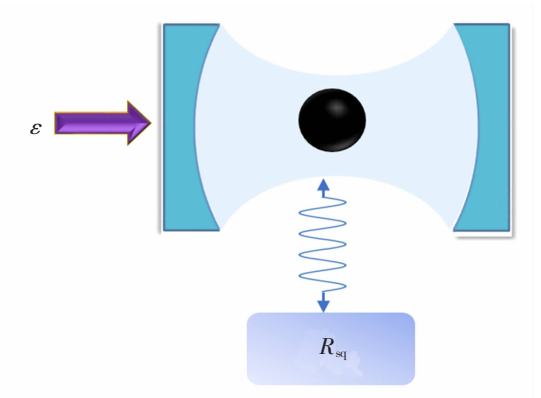


图 1 系统示意图，由一个受驱动的微波腔和一个 YIG 小球组成。腔-磁系统耦合到一个量子压缩库 R_{sq}

Fig.1 Schematic diagram of the cavity-magnon system, composed of a driven microwave cavity with a YIG sphere, coupled to a quantum squeezed reservoir R_{sq}

在弱驱动条件下，系统的能级可以在截断的 Fock 空间中进行分析。考虑总激发数 $N\leqslant 2$ 的情况，可以得到式(1)中哈密顿量的裸态，即 $|00\rangle$，$|01\rangle$，$|10\rangle$，$|11\rangle$，$|02\rangle$和$|20\rangle$。在态$|n_1n_2\rangle$中，n_1 是微波光子数，n_2 是磁子数。在以这些裸态为基的空间中，式(1)中无驱动的哈密顿量可以展开成式(2)的矩阵形式[14,26]。

$$\widetilde{H}=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta_m+K & g & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g & \Delta_a & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta_a+\Delta_m+K & \sqrt{2}g & \sqrt{2}g \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{2}g & 2\Delta_m+4K & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{2}g & 0 & 2\Delta_a \end{bmatrix} \tag{2}$$

设 $\Delta_a=\Delta_m=0$，可以得到式(3)~式(6)的系统本征值，其中 $\theta=\arccos T$。

$$T=\frac{-5K\sqrt{13K^2+12g^2}+6K\sqrt{5K^2+13g^2}}{2\sqrt{(13K^2+12g^2)^3}}。$$

$$E_0=0 \tag{3}$$

$$E_1^{\pm}=\frac{K\pm\sqrt{K^2+4g^2}}{2} \tag{4}$$

$$E_2^0=\frac{5K-2\sqrt{13K^2+12g^2}\cos\frac{\theta}{3}}{3} \tag{5}$$

$$E_2^{\pm}=\frac{5K+\sqrt{13K^2+12g^2}\left(\cos\frac{\theta}{3}\pm\sqrt{3}\sin\frac{\theta}{3}\right)}{3} \tag{6}$$

对 K 和 g 进行适当的取值，系统的能谱可以表现出非谐性。然而，当克尔系数远小于耦合强度时，系统能级的非谐性消失了。即，如果 $K\to 0$，式(4)、式(5)和式(6)的特征值变为 $E_1^{\pm}=\pm g$，$E_2^0=-2g$，$E_2^{\pm}=+2g$。事实上，在目前的实验条件下，获得的克尔系数通常非常小(直径为 1 mm 的 YIG 小球中观测到的 Kerr 系数约为[23-25])。因此，腔-磁振系统本身不足以产生磁子阻塞。

假设微波腔与压缩库耦合。系统的动力学演化由式(7)所示的主方程控制[19,22,27-28]。

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}=&-i[H,\rho]-\frac{\gamma_a}{2}N_a[aa^\dagger\rho-2a^\dagger\rho a+\rho aa^\dagger]\\&-\frac{\gamma_a}{2}(N_a+1)[a^\dagger a\rho-2a\rho a^\dagger+\rho a^\dagger a]\\&-\frac{\gamma_m}{2}[m^\dagger m\rho-2m\rho m^\dagger+\rho m^\dagger m]\\&+\frac{\gamma_a M_a}{2}[aa\rho-2a\rho a+\rho aa]\\&+\frac{\gamma_a M_a^*}{2}[a^\dagger a^\dagger\rho-2a^\dagger\rho a^\dagger+\rho a^\dagger a^\dagger]\end{aligned}\tag{7}$$

