

巴尼特效应下腔磁系统中的非互易压缩*

王建功¹⁾ 郭奇^{1)2)†}

1) (山西大学物理电子工程学院, 理论物理研究所, 光量子技术与器件全国重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2026年1月30日收到; 2026年2月22日收到修改稿)

从理论上提出了一种基于巴尼特效应 (Barnett effect) 的方案, 用于研究腔磁系统中磁子模及腔模的非互易量子压缩特性. 该方案考虑了一个由钇铁石榴石 (YIG) 球与一个微波腔构成的系统, 磁子模与腔模通过磁偶极相互作用实现有效耦合. 该方案中, 对微波腔施加压缩光场, 在特定参数条件下, 腔模和磁子模可产生超过 3 dB 的量子压缩. 进一步研究表明, 当 YIG 球发生旋转时, 巴尼特效应会在磁子模中引入一个与旋转方向相关的有效频移项, 通过调节外加偏置磁场方向, 可实现正或负的巴尼特频移. 该频移导致系统中的压缩呈现出明显的非互易性, 即压缩仅在某一特定磁场方向上存在, 而在相反方向上被显著抑制甚至完全消失. 此外, 腔模与磁子模的压缩对温度具有较强的鲁棒性, 在约 1 K 的环境下仍能保持非互易压缩特性, 降低了对实验条件的苛刻要求. 本工作为在腔磁系统中实现非互易量子态调控提供了新的物理机制, 并在量子信息处理与量子手性器件集成等方面具有潜在的应用前景.

关键词: 腔磁系统, 非互易压缩, 巴尼特效应**DOI:** 10.7498/aps.75.20260165**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260165

1 引言

近年来, 腔磁子学这一研究领域逐步形成并快速发展^[1-5], 该体系通常由高品质因子的微波腔与磁性材料 (如钇铁石榴石) 构成, 通过磁偶极相互作用实现微波光子与磁子之间的强耦合^[1,6]. 与其他混合体系相比, 磁性材料尤其是钇铁石榴石 (YIG), 具有极低的磁阻尼系数, 并且可在室温下均匀磁化^[7], 成为实验和理论研究中最常用的磁子载体. 此外, 磁子系统最突出的优势之一在于能够与多种物理系统实现相干耦合, 包括微波光子^[8-10]、光学光子^[11-13]、机械振子^[14-18]、超导量子比特^[19-21]等. 因此, 基于 YIG 的腔磁系统已在强耦合^[3,5]、超强耦合^[22-24]、相干信息交换以及量子关联生成等方面取得了一系列重要进展, 为探索磁子在量子信息

科学与技术^[25,26]、量子传感^[27]和量子网络^[28]等领域的广泛应用奠定了坚实基础.

在众多非经典量子态中, 压缩态因具有降低量子噪声、突破标准量子极限以及提升量子传感灵敏度等方面的独特优势^[29,30], 一直是量子光学和量子信息领域的研究热点. 近年来, 压缩态的研究逐渐从传统光学体系扩展至微波频段及混合量子系统中. 例如, 在腔磁系统或者腔磁机械系统中, 通过双光驱动^[31,32]、克尔效应^[33]或外部压缩场驱动^[34,35], 可在磁子模式或者机械模式中诱导显著的量子压缩效应. 这不仅丰富了量子态调控的物理内涵, 也为微波量子信息处理的实现提供了新的可能性.

另一方面, 非互易物理在信号传输、通信以及光与物质相互作用调控中扮演了重要角色而受到广泛关注. 非互易性通常定义为光在特定系统中沿正向与反向传输时表现出不同的特性. 近年来, 已

* 国家自然科学基金 (批准号: 12274274) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qguo@sxu.edu.cn

有多种物理方案被提出用以实现量子非互易效应, 例如, 已报道的非互易量子现象包括非互易光子阻塞^[36,37]、非互易磁子阻塞^[38,39]、非互易纠缠^[40-44]、非互易超辐射相变^[45]、非互易双稳^[46]等. 当前最受关注的研究方向之一是非互易压缩, 其核心是通过打破系统的时间反演对称性, 使沿不同方向传输的信号展现出差异化的量子压缩行为. 在腔光力学 (COM) 系统中, 可利用旋转腔实现非互易机械压缩^[47-49]. 这种效应源于萨格纳克效应 (Sagnac effect): 旋转腔会产生相反的频移项, 导致机械压缩仅出现在单一驱动方向上, 而在反向驱动时消失. 另一方面, 在腔磁子力学 (CMM) 系统中, 磁子克尔效应为探索非互易量子现象提供了另一种途径. 例如, 已有研究基于磁子克尔效应实现了非互易光子-声子纠缠^[50]、磁子模压缩^[51]以及机械模压缩^[51,52]. 主要原理是通过改变沿晶体 [100] 或 [110] 轴施加的磁场方向, 产生正或负的频移, 进而实现量子效应的非互易调控. 最近, 巴尼特效应对研究非互易特性提供了新思路, 该效应源于铁磁体旋转时, 为维持内部电子角动量守恒, 电子会沿相反方向运动, 从而感应出一个等效磁场 (Barnett 场). 通过固定铁磁体的旋转方向并调节外置静磁场的方向, 可使总磁场发生增强或抵消, 进而实现磁子模频率的正或负频移. 基于该效应, 非互易光子-磁子-机械振子的纠缠已经被研究^[53,54], 但非互易的压缩并没有被展示. 为此, 本文从理论上提出了一种利用巴尼特效应对研究腔磁系统中非互易压缩的方案. 该系统由一个旋转的钇铁石榴石球与一个微波腔组成, 微波腔受外部压缩光场驱动, 腔模与磁子模之间通过磁偶极相互作用耦合. 研究表明, 在合适的系统参数条件下, 该混合体系可在腔模和磁子模中产生显著的量子压缩. 尤为重要的是, 当 YIG 球发生旋转时, 巴尼特效应对引入的频移项会随外加磁场方向而改变符号, 从而展示出明显的非互易行为.

本文的结构安排如下: 第 2 节给出系统模型及其量子涨落方程; 第 3 节研究腔模与磁子模式中的非互易压缩现象; 第 4 节考虑 Kerr 效应对系统压缩的影响; 最后给出结论.

2 理论模型

本文研究如图 1 所示的腔磁系统: 一个频率为

ω_a 的微波腔里放置了一个旋转的 YIG 小球. YIG 小球支持频率为 ω_m 的磁子模式, 并通过磁偶极相互作用与腔模耦合, 实现光子与磁子之间的能量交换. 当沿 z 轴对小球施加偏置磁场 H_0 时, YIG 被均匀磁化并激发出磁子模式, 其共振频率为 $\omega_m = \gamma H_0$, 其中旋磁比为 $\gamma/2\pi = 28$ GHz/T. 由于小球以 Δ_B 角速度进行旋转, 基于巴尼特效应对, 当物体在旋转时角动量发生改变, 为了让角动量守恒, 电子会沿相反方向运动, 因此物体内部将会产生磁矩, 进而产生一个额外的磁场, 磁场方向与物体旋转的角动量方向平行, 所产生的磁场为 H_B ^[55,56], 满足 $H_B = \Delta_B/\gamma$. 所以磁子的自由哈密顿量为 $H_m = -\int_{V_m} M \cdot H_B dr - \int_{V_m} M \cdot H_0 dr$, 其中 V_m 是小球的体积, 而 M 是小球磁化强度, 这里设置偏置磁场 H_0 沿 z 轴, 所以 $H_m = -M_z H_B V_m - M_z H_0 V_m$. 引入 YIG 小球的集体自旋行为的宏观自旋算符 $S = (S_x, S_y, S_z) = M V_m / \gamma$, 故 $H_m = -\gamma H_B S_z - \gamma H_0 S_z$. 根据 Holstein-Primakoff 变化, $S_z = S - m^\dagger m$, 所以 $H_m = \omega_m m^\dagger m + \gamma H_B m^\dagger m = (\omega_m + \Delta_B) m^\dagger m$. 特别值得注意的是, 若固定小球逆时针旋转, 通过调节偏置磁场的方向 (z 轴或者 $-z$ 轴), 可使巴尼特效应对引起的磁子频移从 $\Delta_B > 0$ 转变为 $\Delta_B < 0$, 这

