arXiv:2303.02332v1 [physics.optics] 4 Mar 2023

通过交叉克尔效应和自克尔效应实现铁磁材料中的可控磁振子诱导透明

Akhtar Munir*
Zhejiang University-University of Illinois at Urbana-Champaign (ZJU-UIUC) Institute, Zhejiang University, Haining, Zhejiang, China

腔磁振子学中光场与磁模之间的非线性相互作用，是光学和量子信息处理领域多种非平庸效应的丰富来源。在腔磁振子学中，非线性交叉克尔效应会在磁性材料受到泵浦时使腔体中心频率发生偏移，从而使系统呈现出 Kittel 模和磁静力模。本文提出一种新方案，用于研究由微波腔和铁磁材料（钇铁石榴石球）构成的腔磁振子系统中的探测场透射谱。我们报告了由单个演变为两个凹陷的磁振子诱导透明（MIT）现象，以及一个尖锐的磁振子诱导吸收（MIA）峰，并展示非线性交叉克尔效应和自克尔效应相互作用如何显著增强或抑制这些现象。研究发现，引入磁振子模间耦合后，磁振子诱导透明窗口会发生分裂，这有助于为光-物质相互作用问题引入新的自由度。此外，我们研究了透明区域附近的群延迟传播，并展示了尖锐的凹陷如何使慢光得以持续更长时间。我们发现，腔-Kittel 模和磁振子-磁振子模的耦合参数都会影响群延迟的传播，这表明亚光速到超光速（反之亦然）的传播现象可能发生并相互转变。这些发现有望为腔磁振子学器件中具有新颖应用的非线性效应研究开辟道路，这些效应或可用于量子计算器件和量子存储器等多种应用。

PACS编号:

I. 引言

近年来，腔磁振子学在基础研究和应用研究中日益展现出显著优势[1–4], 并且有望成为混合量子系统的重要组成部分 [5] 以及量子网络节点[6]。腔磁振子系统最常见的物理实现由微波腔和铁磁材料构成，例如钇铁石榴石（YIG）球；近几十年来，这一系统吸引了广泛研究，并展现出惊人的性能。其主要原因在于，YIG具有相对较高的自旋密度（$\sim 4.22\times 1027\mathrm{m}^{-3}$）和较低的阻尼率（$\sim$ 1MHz），这对于在微波腔光子模与YIG磁振子模之间实现强耦合[7, 8] 至关重要，并由此实现量子信息传输。迄今为止，基于腔磁振子学的实验和理论研究揭示了许多现象，包括磁振子暗模 [9], 磁振子诱导透明（MIT）[10], 纠缠（这是量子技术的资源之一），量子技术包括量子计算[11, 12], 量子隐形传态 [13] 和量子计量学 [14, 15], 非厄米物理 [16–18] 以及非经典态 [19–21]。

在混合量子系统中，腔磁振子系统中的自克尔效应 [21, 22]和交叉克尔效应 [23] 等非线性效应会引发光与物质的相互作用，光机械系统中的辐射压相互作用 [24, 25], 、腔磁振子力学系统中的磁致伸缩相互作用[26], 以及其他涉及参量放大器的系统中的相互作用[27, 28]。这些非线性相互作用很弱，在某些系统中难以探测，但在另一些系统中则可能强到足以成为主导因素。例如，交叉克尔效应是场与波之间的一种复杂非线性相互作用，可出现于超导电路 [29, 30], 、天然离子 [31] 和原子 [32, 33]中。交叉克尔效应是指谐振器的频率随与其耦合的另一模式中的激发数而发生的非线性变化。钇铁石榴石样品中的磁晶各向异性还会产生另一种非线性效应，即自克尔非线性 [21, 22], ；这种效应通常较弱[34] ，但可通过驱动场驱动相应的自旋波模而增强。因此，理解这些非线性相互作用不仅具有基础意义，也对许多不同的应用有所助益。例如，交叉克尔效应可用于构建量子逻辑门 [35, 36], 、实施量子非破坏性测量 [37, 38] 以及产生纠缠光子 [39]。

受混合磁振子机械系统新进展的启发，我们构建了一种腔磁振子学系统，其中包含一种同时支持 Kittel 模和磁静力模（MS 模）的铁磁材料。我们的目标是研究非线性交叉克尔效应和自克尔效应相互作用对 MIT（MIA）现象的影响；该现象由腔内光场的相消（相长）干涉引起，而磁振子的克尔效应则源于钇铁石榴石中的磁晶各向异性。