这里，H 是式(1)所示的系统哈密顿量，$\gamma_a(\gamma_m)$ 是腔模（磁模）的耗散率、N_a 是压缩库中频率为 ω_a 的平均光子数，M_a 是压缩参数。参数 N_a 和 M_a 满足不等式 $|M_a|\leqslant\sqrt{N_a(N_a+1)}$。

磁子的统计特性可以用关联函数描述[9-10]。二阶关联函数的定义如式(8)所示。

$$g^{(2)}(\tau)=\lim_{t\to\infty}\frac{\langle m^\dagger(t)m^\dagger(t+\tau)m(t+\tau)m(t)\rangle}{\langle m^\dagger(t)m(t)\rangle^2}\tag{8}$$

其中，τ 是两个磁子之间的延迟时间。与光子和声子阻塞类似，单磁子阻塞可以用具有亚泊松统计特性的等时($\tau=0$)二阶关联函数 $g^{(2)}(0)<1$ 来表征。$g^{(2)}(0)>1$ 对应于具有超泊松统计特性的双磁子群聚束(双磁子隧穿)效应。好的单磁子源还应当满足式(9)中的条件[22]。

$$g^{(3)}(0)<g^{(2)}(0)<1\tag{9}$$

多磁子阻塞可以用 k 阶关联函数 $g^k(0)=\langle(a^\dagger)^k(a)^k\rangle/\langle a^\dagger a\rangle^k$ 来表征。在少量磁子数的条件下，多磁子阻塞的判断标准可简化为式(10)[22,29-30]。

$$g^k(0)\geqslant 1\ \text{and}\ g^{(k+1)}(0)<1\tag{10}$$

2　数值模拟计算

本节通过数值求解式(7)中的主方程，讨论系统参数对关联函数的影响。数值模拟结果使用 Python 软件包 QUTIP[31]计算获得，所有参数的选取均基于目前的实验进展。

图 2 展示了耦合库有压缩(图 2(a))和无压缩(图 2(b))两种情形下，等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 随腔模相对于驱动场的失谐量的变化。这里克尔系数设置为 $K=10^{-16}\gamma_a$，即假设使用的是直径约为 1 mm 的 YIG 小球。

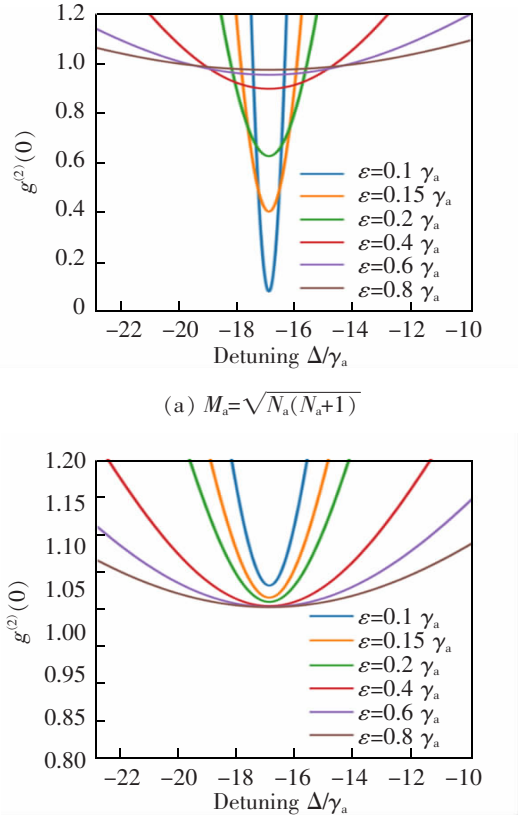


图 2　稳态等时二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 在不同驱动强度下随失谐量 Δ/γ_a($\Delta_a=\Delta_m=\Delta$)的变化