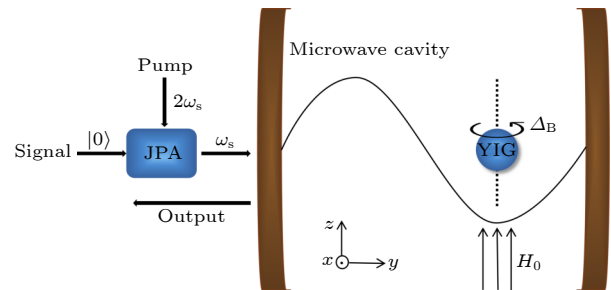


图 1 腔磁系统示意图, 小球置于沿 z 或 $-z$ 方向的偏置磁场中 (图中所示为 z 方向), 并位于微波腔内磁场最大处, 微波腔和 YIG 小球通过磁偶极相互作用实现耦合, 微波腔由参量放大器 (JPA) 产生的压缩真空场驱动, 其中偏置磁场和腔模磁场方向相互垂直 (z 轴和 x 轴)

Fig. 1. Schematic of the cavity-magnon system: A yttrium iron garnet (YIG) microsphere is placed in a bias magnetic field along the z or $-z$ direction (the z direction is shown in the figure) and positioned at the region of maximum magnetic field inside the microwave cavity. The microwave cavity and the YIG microsphere are coupled via magnetodipole interaction, and the cavity is driven by a squeezed vacuum field generated by a Josephson parametric amplifier (JPA). The directions of the bias magnetic field and the cavity-mode magnetic field are mutually perpendicular (along the z axis and x axis, respectively).

种磁场方向的改变打破了系统的时间反演对称性,从而引入非互易特性. 由于小球的尺度远小于微波波长,所以辐射压力可以忽略不计^[14,34],该系统的完整哈密顿量为

$$H = \omega_a a^\dagger a + (\omega_m + \Delta_B) m^\dagger m + g_{ma}(am^\dagger + a^\dagger m), \quad (1)$$

其中, a^\dagger (a) 和 m^\dagger (m) 分别是腔模和磁子模的产生(湮灭)算符,它们满足玻色子的标准对易关系, ω_a 和 ω_m 分别是腔模和磁子模的频率, g_{ma} 为微波光子与磁子之间的耦合系数,腔模由通量驱动型约瑟夫森参量放大器(JPA)产生的压缩真空场驱动,其泵浦场频率为 $2\omega_s$,而压缩真空场的驱动频率是 ω_s ^[57-59]. 在此情形下,根据量子朗之万方法^[60],算符随时间变化为

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= -(i\Delta_a + \kappa_a)a - ig_{ma}m + \sqrt{2\kappa_a}a_{in}, \\ \frac{dm}{dt} &= -[i(\Delta_m + \Delta_B) + \kappa_m]m - ig_{ma}a + \sqrt{2\kappa_m}m_{in}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\Delta_a = \omega_a - \omega_s$ 和 $\Delta_m = \omega_m - \omega_s$ 分别为腔模和磁子模的失谐,而 κ_a 和 κ_m 分别是腔模磁子模的耗散,对应的输入噪声算符记为 a_{in} 和 m_{in} . 这些噪声算符的均值为零,并且在压缩真空场驱动下,腔模噪声的关联函数满足^[61]:

$$\begin{aligned} \langle a_{in}^\dagger(t)a_{in}(t') \rangle &= N\delta(t-t') \\ \langle a_{in}(t)a_{in}(t') \rangle &= M\delta(t-t') \\ \langle a_{in}(t)a_{in}^\dagger(t') \rangle &= (N+1)\delta(t-t') \\ \langle a_{in}^\dagger(t)a_{in}^\dagger(t') \rangle &= M^*\delta(t-t'), \end{aligned} \quad (3)$$

其中, $N = \sinh^2 r$, $M = e^{i\theta} \sinh r \cosh r$, r 和 θ 分别是压缩真空场的压缩参数和相位. 磁子的输入噪声的关联函数为

$$\begin{aligned} \langle m_{in}(t)m_{in}^\dagger(t') \rangle &= (N_m + 1)\delta(t-t'), \\ \langle m_{in}^\dagger(t)m_{in}(t') \rangle &= N_m\delta(t-t'), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 N_m 是平均热磁子数 $N_m = \{\exp[h\omega_m/k_B T] - 1\}^{-1}$, 其中 k_B , T 分别是玻尔兹曼常数和环境温度.

接下来将算符写成平均值和涨落的形式,并忽略高阶小量以及常数项. 根据平均场近似,得到关于量子涨落的线性化量子朗之万方程组:

$$\begin{aligned} \delta\dot{a} &= -(i\Delta_a + \kappa_a)\delta a - ig_{ma}\delta m + \sqrt{2\kappa_a}a_{in}, \\ \delta\dot{m} &= -[i(\Delta_m + \Delta_B) + \kappa_m]\delta m - ig_{ma}\delta a + \sqrt{2\kappa_m}m_{in}. \end{aligned} \quad (5)$$

为了研究腔模和磁子模非互易压缩特性,本文引入腔模和磁子模的正交分量算符 $\delta X_O = (\delta O +$

$\delta O^\dagger)/\sqrt{2}$ 和 $\delta Y_O = i(\delta O^\dagger - \delta O)/\sqrt{2}$, 以及输入噪声算符的正交分量算符 $X_{O,in} = (O_{in} + O_{in}^\dagger)/\sqrt{2}$ 和 $Y_{O,in} = i(O_{in}^\dagger - O_{in})/\sqrt{2}$, 其中 $O = a, m$. 将正交分量算符代入(5)式中,这个量子朗之万方程描述的正交涨落方程可以写为一般形式:

$$\dot{\mathbf{u}}(t) = \mathbf{A}\mathbf{u}(t) + \mathbf{n}(t), \quad (6)$$

其中,正交涨落向量为 $\mathbf{u}(t) = [\delta X_a, \delta Y_a, \delta X_m, \delta Y_m]^T$, 以及噪声算符向量为 $\mathbf{n}(t) = [\sqrt{2\kappa_a}X_{a,in}, \sqrt{2\kappa_a}Y_{a,in}, \sqrt{2\kappa_m}X_{m,in}, \sqrt{2\kappa_m}Y_{m,in}]$, \mathbf{A} 是漂移矩阵:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} -\kappa_a & \Delta_a & 0 & g_{ma} \\ -\Delta_a & -\kappa_a & -g_{ma} & 0 \\ 0 & g_{ma} & -\kappa_m & \Delta_m + \Delta_B \\ -g_{ma} & 0 & -\Delta_m - \Delta_B & -\kappa_m \end{bmatrix}. \quad (7)$$

这里简要说明如何通过漂移矩阵判断系统的稳定性,根据劳思-赫尔维茨判据(Routh-Hurwitz stability criterion)^[62],系统的稳定与否取决于漂移矩阵本征值的实部符号.若所有本征值的实部均为负,则系统稳定;否则系统不稳定.为求解本征值,需求解特征方程 $|\mathbf{A} - \lambda\mathbf{I}| = 0$:

$$a_0\lambda^4 + a_1\lambda^3 + a_2\lambda^2 + a_3\lambda + a_4 = 0, \quad (8)$$

其中, $a_0 = 1$,

$$\begin{aligned} a_1 &= 2(\kappa_a + \kappa_m), \\ a_2 &= 2g_{ma}^2 + \Delta_a^2 + (\Delta_B - \Delta_m)^2 + (\kappa_a + \kappa_m)^2 + 2\kappa_a\kappa_m, \\ a_3 &= 2[\kappa_a \times (\Delta_B - \Delta_m)^2 + \Delta_a^2\kappa_m + \kappa_a^2\kappa_m + \kappa_a\kappa_m^2 \\ &\quad + g_{ma}^2(\kappa_a + \kappa_m)], \\ a_4 &= [g_{ma}^2 + \Delta_a(\Delta_B - \Delta_m) + \kappa_a\kappa_m]^2 \\ &\quad + [\Delta_a\kappa_m - \kappa_a(\Delta_B - \Delta_m)]^2. \end{aligned}$$

利用系数 a 构造一个 4×4 矩阵 \mathbf{M} , 其矩阵元 M_{ij} 满足以下规则:若 $2i - j < 0$, $2i - j > 4$, $M_{ij} = 0$; 否则, $M_{ij} = a_{2i-j}$. 由此得到的矩阵 \mathbf{M} 形式如下:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} a_1 & a_0 & 0 & 0 \\ a_3 & a_2 & a_1 & a_0 \\ 0 & a_4 & a_3 & a_2 \\ 0 & 0 & 0 & a_4 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

根据劳思-赫尔维茨判据,系统稳定的充要条件是矩阵 \mathbf{M} 的行列式 T_{0-4} 均大于零,由此可判定系统是否满足稳定性条件.