*电子邮箱：amkhan@mail.ustc.edu.cn

球体。我们观察到，腔场与 Kittel 模相互作用会产生单 MIT 窗口；当 Kittel 模与 MS 模相互作用时，MIT 窗口则分裂为两个，这也引入了另一个自由度。我们研究了两种自旋模（即 Kittel 模和 MS 模）的自克尔效应，并发现 Kittel 模的自克尔效应会导致磁振子诱导吸收谱线呈现非对称行为，而 MS 模的自克尔效应会使单 MIT 窗口分裂为两个。此外，我们还考察了两个 MIT 窗口附近的慢光和快光效应，并分析了不同控制参数取值下的情况，这些参数包括腔–Kittel 模耦合参数和交叉克尔耦合参数。我们在同一装置中实现了慢光和快光效应，这是该方案相较于以往仅展示慢光[40–42] 或快光 [43] 传播的研究的优势。

本文安排如下。在第 II 节中，我们给出由一个钇铁石榴石球组成的一般腔磁振子系统的理论模型，并介绍所提出系统的有效哈密顿量。为研究系统的动力学，我们推导量子朗之万方程，随后采用标准输入输出方法，利用该方程推导出输出探测场的数学表达式。在第 III 节中，我们给出数值结果，以说明单到双 MIT 窗口轮廓的实现与控制，研究交叉克尔效应和自克尔效应对磁振子诱导透明现象的影响，并展示从慢光切换到快光的机制。最后，我们在第 IV 节总结全文。

II. 模型与运动方程

我们考虑图 1 所示的腔磁振子系统。铁磁材料（钇铁石榴石球）置于一个微腔内，该微腔包含色散自旋波，其中空间均匀的 Kittel 模与腔光子发生强相互作用。与 Kittel 模相比，具有有限波数的 MS 模具有不同的频率，可通过驱动场波长和腔模选择实现选择性激发 [21]。在采用偶极矩近似和旋波近似后，所提出的腔磁振子系统的有效哈密顿量可写为

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\mathrm{eff}} =&\Delta_a\hat{a}^\dagger\hat{a}+\Delta_b\hat{b}^\dagger\hat{b}+\Delta_c\hat{c}^\dagger\hat{c}+\mathcal{X}_b\hat{b}^\dagger\hat{b}\hat{b}^\dagger\hat{b}+\mathcal{X}_c\hat{c}^\dagger\hat{c}\hat{c}^\dagger\hat{c}\\&+G_{ab}\left(\hat{a}^\dagger\hat{b}+\hat{a}\hat{b}^\dagger\right)+\mathrm{g}_{bc}\hat{b}^\dagger\hat{b}\hat{c}^\dagger\hat{c}+\mathrm{i}\Omega_b\left(\hat{b}^\dagger-\hat{b}\right)\\&+\mathrm{i}\Omega_c\left(\hat{c}^\dagger-\hat{c}\right)+\mathrm{i}\mathcal{E}_p\left(\hat{a}^\dagger\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t}-\hat{a}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta_p t}\right),\end{aligned}\tag{1}$$

其中 $\hbar=1$。式（1）中的前三项分别描述腔、Kittel 模和 MS 模的自由哈密顿量；这里，$\hat{a}^\dagger(\hat{a})$、$\hat{b}^\dagger(\hat{b})$ 和 $\hat{c}^\dagger(\hat{c})$ 分别为它们的产生（湮灭）算符，而 $\Delta_{a,\ b,\ c}=\omega_{a,\ b,\ c}-\omega_d$定义了相应的失谐。这里，$\mathcal{X}_b$ 和 $\mathcal{X}_c$ 分别是 Kittel 模和 MS 模的自克尔系数，而 G_{ab} 表示腔模与 Kittel 模之间的耦合强度。另一方面，量 g_{bc} 描述磁振子-磁振子模，也称为交叉克尔系数参数。我们忽略腔模与 MS 模之间的耦合，因为在微米尺度钇铁石榴石球中，Kittel 模的自旋磁矩对偶极矩的贡献大于 MS 模 [44]。最后三项表示与 Kittel 模和 MS 模的驱动场相互作用，其拉比频率分别为 Ω_b 和 Ω_c；以及与腔模的探测场相互作用，其场强为 $\mathcal{E}_p$，失谐为 $\Delta_p=\omega_p-\omega_d$。