Fig.2　The steady-state equal-time second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ vs the driving detuning Δ/γ_a ($\Delta_a=\Delta_m=\Delta$) for various values of driving strength

在弱驱动限制条件下，克尔非线性对毫米直径的 YIG 小球的量子统计结果几乎没有影响。然而，在纳米直径的 YIG 小球中情况并非如此，这将在图 3 中讨论。如图 2(a)所示，通过调整驱动强度 ε，可以获得满足 $g^{(2)}(0)<1$ 的关联函数值。对于图 2(a)给定的参数，随着驱动强度从 $0.1\gamma_a$ 增加到 $0.8\gamma_a$，不同曲线的最小值从 0.076 1 增加到 1，并且反聚束效应在 $\varepsilon\geqslant 0.8\gamma_a$ 时消失。图 2 中的所有曲线均关于直线 $\Delta\approx-17\gamma_a=-g$ 对称，并且 $g^{(2)}(0)$ 的最小值位

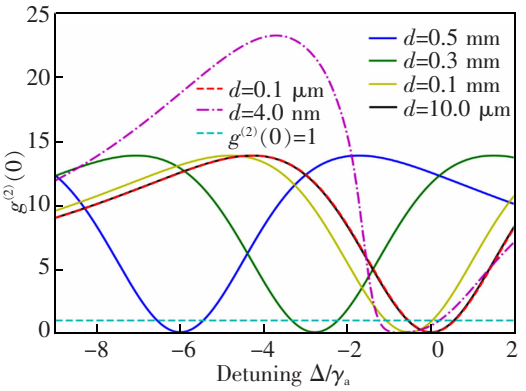


图 3 对于不同直径的 YIG 小球，稳态二阶关联函数 $g^{(2)}(0)$ 与失谐量 Δ/γ_a 的关系

Fig.3 The steady-state second-order correlation function $g^{(2)}(0)$ vs the detuning Δ/γ_a for YIG spheres with various diameters

于对称轴上。在图 2(b)中，系统与非压缩的普通库耦合，即 $M_a=0$。在这种情况下，系统的非线性完全由克尔效应决定。然而，对于毫米直径的 YIG 小球而言，克尔系数太弱，不足以诱导磁子反聚束效应。

事实上，克尔系数($K=\mu_0 k_{an}\gamma^2/(M^2V)$)与 YIG 球体的体积成反比[24-25]，其中 k_{an}，γ，M 和 V 是一阶各向异性常数、旋磁比、饱和磁化强度和 YIG 球体的体积，μ_0 是真空磁导率。另一方面，微波光子-磁子耦合强度 g 与 YIG 球体中的自旋数的平方根成正比，即 $g=g_0\sqrt{S}=g_0\sqrt{\rho V}$，$S$ 是 YIG 球体的净宏观自旋数，ρ 是净自旋密度，$g_0(g_0/2\pi=38\ \text{mHz})$是单个玻尔磁子与微波空腔的耦合强度[5,25]。因此，g 随 YIG 小球体积的减小而减小，而克尔系数随球体体积的减小而增大。假设直径为 1 mm 的 YIG 小球中的磁膜与微波腔模的耦合强度为 $g=17\gamma_a$，克尔系数为 $K=10^{-16}\gamma_a$，可以进一步计算出不同直径的 YIG 小球相应的耦合强度和克尔系数。当 YIG 小球的直径大于 0.3 μm时，耦合强度远远大于克尔系数。假设微波腔的耗散率为 $\gamma_a/2\pi=2.7$ MHz[5]，随着 YIG 小球直径减小到 0.2 μm，克尔系数增加到大约 212.058 Hz，同时耦合强度降低到大约 815.713 Hz。当 YIG 小球的直径减少到只有几纳米时，克尔效应比腔模和磁模之间的相互作用要强得多。在这种情况下，腔模-磁模相互作用以及与压缩库的耦合不再是产生磁子阻塞的必要条件。通过直接驱动非线性纳米磁体，就可以获得主要由纳米磁体的克尔非线性引起的磁子的反聚束效应[15]。YIG 小球的尺寸对二阶关联函数的影响如图 3 所示，参数设置为 $\gamma_m=\gamma_a$，$\varepsilon=0.1\gamma_a$，$N_a=3\times10^{-4}$，$N_a=\sqrt{N_a(N_a+1)}$，并假设直径为 1 mm 的 YIG 球的腔模-磁模耦合强度和克尔系数为 $g=17\gamma_a$，$K=10^{-16}\gamma_a$。不同直径 d=(0.5 mm，0.3 mm，0.1 mm，10 μm，)对应的 $g^{(2)}(0)$的最小值分别位于($\Delta\approx-6.005\gamma_m$，$g\approx6.010\gamma_m$)，($\Delta\approx-2.790\gamma_m$，$g\approx2.793\gamma_m$)，($\Delta\approx-0.533\gamma_m$，$g\approx0.538\gamma_m$)，($\Delta\approx-0.015\gamma_m$，$g\approx0.017\gamma_m$)。此时，$g$ 相对于 Δ 的比率大约等于-1。然而，当直径小于 0.1 μm 时，g/Δ 的绝对值远小于 1，此时克尔非线性效应比腔模-磁模之间的相互作用强得多，在诱导磁子反聚束效应中起到更重要的作用。