由于朗之万方程的线性特性以及量子噪声的

高斯性质, 系统的稳态为高斯态, 其统计性质可由协方差矩阵完全描述. 协方差矩阵的矩阵元定义为 $V_{ij}(\infty) = \frac{1}{2}[\langle u_i(\infty)u_j(\infty) \rangle + \langle u_j(\infty)u_i(\infty) \rangle]$. 该稳

态协方差矩阵可通过求解以下李雅普诺夫方程获得^[63]: $\mathbf{AV} + \mathbf{VA}^T = -\mathbf{D}$, \mathbf{D} 是扩散矩阵, 其矩阵元满足: $D_{ij}\delta(t-t') = \langle n_i(t)n_j(t') + n_j(t')n_i(t) \rangle/2$.

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} \kappa_a(2N+1+M+M^*) & i\kappa_a(M^*-M) & 0 & 0 \\ i\kappa_a(M^*-M) & \kappa_a(2N+1-M-M^*) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_m(2N_m+1) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \kappa_m(2N_m+1) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

3 腔模和磁子模式非互易压缩

由于使用由约瑟夫森参量放大器 (JPA) 产生的压缩真空场来驱动腔模, 压缩源可被引入到腔磁子系统中, 即腔模的某一正交分量涨落可被压制到零点涨落 ($1/2$) 以下, 再由于磁偶极相互作用, 腔模的压缩被“传递”到了磁子模. 如图 2 所示, 真空涨落 $\langle \delta \text{vac}^2 \rangle = 0.5$ 对应于图中 $r = 0$ 的曲线. 通过对不同压缩参数 r 进行模拟, 当 $r > 0$ 时, 腔模的相位正交分量首先被压缩, 使得腔模态由初始相干态逐渐过渡到压缩态, 由于腔模与磁子之间的磁偶极相互作用, 该压缩效应进一步传递至磁子模振幅正交分量, 随着压缩参数的逐渐增大, 腔模和磁子模的最小压缩值也增大. 计算中采用参数如下: 压缩相位 $\theta = 0$, 腔模耗散率和耦合强度 $\kappa_a/2\pi = g_{ma}/2\pi = 5$ MHz, 磁子耗散率 $\kappa_m/2\pi = 1.5$ MHz, 磁子频率 $\omega_m/2\pi = 10$ GHz, 腔模失谐 $\Delta_a/2\pi = 0$ MHz, 温度 $T = 20$ mK.

进一步, 为了系统研究腔磁体系中量子压缩的

非互易行为, 引入巴尼特频移项. 如图 3 所示, 压缩参量 $r = 1.5$, 巴尼特频移 $|\Delta_B|/2\pi = 2$ MHz. 图中清晰显示, 当巴尼特效应的符号改变时, 腔模与磁子模的最优压缩点在磁子失谐轴上呈现明显的非对称偏移. 具体而言, 正负 Δ_B 分别将最优压缩点推向磁子红失谐或蓝失谐一侧, 而在 Δ_B 为 0 时系统恢复对称行为. 这一结果表明系统对旋转方向具有高度敏感性, 压缩特性表现出显著的非互易响应. 值得强调的是, 腔模与磁子模的压缩行为展现出高度一致的非互易变化趋势. 这说明巴尼特效应并非仅作用于单一自由度, 而是通过改变磁子有效失谐, 整体调整了系统的线性化动力学矩阵, 从而共同影响两个模式的量子涨落特性.

为了更直观地展示腔模和磁子模的压缩态, 进一步引入相空间中的维格纳函数作为表征工具. 腔模和磁子模的维格纳函数可分别通过其对应的协方差矩阵 \mathbf{V}_a 和 \mathbf{V}_m 表示为^[64]

$$W(\mu_{a,m}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\det[\mathbf{V}_{a,m}]}} \exp\left[-\frac{1}{2}\mu_{a,m}^T \mathbf{V}_{a,m}^{-1} \mu_{a,m}\right], \quad (11)$$

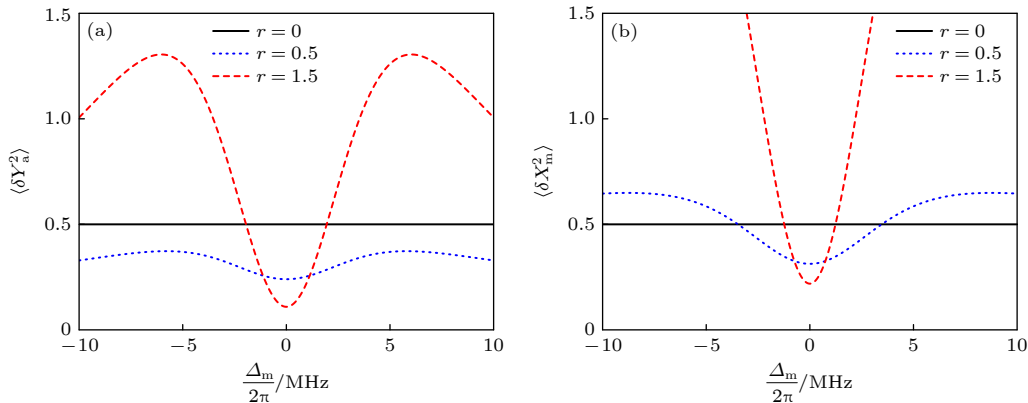


图 2 压缩值随磁子失谐的变化图像 (a) 腔模相位分量; (b) 磁子模振幅分量. 其中黑色实线, 蓝色点线以及红色线段分别表示为 $r = 0$, $r = 0.5$, $r = 1.5$ 时的压缩曲线

Fig. 2. Variation of squeezing value with magnon detuning: (a) Phase component of cavity mode; (b) amplitude component of magnon mode. The black solid line, blue dotted line, and red dashed line represent the squeezing for $r = 0$, $r = 0.5$ and $r = 1.5$, respectively.

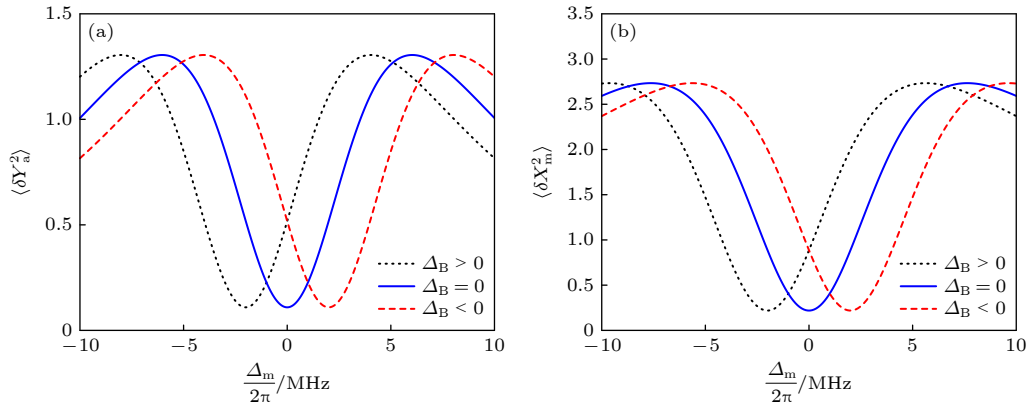


图 3 压缩值随磁子失谐的变化图像 (a) 腔模相位分量; (b) 磁子模振幅分量. 其中黑色点线, 蓝色实线以及红色线段分别表示为 $\Delta_B > 0$, $\Delta_B = 0$, $\Delta_B < 0$ 时的压缩曲线

Fig. 3. Variation of squeezing value with magnon detuning: (a) Phase component of cavity mode; (b) amplitude component of magnon mode. The black dotted line, blue solid line, and red dashed line represent the squeezing for $\Delta_B > 0$, $\Delta_B = 0$ and $\Delta_B < 0$, respectively.