为研究所提出系统的动力学，我们采用海森堡-朗之万方法 [45]，以推导出以下算符耦合微分方程，即众所周知的量子朗之万方程（QLEs）：

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\hat{a}}{\mathrm{d}t}=&-\left(\kappa_a+\mathrm{i}\Delta_a\right)\hat{a}-\mathrm{i}G_{ab}\hat{b}+\mathcal{E}_p\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t}+\sqrt{2\kappa_a}\hat{a}^{\mathrm{in}},\\\frac{\mathrm{d}\hat{b}}{\mathrm{d}t}=&-\left(\gamma_b+\mathrm{i}\Delta_b\right)\hat{b}-\mathrm{i}G_{ab}\hat{a}+\Omega_b-\mathrm{i}\mathrm{g}_{bc}\hat{b}\hat{c}^\dagger\hat{c}-2\mathrm{i}\mathcal{X}_b\hat{b}^\dagger\hat{b}\hat{b}\\&+\sqrt{2\gamma_b}\hat{b}^{\mathrm{in}},\\\frac{\mathrm{d}\hat{c}}{\mathrm{d}t}=&-\left(\gamma_c+\mathrm{i}\Delta_c\right)\hat{c}-2\mathrm{i}\mathcal{X}_c\hat{c}^\dagger\hat{c}\hat{c}-\mathrm{i}\mathrm{g}_{bc}\hat{c}\hat{b}^\dagger\hat{b}+\Omega_c+\sqrt{2\gamma_c}\hat{c}^{\mathrm{in}},\end{aligned}\tag{2}$$

其中，κ_a、γ_b 和 γ_c 分别表示与模式 a、b和 c相关的耗散过程的阻尼率。遵循标准的量子朗之万方法，我们分别为腔、Kittel 模式和MS 模式引入噪声算符$\hat{a}^{\mathrm{in}}$、$\hat{b}^{\mathrm{in}}$和$\hat{c}^{\mathrm{in}}$；这些输入算符具有某些一般性质，例如具有零均值涨落，其统计特性遵循以下类型的关联函数[46]:

$$\begin{aligned}\left\langle\hat{a}_{\mathrm{in}}(t)\hat{a}_{\mathrm{in}}^\dagger(t')\right\rangle=&\delta(t-t'),\\\left\langle\hat{a}_{\mathrm{in}}(t)\hat{a}_{\mathrm{in}}^\dagger(t')\right\rangle=&\delta(t-t'),\\\left\langle\hat{a}_{\mathrm{in}}^\dagger(t)\hat{a}_{\mathrm{in}}(t')\right\rangle=&0,\\\left\langle\hat{o}_{\mathrm{in}}^\dagger(t)\hat{o}_{\mathrm{in}}(t')\right\rangle=&n_{\mathrm{th}}\delta(t-t'),\\\left\langle\hat{o}_{\mathrm{in}}(t)\hat{o}_{\mathrm{in}}^\dagger(t')\right\rangle=&(n_{\mathrm{th}}+1)\delta(t-t'),\end{aligned}\tag{3}$$

其中，$o:=\{b,c\}$，k_B 为玻尔兹曼常数，T为热力学浴的温度。特别地，$n_{\mathrm{th}}=[\exp(\hbar\omega_m/k_BT)-1]^{-1}$为平均热光子数。

由于微波驱动场与微腔强烈相互作用，一种类似分束器的相互作用将磁振子与光机械系统耦合起来，从而产生模态场行为，其特征是磁振子场和腔场均具有较大振幅。换言之，我们有 $|\langle a\rangle|\gg1$，$|\langle b\rangle|\gg1$，以及$|\langle c\rangle|\gg1$。因此，我们可以采用标准的线性化方法 [45]，将式（2）中的每个算符展开为