与光子源类似，一个好的单磁子源对应的关联函数值应该满足不等式条件 $g^{(3)}(0)<g^{(2)}(0)<1$。对于“真”单磁子阻塞，则必须满足 $g^{(2)}(0)<g^{(2)}(\tau)$条件。图 4 绘制了稳态二阶、三阶和四阶等时关联函数 $g^{(2)}(0)$，$g^{(3)}(0)$，$g^{(4)}(0)$在弱驱动下随驱动强度的 ε/γ_a 变化。曲线 $g^{(2)}(0)$ 和 $g^{(3)}(0)$ 在点 $(\varepsilon,g^{(2)}(0))\approx(0.129,0.285)$处相交。在图 4 给出的条件下，当驱动强度大于或等于 $0.13\gamma_a$ 时，系统可以很好地满足式(9)表示的良好单磁子源的要求。图 5 绘制了延时二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$随 $\gamma_a\tau$ 的变化，以进一步验证系统是否满足“真”单磁子阻塞条件，相关参数为 $g=17\gamma_a$，$\gamma_m=\gamma_a$，$\Delta_a=\Delta_m=-g$，$N_a=3\times10^{-4}$，$N_a=\sqrt{N_a(N_a+1)}$，$K=10^{-16}\gamma_a$。显然，在给定的条件下，当驱动强度处于$[0.13\gamma_a,0.14\gamma_a]$区间时，系统同时满足“好”单磁子源条件和“真”单磁子阻塞标准。

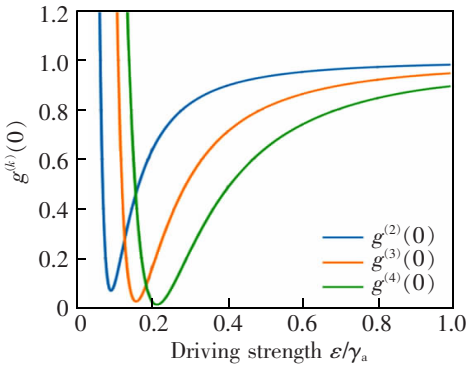


图 4 等时相关函数 $g^{(\kappa)}(0)$随驱动强度 ε/γ_a 的变化

Fig.4 (a) The equal-time correlation function $g^{(\kappa)}(0)$ vs the driving strength ε/γ_a

为了讨论本系统产生双磁子阻塞的可能性，图6绘制了关联函数 $g^{(\kappa)}(0)$在不同驱动强度下随磁子耗散率 γ_m/γ_a 和失谐量 Δ/γ_a 的变化，在图 6(a)中，$g=17\gamma_a$，$\Delta_a=\Delta_m=-g$，$K=10^{-16}\gamma_a$；在图 6(b)中，$g=17\gamma_a$，