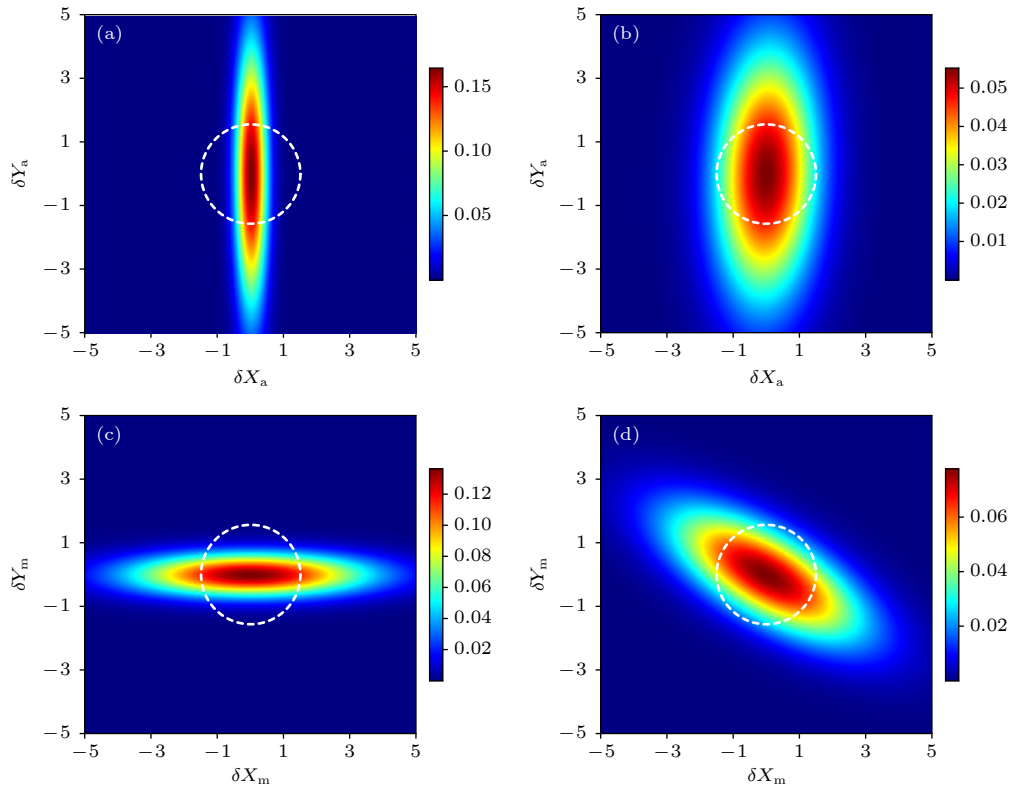


图 4 图 3 中对应 $\Delta_m/2\pi = -2$ MHz 处的维格纳函数分布 (a) $\Delta_B > 0$ 腔模的压缩; (b) $\Delta_B < 0$ 腔模的压缩; (c) $\Delta_B > 0$ 磁子模的压缩; (d) $\Delta_B < 0$ 磁子模的压缩. 其他参数与图 3 中一致

Fig. 4. Wigner function distributions at $\Delta_m/2\pi = -2$ MHz corresponding to Fig. 3: (a) Squeezing of the cavity mode for $\Delta_B > 0$; (b) squeezing of the cavity mode for $\Delta_B < 0$; (c) squeezing of the magnon mode for $\Delta_B > 0$; (d) squeezing of the magnon mode for $\Delta_B < 0$. Other parameters are the same in Fig. 3.

其中 $\mu_{a,m} = [a, mX_{a,m}, a, mY_{a,m}]^T$ 为对应模式的正交分量向量, 在 $\Delta_m/2\pi = -2$ MHz 处, 绘制了相空间中的维格纳函数分布, 结果展示于图 4. 该图为压缩态提供了更直观的可视化描述. 从图 4(a) 和图 4(c) 可以看出, 腔模与磁子模均呈现显著的压缩特征;

而在图 4(b) 和图 4(d) 中, 由于两个正交分量的涨落均大于真空涨落, 未观察到压缩现象.

然而在实验上, 探测系统是否具有非互易压缩往往需要通过输出场的压缩特性, 而腔内态并不具有直接的可观测量意义, 因此我们计算了腔输出场的

频谱, 来判断该系统是否存在非互易压缩态. 腔输出场的涨落 $\delta a^{\text{out}}(\omega)$ 可以通过标准的输入-输出公式得到:

$$\delta a^{\text{out}}(\omega) = \sqrt{2\kappa_a} \delta a(\omega) - a_{\text{in}}(\omega), \quad (12)$$

其中 $\delta a(\omega)$ 可以通过将 (5) 式从时域变化到频域得到:

$$\delta a(\omega) = \frac{[i(\Delta_m + \Delta_B - \omega) + \kappa_m] \sqrt{2\kappa_a} a_{\text{in}}(\omega) - i g_{\text{ma}} \sqrt{2\kappa_m} m_{\text{in}}(\omega)}{[i(\Delta_m + \Delta_B - \omega) + \kappa_m] [i(\Delta_a - \omega) + \kappa_a] + g_{\text{ma}}^2}. \quad (13)$$

可以将输出场的广义正交涨落定义 $\delta Z^{\text{out}}(\omega) = [\delta a^{\text{out}}(\omega) e^{-i\phi} + \delta a^{\text{out}\dagger}(-\omega) e^{i\phi}] / \sqrt{2}$, 其中 ϕ 是相位. 当 $\phi = 0$ 时, 对应于输出场的振幅涨落; 而 $\phi = \pi/2$ 时, 对应于输出场的相位涨落, 具体形式如下:

$$\delta Z^{\text{out}}(\omega) = Z_1(\omega) a_{\text{in}}(\omega) + Z_2(\omega) a_{\text{in}}^\dagger(-\omega) + Z_3(\omega) m_{\text{in}}(\omega) + Z_4(\omega) m_{\text{in}}^\dagger(-\omega), \quad (14)$$

而系数分别为

$$\begin{aligned} Z_1(\omega) &= \frac{e^{-i\phi}}{\sqrt{2}} \left[-1 + \frac{2i\kappa_a(\Delta_m + \Delta_B - \omega - i\kappa_m)}{g_{\text{ma}}^2 - (\Delta_a - \omega - i\kappa_a)(\Delta_m + \Delta_B - \omega - i\kappa_m)} \right], \\ Z_2(\omega) &= \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \left[-1 - \frac{2i\kappa_a(\Delta_m + \Delta_B + \omega + i\kappa_m)}{g_{\text{ma}}^2 - (\Delta_a + \omega + i\kappa_a)(\Delta_m + \Delta_B + \omega + i\kappa_m)} \right], \\ Z_3(\omega) &= -\frac{i g_{\text{ma}} e^{-i\phi} \sqrt{2\kappa_a \kappa_m}}{g_{\text{ma}}^2 - (\Delta_a - \omega - i\kappa_a)(\Delta_m + \Delta_B - \omega - i\kappa_m)}, \\ Z_4(\omega) &= \frac{i g_{\text{ma}} e^{i\phi} \sqrt{2\kappa_a \kappa_m}}{g_{\text{ma}}^2 - (\Delta_a + \omega + i\kappa_a)(\Delta_m + \Delta_B + \omega + i\kappa_m)}. \end{aligned}$$

腔模和磁子模的频域关联函数表示为

$$\begin{aligned} \langle a_{\text{in}}(\omega) a_{\text{in}}^\dagger(-\Omega) \rangle &= 2\pi(N+1)\delta(\omega+\Omega), & \langle a_{\text{in}}^\dagger(-\omega) a_{\text{in}}(\Omega) \rangle &= 2\pi N \delta(\omega+\Omega), \\ \langle a_{\text{in}}(\omega) a_{\text{in}}(\Omega) \rangle &= 2\pi M \delta(\omega+\Omega), & \langle a_{\text{in}}^\dagger(-\omega) a_{\text{in}}^\dagger(-\Omega) \rangle &= 2\pi M^* \delta(\omega+\Omega), \\ \langle m_{\text{in}}(\omega) m_{\text{in}}^\dagger(-\Omega) \rangle &= 2\pi(N_m+1)\delta(\omega+\Omega), & \langle m_{\text{in}}^\dagger(-\omega) m_{\text{in}}(\Omega) \rangle &= 2\pi N_m \delta(\omega+\Omega). \end{aligned} \quad (15)$$

输出场正交涨落的谱定义为

$$S_Z^{\text{out}}(\omega) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega e^{-i(\omega+\Omega)t} \langle \delta Z^{\text{out}}(\omega) \delta Z^{\text{out}}(\Omega) + \delta Z^{\text{out}}(\Omega) \delta Z^{\text{out}}(\omega) \rangle. \quad (16)$$

利用 (14) 式以及腔模和磁子模的频域关联函数 (15) 式可以详细计算出输出场正交涨落的谱.