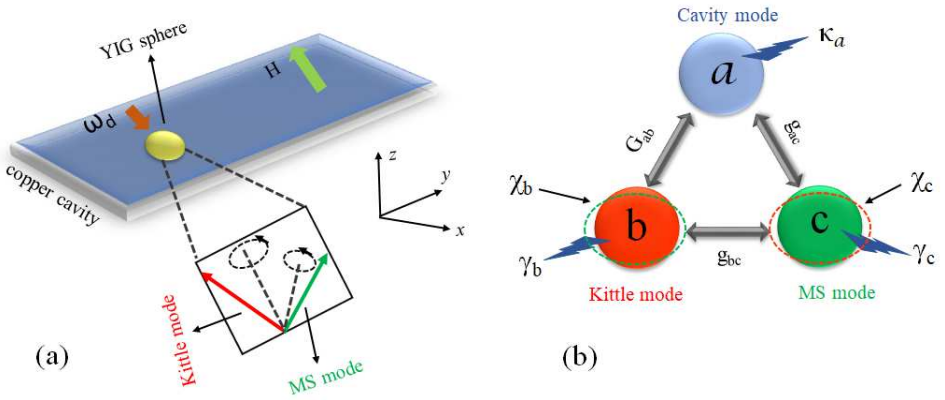

图 1：（a）腔磁振子系统示意图，该系统由安装在铜腔上的钇铁石榴石球组成，并置于沿 z 方向极化的偏置磁场中。此处，ω_d 为驱动场频率。卡特尔模和磁静力（MS）模是钇铁石榴石球的两种自旋波模。（b）腔模与卡特尔模和 MS 模耦合的示意图，其中 g_{ab}、g_{ac}、g_{bc} 为耦合参数。 $\mathcal{X}_b$ 和 $\mathcal{X}_c$ 分别为卡特尔模和 MS 模的自克尔系数，而 κ_a、 γ_b、 γ_c 分别表示腔模、卡特尔模和 MS 模对应的耗散率。

$\hat{} \mathcal{O} = \langle \mathcal{O} \rangle + \delta \mathcal{O}$，其中 $\mathcal{O} := \{a, b, c\}$。这里，小算符 δO 刻画一阶（线性）扰动过程，用以量化系统与外部驱动场相互作用后距离热力学稳态有多近。这种分解隐含地假设可以忽略所有高阶涨落过程。基于上述线性化方案，可以从式（2）得到一组新的简化微分方程，如下所示：

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\langle a\rangle}{\mathrm{d}t} =& -\left(\kappa_a + \mathrm{i}\Delta_a\right)\langle a\rangle - \mathrm{i}G_{ab}\langle b\rangle + \mathcal{E}_p \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t}, \\
\frac{\mathrm{d}\langle b\rangle}{\mathrm{d}t} =& -\left(\gamma_b + \mathrm{i}\Delta_b\right)\langle b\rangle - \mathrm{i}G_{ab}\langle a\rangle - \mathrm{i}g_{bc}|\langle c\rangle|^2\langle b\rangle \\
& - 2\mathrm{i}\mathcal{X}_b|\langle b\rangle|^2\langle b\rangle + \Omega_b, \\
\frac{\mathrm{d}\langle c\rangle}{\mathrm{d}t} =& -\left(\gamma_c + \mathrm{i}\Delta_c\right)\langle c\rangle - 2\mathrm{i}\mathcal{X}_c|\langle c\rangle|^2\langle c\rangle - \mathrm{i}g_{bc}|\langle b\rangle|^2\langle c\rangle + \Omega_c.
\end{aligned} \tag{4}$$

稳态解 a_s， b_s， c_s 现在可表示为线性化系统（4）的

$$a_s = \frac{-\mathrm{i}G_{ab}b_s}{(\kappa_a + \mathrm{i}\Delta_a)}, \quad b_s = \frac{-\mathrm{i}G_{ab}a_s + \Omega_b}{(\gamma_b + \mathrm{i}\Delta_b')}, \quad c_s = \frac{\Omega_c}{(\gamma_c + \mathrm{i}\Delta_c')}, \tag{5}$$

其中

$$\begin{aligned}
\Delta_b' :=& \Delta_b + 2\mathrm{i}\mathcal{X}_b|\langle b\rangle|^2 + g_{bc}|\langle c\rangle|^2, \\
\Delta_c' :=& \Delta_c + 2\mathrm{i}\mathcal{X}_c|\langle c\rangle|^2 + g_{bc}|\langle b\rangle|^2,
\end{aligned} \tag{6}$$

是有效磁振子模驱动场失谐。在

另一方面，量子涨落 $\delta a, \delta b, \delta c$ 本身遵循以下约化的量子朗之万方程：

$$\begin{aligned}
\delta\dot{a} =& -\left(\kappa_a - \mathrm{i}\Delta_a\right)\delta a - \mathrm{i}G_{ab}\delta b + \mathcal{E}_p \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t}, \\
\delta\dot{b} =& -\left(\gamma_b - \mathrm{i}\Delta_b'\right)\delta b - \mathrm{i}\mathcal{X}_b'\delta b^\dagger - \mathrm{i}G_{ab}\delta a + \Omega_b - \mathrm{i}G_{bc}(\delta c^\dagger + \delta c), \\
\delta\dot{c} =& -\left(\gamma_c - \mathrm{i}\Delta_c'\right)\delta c - \mathrm{i}\mathcal{X}_c'\delta c^\dagger - \mathrm{i}G_{bc}(\delta b^\dagger + \delta b) + \Omega_c,
\end{aligned} \tag{7}$$