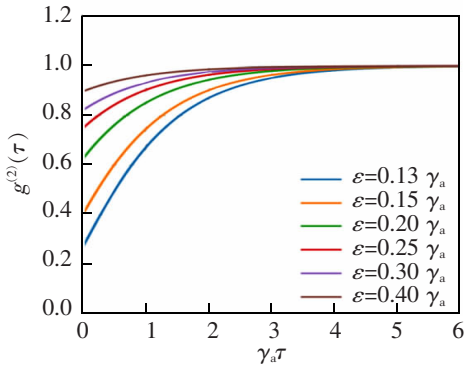
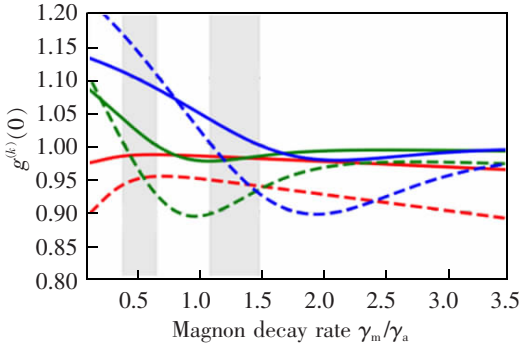


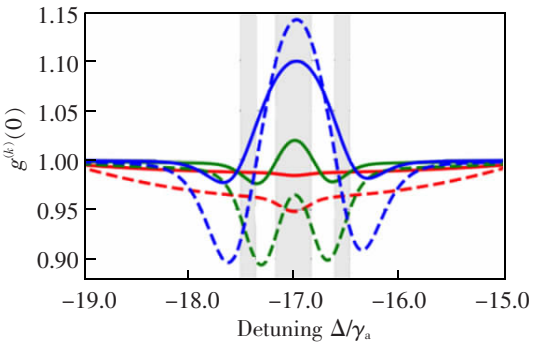
图 5　不同驱动强度下的延时二阶关联函数 $g^{(2)}(\tau)$ 随 $\gamma_a\tau$ 的变化

Fig.5　The time-delayed second-order correlation function $g^{(2)}(\tau)$ vs $\gamma_a\tau$ for different driving strength

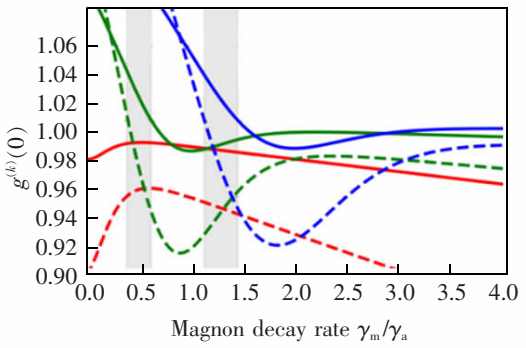
$\gamma_m=0.5\gamma_a$，$K=10^{-16}\gamma_a$；图 6(c)中，$g=0.5\gamma_a$，$\Delta_a=\Delta_m=-g$，$K=10^{-13}\gamma_a$；在图 6(d)中，$g=0.5\gamma_a$，$\gamma_m=0.5\gamma_a$，$K=10^{-13}\gamma_a$。其他参数为 $N_a=3\times10^{-4}$，$N_a=\sqrt{N_a(N_a+1)}$。图中的不同关联函数通过颜色和线型进行区分：实线(虚线)表示等时二阶(三阶)关联函数 $g^{(2)}(0)$($g^{(3)}(0)$)，红色(绿色、蓝色)表示 3 种不同的驱动强度 $\varepsilon=1\gamma_a$($2\gamma_a$，$3\gamma_a$)。阴影区域是在不同条件下获得的双磁子阻塞窗口：图 6(a)和图 6(c)中的第一个窗口在 $\varepsilon=2\gamma_a$，条件下获得，第二个窗口在 $\varepsilon=3\gamma_a$ 条件下获得；图 6(b)中的左侧和右侧窗口在 $\varepsilon=3\gamma_a$ 条件下获得；图 6(b)中间的窗口和图 6(d)的窗口在 $\varepsilon=2\gamma_a$ 条件下获得。本文采用判据 $g^{(2)}(0)\geqslant1$ 且 $g^{(3)}(0)<1$ 判定双磁子阻塞，用条件 $1<g^{(3)}(0)<g^{(2)}(0)$ 判定双磁子隧穿，$1<g^{(2)}(0)<g^{(3)}(0)$ 判定三磁子隧穿。通过数值求解式(7)中的主方程，可以发现，本系统在弱驱动($\varepsilon<\gamma_a$)条件下无法获得双磁子阻塞效应。只有当驱动强度略强于微波腔耗散率时，才会出现磁子阻塞窗口。图 6(a)和图 6(b)中的关联函数是在强耦合条件 $g=17\gamma_a$ 下绘制的。相比之下，图 6(c)和图 6(d)中使用了弱耦合强度 $g=0.5\gamma_a$。图 6(a)和图 6(c)的失谐量设置为 $\Delta_a=\Delta_m=-g$。图 6(b)和图 6(d)中的磁子耗散率设置为 $\gamma_m=0.5\gamma_a$，该参数值取自图 6(a)和图 6(c)中的第一个磁子阻塞窗口。数值模拟结果表明，当克尔系数远小于耦合强度时，双磁子阻塞窗口只能在失谐量约为 $-g$ 的区域获得。如图 6 所示，在强耦合和弱耦合两种情况下都可以获得双磁子阻塞的窗口。此外，通过调节失谐量或外部驱动强度，系统可以在三磁子隧穿($1<g^{(2)}(0)<g^{(3)}(0)$)、双磁子隧穿($1<g^{(3)}(0)<g^{(2)}(0)$)、双磁子阻塞($g^{(3)}(0)<1<g^{(2)}(0)$)