如图 5 所示, 输出场谱 $S_Z^{\text{out}}(\omega)$ 随磁子失谐 Δ_m 呈现出明显的类抛物线型分布特征, 其最小值对应系统达到最优量子噪声抑制的工作点. 该行为主要源于腔模与磁子模之间的强相干耦合, 使得腔场涨落对磁子动力学产生显著反馈作用. 随着 Δ_B 从正值变化到负值, 系统的最优共振点整体发生平移, 使得输出场谱的极小位置相应向左或向右移动. 物理上, 这一现象反映了巴内特效应诱导的非互易频率调制对腔-磁子能量交换过程的调控作用, 从而显著影响了腔场涨落特性及其输出谱分布. 此外, 在最优失谐附近, 腔-磁子之间的量子干涉效应得到增强, 有效抑制了附加噪声的贡献, 从而形成明

显的噪声谷结构.

为了进一步揭示巴内特效应诱导的非互易压缩机制, 我们考察了在不同 YIG 小球旋转角速度或不同偏置磁场条件下, 非互易效应是否在较大失谐区间表现得更为显著. 为此, 本文绘制了腔模与磁子模正交涨落随磁子失谐 Δ_m 及小球旋转角速度绝对值 $|\Delta_B|$ 的演化. 结果如图 4 所示, 无论是腔模还是磁子模, 其压缩区域在参数空间中均呈现为一条沿特定方向延伸的低噪声“带状结构”, 对应于正交涨落低于真空极限的压缩区. 值得注意的是, 当 Δ_B 符号发生反转时, 该压缩图像在 $(|\Delta_B|, \Delta_m)$ 平面上的倾斜方向发生显著变化. 具体而言, 在 $\Delta_B > 0$ 的情况下 (图 6(a) 和图 6(c)), 压缩区域随 $|\Delta_B|$ 的增大向磁子蓝失谐方向偏移; 而在 $\Delta_B < 0$

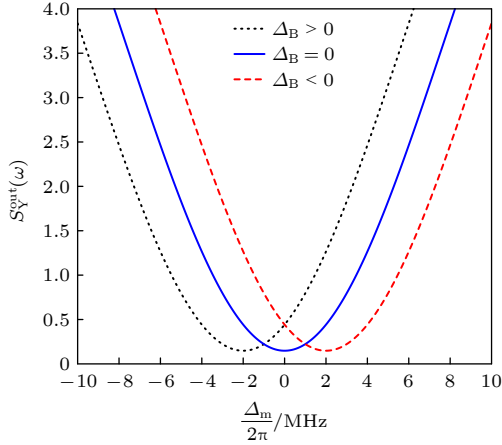


图5 输出场相位分量随磁子失谐的变化图像: 其中黑色点线, 蓝色实线以及红色虚线分别表示为 $\Delta_B > 0$, $\Delta_B = 0$, $\Delta_B < 0$ 时的压缩曲线. 在这里取 $w = 0$, 其他参数与图3中一致

Fig. 5. Schematic diagram of the phase component of the output field versus magnon detuning: The black dotted line, blue solid line, and red dashed line represent the squeezing curves for $\Delta_B > 0$, $\Delta_B = 0$, $\Delta_B < 0$ respectively. $w = 0$. Other parameters are the same as those in Fig. 3.

时(图6(b)和图6(d)), 压缩区域则反向倾斜并向磁子红失谐方向移动, 此外, 随着 YIG 小球旋转角速度加快或偏置磁场增强(即 $|\Delta_B|$ 增大), 非互易压缩效应变得更加明显.

从图6可以看出, 腔模与磁子模的压缩程度和作用范围存在明显差异. 腔模由压缩真空场直接驱动并实现压缩, 随后通过磁偶极相互作用与磁子模耦合, 耦合强度记为 g_{ma} , 一个值得关注的问题是: 耦合强度 g_{ma} 如何具体影响腔模及磁子模的非互易压缩行为? 在定义中, 正交分量的真空涨落为 $\langle Q(t)^2 \rangle = 0.5$, 为了更直观地感受压缩, 这里引入压缩度 (dB): $S(Q(t)) = -10\log_{10}[\langle Q(t)^2 \rangle / \langle Q(t)^2 \rangle_{vac}]$, 其中 $\langle Q(t)^2 \rangle_{vac} = 0.5$, 当压缩度 $S(Q(t))$ 大于 0 时, 表示此时涨落是有压缩的; 当涨落被压缩到 0.25 时, 压缩度为 $-10\log_{10}[0.25/0.5] \approx 3$ dB, 此时为强压缩. 图7展示了腔模与磁子模的压缩度随耦合强度 g_{ma} 的变化关系, 其中磁子失谐固定为 $\Delta_m/2\pi = 2$ MHz, 由图可以看出, 当腔模和磁子模的耦合强度 $g_{ma} = 0$ 时, 两者之间不存在磁偶极相

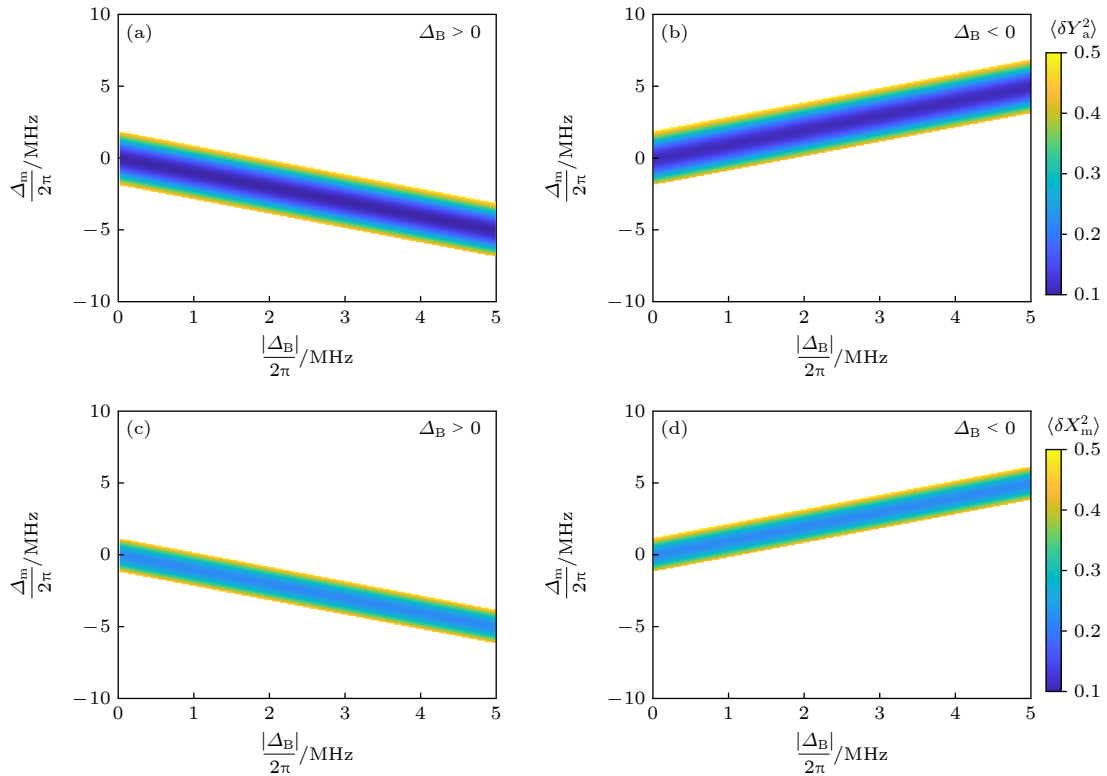


图6 正交涨落随磁子失谐 Δ_m 以及小球旋转角速度 $|\Delta_B|$ 的示意图 (a) $\Delta_B > 0$ 腔模正交涨落; (b) $\Delta_B < 0$ 腔模正交涨落; (c) $\Delta_B > 0$ 磁子模正交涨落; (d) $\Delta_B < 0$ 磁子模正交涨落. 空白处是涨落大于 0.5 时的情况. 其他参数与图3中一致

Fig. 6. Schematic diagram of quadrature fluctuations as a function of magnon detuning Δ_m and the magnitude of the sphere's rotation angular velocity $|\Delta_B|$: (a) Cavity-mode quadrature fluctuations for $\Delta_B > 0$; (b) cavity-mode quadrature fluctuations for $\Delta_B < 0$; (c) magnon-mode quadrature fluctuations for $\Delta_B > 0$; (d) magnon-mode quadrature fluctuations for $\Delta_B < 0$. The blank regions indicate where the fluctuations exceed 0.5. Other parameters are the same as those in Fig. 3.