其中 $\mathcal{X}_b' := 2\mathcal{X}_b\langle b\rangle^2$ 和 $\mathcal{X}_c' := 2\mathcal{X}_c\langle c\rangle^2$ 为有效自克尔系数，而 $G_{bc} = \langle b\rangle\langle c\rangle$ 表示有效磁振子-磁振子耦合强度。此外，我们还引入

$$\begin{aligned}
\Delta_b' =& \Delta_b + 2\mathcal{X}_b' + G_{bc}\langle c\rangle^2, \\
\Delta_c' =& \Delta_c + 2\mathcal{X}_c' + G_{bc}\langle b\rangle^2,
\end{aligned} \tag{8}$$

它们分别是 Kittle 模和 MS 模的有效磁振子模式驱动场失谐量。为了求解微分方程组（7），我们采用以下试探解 [47, 48]:

$$\begin{aligned}
\delta a =& a_- \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t} + a_+ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta_p t}, \\
\delta b =& b_- \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t} + b_+ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta_p t}, \\
\delta c =& c_- \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Delta_p t} + c_+ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Delta_p t},
\end{aligned} \tag{9}$$

其中 $a_\pm$， $b_\pm$ 和 $c_\pm$ 分别是腔、Kittle 模和 MS 模的涨落算符。将式（9）代入式（7），经过一些运算后，我们得到关于 a_-的下列关系：

$$a_- = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{N}}, \tag{10}$$

其中

$$\begin{aligned}\mathcal{M} =&\alpha_1\mathcal{E}_p\left[(1-\mathcal{X}_b'^2\alpha_2\alpha_2^*+G_{ab}^2\alpha_1^*(1-\mathrm{i}\mathcal{X}_b'\alpha_2)\alpha_2^*)(-1+\mathcal{X}_c'^2\alpha_3\alpha_3^*)+G_{bc}^2\{\mathrm{i}\alpha_2^*+\alpha_2(-\mathrm{i}+2\mathcal{X}_b'\alpha_2^*)\}\right.\\&\left.+\{-\mathrm{i}\alpha_3+\alpha_3^*(\mathrm{i}+2\mathcal{X}_c'\alpha_3)\}\right],\\ \mathcal{N} =&\left[G_{bc}^2(-\mathrm{i}\alpha_2+\mathrm{i}\alpha_2^*+2\mathcal{X}_b'\alpha_2\alpha_2^*)(\mathrm{i}\alpha_3^*-\mathrm{i}\alpha_3+2\mathcal{X}_c'\alpha_3\alpha_3^*)+G_{ab}^4\alpha_1\alpha_1^*\alpha_2\alpha_2^*(-1+\mathcal{X}_c^2\alpha_3\alpha_3^*)\right.\\&-(-1+\mathcal{X}_b^2\alpha_2\alpha_2^*)(-1+\mathcal{X}_c^2\alpha_3\alpha_3^*)+G_{ab}^2(-\alpha_1\alpha_2-\alpha_1^*\alpha_2^*+G_{bc}^2\alpha_3^*(-\alpha_1+\alpha_1^*)\alpha_2\alpha_2^*\\&\left.+(\mathcal{X}_c^2\alpha_1\alpha_2\alpha_3^*+\mathcal{X}_c^2\alpha_1^*\alpha_2^*\alpha_3^*+G_{bc}^2(1+2\mathrm{i}\mathcal{X}_c\alpha_3^*)(\alpha_1-\alpha_1^*)\alpha_2\alpha_2^*)\alpha_3)\right].\end{aligned}$$

这里，我们有

$$\begin{aligned}\alpha_1 :=&1/\left(\kappa_a+\mathrm{i}(\Delta_a-\delta)\right),\\ \alpha_2 :=&1/\left(\gamma_b+\mathrm{i}(\Delta_b'-\delta)\right),\\ \alpha_3 :=&1/\left(\gamma_c+\mathrm{i}(\Delta_c'-\delta)\right).\end{aligned}$$