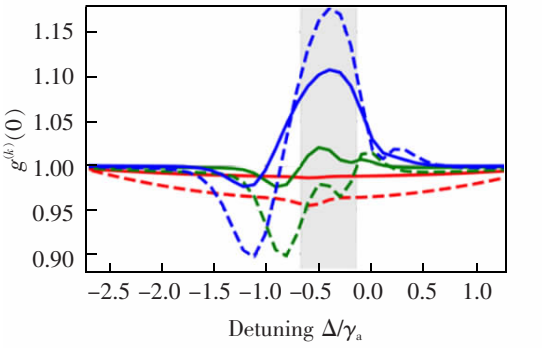
(a) $g^{(k)}(0)$ vs γ_m/γ_a(0~3.5)



(b) $g^{(k)}(0)$ vs Δ/γ_a(−19.0~−15.0)



(c) $g^{(k)}(0)$ vs γ_m/γ_a(0~4.0)



(d) $g^{(k)}(0)$ vs Δ/γ_a(−2.5~−1.0)

图 6　等时关联函数 $g^{(k)}(0)$ 随磁子耗散率 γ_m 和 γ_a 失谐量 Δ/γ_a 的变化

Fig.6　The equal-time correlation function $g^{(k)}(0)$ vs the magnon decay rate γ_m/γ_a and the detuning Δ/γ_a

和单磁子阻塞($g^{(3)}(0)<g^{(2)}(0)<1$)之间进行灵活切换。以图 6(b)为例,当驱动强度为 $3\gamma_a$(蓝色)时,影响磁子阻塞效应的失谐范围主要在$-19\gamma_a$ 和$-15\gamma_a$之间。当失谐量在 $\Delta\in[-19\gamma_a,-17.5\gamma_a]$范围内时,关联函数满足不等式 $g^{(3)}(0)<g^{(2)}(0)<1$,即系统呈现单磁子阻塞。如果失谐量满足$-17.5\gamma_a<\Delta<-17.36\gamma_a$,可以得到 $g^{(3)}(0)<1<g^{(2)}(0)$,则系统处于双磁子阻塞状态。当失谐的范围分别处于 $\Delta\in(-17.36\gamma_a,-17.25\gamma_a)$和 $\Delta\in(-17.25\gamma_a,-16.72\gamma_a)$时,可以得到双磁子隧穿和三磁子隧穿效应。此外,随着失谐量 Δ 从$-16.72\gamma_a$ 逐渐变化到$-15\gamma_a$,系统的状态从双磁子隧穿转变为双磁子阻塞,然后再回到单磁子阻塞状态。另一方面,将失谐量调制在$-17.17\gamma_a$ 和$-16.84\gamma_a$之间,随着驱动强度从 $1\gamma_a$ 变化到 $2\gamma_a$ 再到 $3\gamma_a$,系统状态可以从单磁子阻塞状态切换到双磁子阻塞状态,然后再切换到三磁子隧穿状态。