相互作用, 腔模产生的量子压缩无法传递给磁子模, 因此此时磁子模的压缩度为零. 随着腔模-磁子模耦合强度的逐渐增大, 两模式之间的相干能量交换被有效建立, 腔模中的压缩态通过磁偶极耦合逐步转移至磁子模. 这一过程中, 磁子模的压缩度随耦合强度增加而逐渐上升, 腔模的压缩度则相应下降, 最终两者压缩度趋于一致. 值得注意的是, 在耦合强度约为 3 MHz 时, 腔模开始出现显著的非互易压缩, 而磁子模在更小的耦合强度下即可展现出非互易完美压缩特性.

因为目前的结果同样主要源于输入压缩场本身的抗噪特性, 而非系统机制的增强作用, 所以接下来, 本文研究了温度对非互易压缩的影响, 以及不同压缩参数 r 对压缩强度变化的影响. 如图 8 所示, 分别对应于压缩参数 r 为 0.5, 1, 1.5, 2. 可以清晰地观察到, 腔模的非互易压缩对温度的“鲁棒性”在 $r = 0.5$ 时, 非互易压缩只能保持在 0.7 K 到 0.9 K, 这是因为 $r = 0.5$ 对应较小强度的压缩输入场. 由于压缩效应在腔-磁子系统中的传递过程中受到耗散和退相干的削弱, 其有效强度进一步

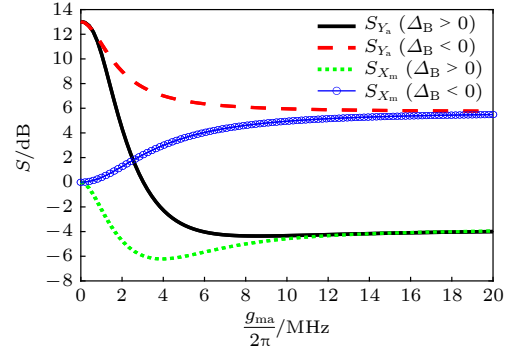


图 7 腔模磁子模正交分量的压缩度 S_{Y_a} 和 S_{X_m} 随耦合强度变化示意图, 黑色实线表示腔模 $\Delta_B > 0$, 红色虚线表示腔模 $\Delta_B < 0$, 而绿色点线表示磁子模 $\Delta_B > 0$, 蓝色圆圈表示磁子模 $\Delta_B < 0$, 其中 $\Delta_m/2\pi$ 为 2 MHz, 其他参数与图 3 中一致

Fig. 7. Schematic of the squeezing degrees S_{Y_a} and S_{X_m} of the quadrature components varying with coupling strength: The black solid line represents the cavity mode with $\Delta_B > 0$, the red dashed line represents the cavity mode with $\Delta_B < 0$, the green dotted line represents the magnon mode with $\Delta_B > 0$, and the blue circles represent the magnon mode with $\Delta_B < 0$, where $\Delta_m/2\pi$ is 2 MHz. All other parameters are identical to those used in Fig. 3.

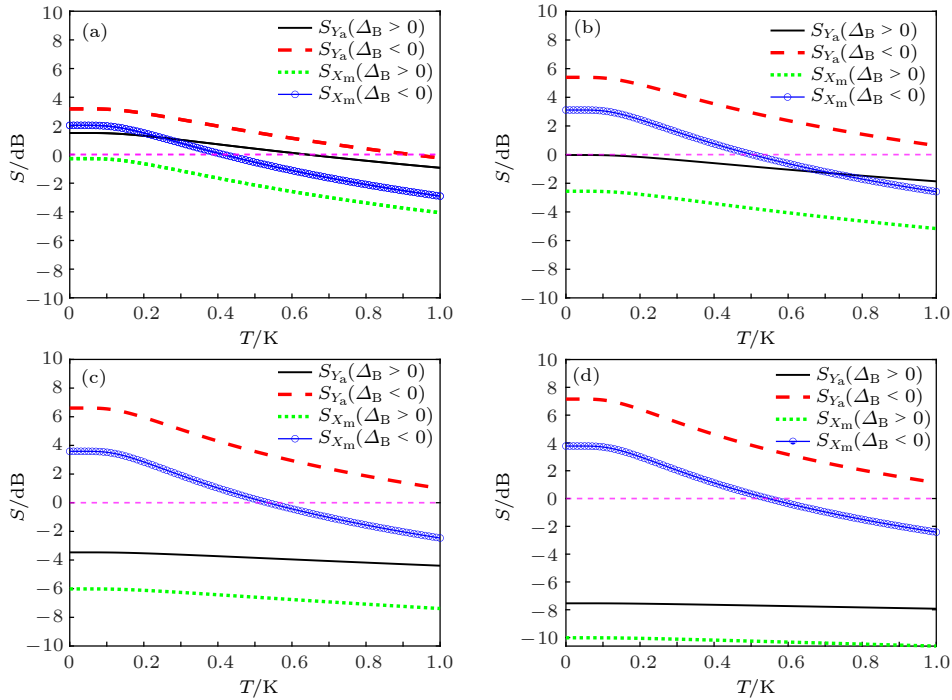


图 8 腔模磁子模正交分量的压缩度 S_{Y_a} 和 S_{X_m} 随温度变化示意图 (a) $r = 0.5$; (b) $r = 1$; (c) $r = 1.5$; (d) $r = 2$. 黑色实线表示腔模 $\Delta_B > 0$, 红色虚线表示腔模 $\Delta_B < 0$, 而绿色点线表示磁子模 $\Delta_B > 0$, 蓝色圆圈表示磁子模 $\Delta_B < 0$. 其中 $\Delta_m/2\pi$ 为 2 MHz, 粉色虚线表示 $S = 0$ (dB), 其他参数与图 3 中一致

Fig. 8. Schematic diagram of the squeezing degrees S_{Y_a} and S_{X_m} of the cavity mode and magnon mode quadratures versus temperature: (a) $r = 0.5$; (b) $r = 1$; (c) $r = 1.5$; (d) $r = 2$. The black solid line represents the cavity mode with $\Delta_B > 0$, the red dashed line denotes the cavity mode with $\Delta_B < 0$, the green dotted line stands for the magnon mode with $\Delta_B > 0$, and the blue circle marks the magnon mode with $\Delta_B < 0$, where $\Delta_m/2\pi$ is 2 MHz. The pink dashed line indicates $S = 0$ (dB). All other parameters are consistent with those in Fig. 3.

降低. 随着温度升高, 热噪声逐渐占据主导地位并淹没压缩效应. 因此, 非互易压缩只能在低温区间内保持明显特征, 在更高温度下迅速减弱. 而在 $r = 1, 1.5, 2$ 时, 则可以达到 1 K 以上, 磁子的非互易压缩没有显著的改变, 保持在 0.5 K 左右, 这也符合该系统的原理, 压缩库先作用到腔模上, 再通过磁偶极相互作用“传递”给磁子模, 当压缩参数 r 增大时, $N = \sinh^2 r$ 和 $M = e^{i\theta} \sinh r \cosh r$ 会随着 r 的增大而增大, 从而导致腔模对环境温度的鲁棒性增大, 然而, 受限于有限的腔-磁子耦合强度及耗散通道, 压缩资源向磁子模的传递效率逐渐趋于饱和, 继续增大 r 难以显著改善磁子模的噪声特性. 而腔模和磁子模的压缩度会随着 r 的增大而增大, 系统中输入压缩场的非经典特性逐渐增强, 从而显著影响腔膜与磁子膜的量子涨落行为. 具体而言, 较大的 r 对应于更强的压缩强度, 使得注入腔场中的某一正交分量噪声被进一步抑制, 而其共轭分量相应增强. 在腔-磁耦合机制的作用下, 这种非经典噪声特性可以有效传递至腔膜和磁子膜自由度中, 从而导致其对应正交分量的量子涨落持续减小. 因此,

随着压缩参数 r 的增加, 腔模和磁子模的压缩强度呈现出明显增强的趋势, 表明系统的量子压缩效应得到进一步提升, 有利于实现更高质量的非经典态调控.