3 结论

本文提出了一种通过将腔-磁系统耦合到压缩库来操控磁子阻塞效应的方案。文章通过数值求解量子主方程,分析了磁子的统计性质,详细讨论了磁子关联函数受外部驱动强度、失谐量、耗散率等因素的影响。所提出的方案无论是工作在微波腔与 YIG 小球 Kittel 模相互作用的强耦合区还是弱耦合区域,都可以满足“好”单磁子源和“真”单磁子阻塞标准。当微波腔的驱动强度略强于微波腔的耗散率时,还可以观测到双磁子阻塞窗口。系统中的磁子阻塞效应主要是由所耦合的量子压缩库导致的,而不是由腔-磁系统本身的非线性特性引起的。这为实现磁子阻塞提供了一种可能的新途径,在基于混合腔-磁系统平台的量子系统中有潜在的作用。

参考文献:

[1] CHUMAK A V,VASYUCHKA V I,SERGA A A,et al. Magnon spintronics[J]. Nature Physics,2015,11(6):453-461.

[2] SERGA A A,CHUMAK A V,HILLEBRANDS B. YIG magnonics [J]. Journal of Physics D:Applied Physics,2010,43(26):264002.

[3] KONG C,BAO X M,LIU J B,et al. Magnon-mediated nonreciprocal microwave transmission based on synthetic magnetic flux[J]. Optics Express,2021,29(16):25477.

[4] ZHANG X,ZOU C L,JIANG L,et al. Strongly coupled magnons and cavity microwave photons[J]. Physical review letters,2014,113(15):156401.

[5] TABUCHI Y,ISHINO S,ISHIKAWA T,et al. Hybridizing ferromagnetic magnons and microwave photons in the quantum limit[J]. Physical Review Letters,2014,113(8):083603.

[6] ZHANG D,WANG X M,LI T F,et al. Cavity quantum electrodynamics with ferromagnetic magnons in a small yttrium-iron-garnet sphere[J]. Npj Quantum Information,2015,1(1):15014.

[7] BOURHILL J,KOSTYLEV N,GORYACHEV M,et al. Ultrahigh cooperativity interactions between magnons and resonant photons in a YIG sphere[J]. Physical Review B,2016,93(14):144420.

[8] TABUCHI Y,ISHINO S,NOGUCHI A,et al. Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit[J]. Science,2015,349:405-408.

[9] LIU Z X,XIONG H,WU Y. Magnon blockade in a hybrid ferromagnet-superconductor quantum system[J]. Physical Review B,2019,100(13):134421.

[10] XIE J K,MA S L,LI F L. Quantum-interference-enhanced magnon blockade in an yttrium-iron-garnet sphere coupled to superconducting circuits[J]. Physical Review A,2020,101(4):042331.

[11] XU Y J,YANG T L,LIN L,et al. Conventional and unconventional magnon blockades in a qubit-magnon hybrid quantum system[J]. Journal of the Optical Society of America B,2021,38(3):876-884.

[12] YAN Z R,WAN C H,HAN X F. Magnon blocking effect in an antiferromagnet-spaced magnon junction[J]. Physical Review Applied,2020,14(4):044053.

[13] ZHAO C,LI X,CHAO S,et al. Simultaneous blockade of a photon,phonon,and magnon induced by a two-level atom [J]. Physical Review A,2020,101(6):063838.