4 Kerr 效应对系统压缩的影响

本节考虑磁子 Kerr 效应对系统压缩的影响, 系统的哈密顿量将附加上 Kerr 项, 即:

$$H = \omega_a a^\dagger a + (\omega_m + \Delta_B) m^\dagger m + K m^\dagger m m^\dagger m + g_{ma} (a m^\dagger + a^\dagger m), \quad (17)$$

其中 K 是 YIG 小球的 Kerr 系数, 与小球体积有关. 根据量子朗之万方法, 以及平均场近似, 在这里写出量子涨落的量子朗之万方程组:

$$\begin{aligned} \dot{\delta a} &= -(i\Delta_a + \kappa_a)\delta a - ig_{ma}\delta m + \sqrt{2\kappa_a}a_{in}, \\ \dot{\delta m} &= -[i(\Delta_m + \Delta_B + \Delta_K) + \kappa_m]\delta m - ig_{ma}\delta a \\ &\quad - i\Delta_K\delta m^\dagger/2 + \sqrt{2\kappa_m}m_{in}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中 Δ_K 是 Kerr 效应所带来的频移. 引入腔模和磁子模的正交分量算符, 写出漂移矩阵 \mathbf{A} :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} -\kappa_a & \Delta_a & 0 & g_{ma} \\ -\Delta_a & -\kappa_a & -g_{ma} & 0 \\ 0 & g_{ma} & -\kappa_m & \Delta_m + \Delta_B + \frac{1}{2}\Delta_K \\ -g_{ma} & 0 & -\Delta_m - \Delta_B - \frac{3}{2}\Delta_K & -\kappa_m \end{bmatrix}. \quad (19)$$

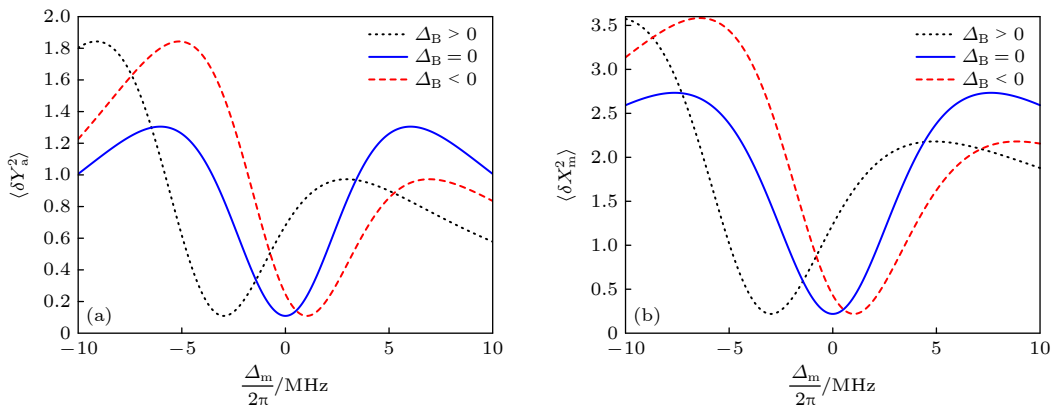


图 9 考虑磁子 Kerr 效应时, 压缩值随磁子失谐的变化图像 (a) 腔模相位分量; (b) 磁子模振幅分量. 其中黑色点线, 蓝色实线以及红色线段分别表示为 $\Delta_B > 0$, $\Delta_B = 0$, $\Delta_B < 0$ 时的压缩曲线, 其他参数与图 3 中一致

Fig. 9. Plot of the squeezing value versus magnon detuning when considering the magnon Kerr effect: (a) Phase component of cavity mode; (b) amplitude component of magnon mode. the black dotted, blue solid, and red dashed lines represent the squeezing for $\Delta_B > 0$, $\Delta_B = 0$ and $\Delta_B < 0$, respectively. All other parameters are identical to those used in Fig. 3.

这里只考虑 Kerr 效应能给该系统的压缩态是否带来增强的效应, 所以不考虑 Kerr 效应所带来的双稳现象, 故取 $\Delta_K/2\pi = 2$ MHz.

由图 9 可以看出, 在引入 Kerr 非线性后, 腔模的最优压缩值与未考虑 Kerr 情形相比并未发生明显变化. 这是因为 Kerr 非线性主要表现为对磁子本征频率的重整效应, 即通过有效频率改变系统的共振匹配条件, 而并未显著改变系统的耗散参数或腔-磁子耦合强度. 因此, 压缩谷值的深度基本保持不变, 仅对应的最优失谐位置发生整体偏移. 对于磁子模而言, Kerr 效应同样主要导致共振频率移动, 而压缩强度仍由耦合强度与阻尼率之间的竞争关系决定, 因而谷值大小基本保持稳定. 这表明 Kerr 非线性在本系统中主要调制的是频率匹配条件, 而非压缩资源本身.

5 结 论

本文研究了在腔磁系统中, 通过巴尼特效应实现腔模以及磁子模的非互易压缩, 在合适的参数条件下, 可以使系统呈现出完美非互易压缩现象. 首先研究了腔模和磁子模压缩与磁子失谐的关系, 可以观察到在小失谐的情况下, 通过改变小球旋转方向或者偏置磁场方向, 可以实现非互易压缩, 进而通过绘制维格纳函数, 可以更直观地观察到. 本文研究还发现, 当小球旋转速度变化或者偏置磁场大小变化时, 非互易压缩将不再局限于小失谐条件下, 然后讨论了腔模和磁子模的压缩度随耦合强度和环境温度的变化, 解释了耦合为 0 时腔模压缩没有传递到磁子模的原因, 还展示了该方案对环境温度的鲁棒性. 最后考虑 Kerr 效应是否对压缩有着明显的增强, 结果表明增强效果并不明显. 本工作提出了一种新的物理机制, 可用于在腔磁系统中实现非互易的量子态调控, 并在量子信息处理、量子手性器件集成以及多节点量子网络构建等方面具有潜在的应用前景.

参考文献

[1] Zhang D, Wang X M, Li T F, Luo X Q, Wu W, Nori F, You J 2015 *npj Quantum Inf.* **1** 15014
 [2] Yao B M, Gui Y S, Xiao Y, Guo H, Chen X S, Lu W, Chien C L, Hu C M 2015 *Phys. Rev. B* **92** 184407
 [3] 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

[4] Zhao G, Wang Y, Qian X F 2021 *Phys. Rev. B* **104** 134423
 [5] Zhao G, Wang Y, Qian X F 2025 *Phys. Rev. B* **111** 214428
 [6] Goryachev M, Farr W G, Creedon D L, Fan Y, Kostylev M, Tobar M E 2014 *Phys. Rev. A* **2** 054002
 [7] Cherepanov V, Kolokolov I, L'vov V 1993 *Phys. Rep.* **229** 81
 [8] Huebl H, Zollitsch C W, Lotze J, Hocke F, Greifenstein M, Marx A, Gross R, Goennenwein S T B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 127003
 [9] Morris R G E, van Loo A F, Kosen S, Karenowska A D 2017 *Sci. Rep.* **7** 11511
 [10] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D, Li T F, Hu C M, You J Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 057202
 [11] 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
 [12] Zhang X, Zhu N, Zou C L, Tang H X 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 123605
 [13] Haigh J A, Nunnenkamp A, Ramsay A J, Ferguson A J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 133602
 [14] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 203601
 [15] Yu M, Shen H, Li J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 213604
 [16] Shen R C, Li J, Fan Z Y, Wang Y P, You J Q 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 123601
 [17] She Y C, Xu M Q, Feng W Y, Liu J Q, Yang H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 124202 (in Chinese) [余彦超, 徐名琪, 冯雯雅, 刘嘉琦, 杨红 2025 物理学报 **74** 124202]
 [18] Ma H F, Yan Y C, Zhou Z L, Xia H R, Gao F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 174203 (in Chinese) [马会芳, 闫映策, 周智利, 夏华容, 高峰 2025 物理学报 **74** 174203]
 [19] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, Ishikawa T, Yamazaki R, Usami K, Nakamura Y 2015 *Science* **349** 405
 [20] Lachance-Quirion D, Wolski S P Y, Tabuchi Y, Kono K, Usami K, Nakamura Y 2020 *Science* **367** 425
 [21] Xu D, Gu X K, Li H K, Weng Y C, Wang Y P, Li J, Wang H, Zhu S Y, You J Q 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 193603
 [22] Rao J, Wang C Y, Yao B, Chen Z J, Zhao K X, Lu W 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 106702
 [23] Hou J T, Liu L 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 107702
 [24] Zhang X, Zou C L, Jiang L, Tang H X 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 156401
 [25] Lachance-Quirion D, Tabuchi Y, Gluppe A, Usami K, Nakamura Y 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 070101
 [26] Li Y, Zhang W, Tyberkevych V, Kwok W-K, Hoffmann A, Novosad V 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 130902
 [27] Zhang Q, Wang J, Lu T X, Huang R, Nori F, Jing H 2024 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **67** 100313
 [28] Li J, Wang Y P, Wu W J, Zhu S Y, You J Q 2021 *PRX Quantum* **2** 040344
 [29] Caves C M 1981 *Phys. Rev. D* **23** 1693
 [30] V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 1330
 [31] Fan Z Y, Zhu H B, Li H T, Li J 2024 *APL Photonics* **9** 100804
 [32] Zhang W, Wang D Y, Bai C H, Wang T, Zhang S, Wang H F 2021 *Opt. Express* **29** 11773
 [33] Asjad M, Li J, Zhu S Y, You J Q 2023 *Fundam. Res.* **3** 7
 [34] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S 2019 *Phys. Rev. A* **99** 021801(R)
 [35] Yang Z B, Yang R C, Liu S T 2025 *Opt. Express* **33** 4725
 [36] Huang R, Miranowicz A, Liao J Q, Nori F, Jing H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 153601
 [37] Hou R, Zhang W, Han X, Wang H F, Zhang S 2025 *Sci. Rep.* **15** 5145
 [38] Huang K W, Wang X, Qiu Q Y, Xiong H 2024 *Opt. Lett.* **49** 758
 [39] Deng X, Zhang K K, Shui T, Yang W X 2024 *Phys. Rev. A*

110 063711

- [40] Jiao Y F, Zhang S D, Zhang Y L, Miranowicz A, Kuang L M, Jing H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 143605
- [41] Jiao Y F, Liu J X, Li Y, Yang R H, Kuang L M, Jing H 2022 *Phys. Rev. A* **18** 064008
- [42] Malykhin G 2000 *Phys. Usp.* **43** 1229
- [43] Zhong W, Zheng Q, Cheng G, Chen A 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 134003
- [44] Guo Q, Wang J X, Bai C H, Zhang Y, Li G, Zhang T C 2025 *Phys. Rev. B* **112** 144422
- [45] Liu G, Xiong W, Ying Z J 2023 *Phys. Rev. A* **108** 033704
- [46] Kong C, Xiong H, Wu Y 2019 *Phys. Rev. A* **12** 034001
- [47] Zhao B, Zhou K X, Wei M R, Cao J K, Guo Q 2024 *Opt. Lett.* **49** 486
- [48] Guo Q, Zhou K X, Bai C H, Zhang Y, Li G, Zhang T C 2023 *Phys. Rev. A* **108** 033515
- [49] Guo Q, Liu J L, Bai C H, Zhang Y, Li G, Zhang T C 2025 *Opt. Express* **33** 6092
- [50] Chen J J, Fan X G, Xiong W, Wang D, Ye L 2024 *Phys. Rev. A* **109** 043512
- [51] Tong J L, Hao Y, Wu S X, Bai C H, Bai S 2025 *Adv. Quantum Technol.* **8** 2400654
- [52] Wu H T, Ge P C, Han X, Wang H F, Zhang S 2024 *EPJ Quantum Technol.* **11** 88
- [53] Ge P C, Yu Y, Wu H T, Han X, Wang H F, Zhang S 2025 *Sci. Rep.* **15** 7937
- [54] Lu T X, Li Z S, Chen L S, Wang Y, Xiao X, Jing H 2025 *Phys. Rev. A* **111** 013713
- [55] Ono M, Chudo H, Hari K, Okayasu S, Matsuo M, Ieda J, Takahashi R, Maekawa S, Saitoh E 2015 *Phys. Rev. B* **92** 174424
- [56] Bretzel S, Bauer G E W, Tserkovnyak Y, Brataas A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 122504
- [57] Movshovich R, Pyke P, Kaminsky P G 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1419
- [58] Castellanos-Beltran M A, Irwin K D, Hilton G C 2008 *Nat. Phys.* **4** 929
- [59] Yamamoto T, Inomata K, Watanabe M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 042510
- [60] Gardiner C W, Zoller P 2004 *Quantum Noise* (New York: Springer) p42
- [61] Gardiner C W 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1917
- [62] DeJesus E X, Kaufman C 1987 *Phys. Rev. A* **35** 5288
- [63] Parks P C, Hahn V 1993 *Stability Theory* (New York: Prentice Hall) p218
- [64] Fan Z Y, Qian Q, Li J 2023 *Quantum Sci. Technol.* **8** 015014

Nonreciprocal squeezing in cavity magnonic system via Barnett effect*

WANG Jiangong¹⁾ GUO Qi^{1)2)†}

1) (*National Key Laboratory of Optical Quantum Technology and Devices, Institute of Theoretical Physics, School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 30 January 2026; revised manuscript received 22 February 2026)

Abstract

We theoretically propose a scheme based on the Barnett effect to investigate the nonreciprocal quantum squeezing of the magnon and cavity modes in a cavity magnonic system. The proposed setup considers a typical cavity magnonic system in which a yttrium iron garnet (YIG) sphere is placed inside a high-quality microwave cavity. Under an external static magnetic field, the YIG sphere supports collective spin excitations, namely the magnon mode, which can strongly couple to the cavity mode via magnetic dipole interaction. The system can be described by the standard cavity-magnon Hamiltonian, which includes the free-energy terms of the cavity and magnon modes as well as their interaction term. In this model, a squeezed driving field is further injected into the microwave cavity. By employing the Heisenberg-Langevin equations, the dynamical equations of the system operators can be derived. The system operators are then decomposed into their steady-state mean values and quantum fluctuation parts. By performing linearization around the steady state, one obtains the linearized quantum Langevin equations that describe the dynamics of quantum fluctuations. By rewriting these equations in a matrix form and solving the corresponding covariance matrix, the squeezing properties of the cavity and magnon modes and their dependence on system parameters can be quantitatively analyzed. To introduce nonreciprocal effects, we further consider the rotation of the YIG sphere. According to the Barnett effect, the spin system experiences an effective magnetic field when the magnetic medium rotates, which leads to an additional frequency shift in the magnon mode that depends on the rotational angular velocity, known as the Barnett frequency shift. The sign of this shift depends on both the rotation direction and the orientation of the external bias magnetic field. Therefore, by reversing the direction of the bias magnetic field, either a positive or negative Barnett frequency shift can be realized. This mechanism breaks the symmetry of the system under different magnetic field directions, resulting in pronounced nonreciprocal squeezing behavior. Specifically, squeezing only appears for one particular magnetic field orientation, while it is significantly suppressed or even completely absent for the opposite orientation. Moreover, the squeezing of both the cavity and magnon modes exhibits strong robustness against thermal effects. The nonreciprocal squeezing can still be maintained at temperatures of about 1 K, which relaxes the stringent requirements on experimental conditions. Our work provides a new physical mechanism for realizing nonreciprocal quantum state control in cavity magnonic systems and may have potential applications in quantum information processing and the integration of chiral quantum devices.

Keywords: cavity-magnon system, nonreciprocal squeezing, Barnett effect

DOI: [10.7498/aps.75.20260165](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260165)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260165](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260165)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12274274).

† Corresponding author. E-mail: qguo@sxu.edu.cn



巴尼特效应下腔磁系统中的非互易压缩

王建功 郭奇

Nonreciprocal squeezing in cavity magnonic system via Barnett effect

WANG Jianguo GUO Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 110402 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260165

CSTR: 32037.14.aps.75.20260165

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260165>

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

光诱导磁子态调控的宽频带非互易传输

Broadband nonreciprocal transmission tuned by pump-induced magnon modes

物理学报. 2025, 74(8): 087501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241666>

涡旋光束在双拉盖尔-高斯旋转腔中的非互易传输

Nonreciprocal transmission of vortex beam in double Laguerre-Gaussian rotational cavity system

物理学报. 2022, 71(15): 150701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220191>

双腔双光力系统中的光非互易传输特性

Nonreciprocal transmission characteristics in double-cavity double-optomechanical system

物理学报. 2023, 72(6): 060702 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222246>

腔光磁机械系统中可调谐的磁振子与光学双稳态

Tunable magnon and optical bistability in a cavity optomagnomechanical system

物理学报. 2025, 74(17): 174203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250549>

基于光学非互易的双路多信道全光操控

All-optical manipulation of two-way multi-channel based on optical nonreciprocity

物理学报. 2022, 71(18): 184202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220506>

磁子学中的拓扑物态与量子效应

Topological states and quantum effects in magnonics

物理学报. 2023, 72(5): 057503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221997>