[14] WANG L,YANG Z X,LIU Y M,et al. Magnon blockade in a PT-symmetric-like cavity magnomechanical system[J]. Annalen der Physik,2020,532(7):2000028.

[15] YUAN H Y,DUINE R A. Magnon antibunching in a nanomagnet[J]. Physical Review B,2020,102(10):100402(R).

[16] HAGHSHENASFARD Z,COTTAM M G. Sub-Poissonian statistics and squeezing of magnons due to the Kerr effect in a hybrid coupled cavity-magnon system[J]. Journal of Applied Physics,2020,128(3):033901.

[17] JOSHI A,PURI R R. Steady-state behavior of three-level systems in a broadband squeezed bath[J]. Physical Review A,1992,45(3):2025-2030.

[18] MOSISA E，WIMBERGER S. Enhanced squeezing and entanglement in nondegenerate three-level laser coupled to squeezed vacuum reservoir[J]. Advances in Mathematical Physics，2021，2021：6625690.

[19] TAN H T，GAN Z W，LI G X. Entanglement for excitons in three quantum dots in a cavity coupled to a broadband squeezed vacuum[J]. Acta Physica Sinica，2004，54(3)：1179-1183.

[20] LEMONDE M A，DIDIER N，CLERK A A. Antibunching and unconventional photon blockade with Gaussian squeezed states[J]. Physical Review A，2014，90(6)：063824.

[21] MIRANOWICZ A，BAJER J，PAPRZYCKA M，et al. State-dependent photon blockade via quantum-reservoir engineering[J]. Physical Review A，2014，90(3)：033831.

[22] KOWALEWSKA-KUDASZYK A，ABO S I，CHIMCZAK G，et al. Two-photon blockade and photon-induced tunneling generated by squeezing[J]. Physical Review A，2019，100(5)：053857.

[23] LI J，ZHU S Y，AGARWAL G S. Magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics[J]. Physical review letters，2018，121(20)：203601.

[24] WANG Y P，ZHANG G Q，ZHANG D，et al. Magnon kerr effect in a strongly coupled cavity-magnon system[J]. Physical Review A，2016，94(22)：224410.

[25] ZHANG G Q，WANG Y P，YOU J Q. Theory of the magnon Kerr effect in cavity magnonics [J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy，2019，62(8)：987511.

[26] 张智明. 量子光学[M]. 北京：科学出版社，2014：145-146. ZHANG Z M. Quantum optics[M]. Beijing:China Science Publishing & Media Ltd，2014：145-146.

[27] SCULLY M O，ZUBAIRY M S. Quantum Optics[M]. Cambridge:Cambridge University，1997.

[28] DUM R，PARKINS A S，ZOLLER P，et al. Monte carlo simulation of master equations in quantum optics for vacuum，thermal，and squeezed reservoirs[J]. Physical Review A，1992，46(7)：4382-4396.

[29] HAMSEN C，TOLAZZI K N，WILK T，et al. Two-photon blockade in an atom-driven cavity QED system[J]. Physical review letters，2017，118(13)：133604.

[30] ZHAI C，HUANG R，JING H，et al. Mechanical switch of photon blockade and photon-induced tunneling[J]. Optics Express2019，27(20)：27649-27662.

[31] JOHANSSON J R，NATION P D，NORI F. QuTiP：A Python framework for the dynamics of open quantum systems[J]. Computer Physics Communications，2013，184(4)：1234-1240.

第一作者：李明翠(1980—)，女，讲师，博士，研究方向为光量子信息处理。2002 年本科毕业于华东交通大学，2008 年硕士毕业于华东交通大学，2020 年博士毕业于华东交通大学电气学院。E-mail：cacaony@163.com。

通讯作者：陈爱喜(1974—)，男，教授，博士，博士研究生导师，研究方向为激光物理、半导体量子阱材料的光学特性。1998 年本科毕业于湖北文理学院，2002 年硕士毕业于华中科技大学，2005 年博士毕业于中科院武汉物理与数学研究所。E-mail：aixichen@zstu.edu.cn。

(责任编辑：姜红贵　李　根)