接下来，为了研究探测场的特征谱，我们采用标准的输入-输出关系方法[45, 49]。也就是说，腔输入场$\mathcal{E}_{\mathrm{in}}(t)$与输出场 $\mathcal{E}_{\mathrm{out}}(t$ 之间通过以下关系相联系

$$\mathcal{E}_{\mathrm{out}}\ (t)+\mathcal{E}_{\mathrm{in}}\ (t)=2\kappa_a a(t), \tag{11}$$

这可以写成如下形式

$$\mathcal{E}_{\mathrm{out}}\ (t)+\mathcal{E}_{\mathrm{p}}e^{-\mathrm{i}\Delta_p t}+\mathcal{E}_{\mathrm{l}}=2\kappa_a\left(a_-e^{-\mathrm{i}\Delta_p t}+a_+e^{\mathrm{i}\Delta_p t}\right), \tag{12}$$

其中

$$\mathcal{E}_{\mathrm{out}}\ (t)=\mathcal{E}_{\mathrm{out}}^{+}\ e^{-\mathrm{i}\Delta_p}t+\mathcal{E}_{\mathrm{out}}^{-}\ e^{\mathrm{i}\Delta_p t}. \tag{13}$$

通过求解方程（12）和（13），我们得到

$$\mathcal{E}_{\mathrm{out}}^{-}+1=\frac{2\kappa_a a_-}{\mathcal{E}_{\mathrm{p}}}:=\mathcal{E}_{\mathrm{T}}. \tag{14}$$

借助零差技术[45]可得到上述关系。这里， $\mathcal{E}_{\mathrm{T}}$ 的实部和虚部为

$$u_{\mathrm{p}}=\frac{2\kappa_a\left(a_-+a_-^*\right)}{\mathcal{E}_{\mathrm{p}}}, \tag{15}$$

and

$$v_{\mathrm{p}}=\frac{2\kappa_a\left(a_--a_-^*\right)}{\mathcal{E}_{\mathrm{p}}}, \tag{16}$$

分别。实部 u_{p} 定义吸收，而虚部 v_{p} 表征探测场的色散曲线。同样，我们可以将输出探测场的相位色散写为

$$\Phi_t\left(\Delta_p\right)=\arg\left[\mathcal{E}_{\mathrm{T}}\left(\Delta_p\right)\right], \tag{17}$$

这可能会在狭窄透明窗口附近引起透射群延迟。因此，可以借助公式估算透射群延迟

$$\tau_g=\frac{\mathrm{d}\Phi_t\left(\Delta_p\right)}{\mathrm{d}\Delta_p}=\frac{\mathrm{d}\left\{\arg\left[\mathcal{E}_{\mathrm{T}}\left(\Delta_p\right)\right]\right\}}{\mathrm{d}\Delta_p}. \tag{18}$$

根据 τ_g 的符号，可以确定时间延迟曲线的类型，正号和负号分别对应慢光传播和快光传播。

在介绍所提出的腔磁振子系统的理论模型（包括其运动动力学方程及这些方程的线性化简化形式，即线性化的量子朗之万方程）之后，接下来我们将展示主要发现，并结合对该系统的讨论加以佐证。

III. 结果与讨论

本节将展示所提出的腔磁振子系统模型所得的主要发现。该系统由置于微腔内的钇铁石榴石球组成。进行数值计算时，我们根据近期的实验研究[16, 44]选取了相关经验参数。所有参数均以 $\omega=2\pi\times 18.6\,\mathrm{MHz}$为基准进行归一化。其余参数为 $\kappa_a=0.78\omega$, $\gamma_b=0.13\omega$, $\gamma_c=0.25\omega$, $\Delta_a=0.53\omega$, $\Delta_b'=-0.07\omega$, $\Delta_c'=-0.27\omega$, $G_{ab}=2.15\omega$, $G_{bc}=0.53\omega$, $\mathcal{X}_b=0.07\omega$ 和 $\mathcal{X}_c=0.16\omega$。下文将给出与磁诱导透明的观测及其相关群延迟动力学有关的结果，这些结果是通过适当调节相关的实验可控参数获得的。

A. 磁振子诱导透明/吸收（MIT/MIA）：耦合强度的影响

在此，我们考察能够呈现磁振子诱导透明/吸收现象的输出探测场的吸收与色散特性。输出探测场的特性通过计算 15 和 16 得到，其中实部和虚部分别表示探测场的吸收和色散。图（2）展示了输出探测场的吸收 u_p 和色散 v_p曲线随归一化光学失谐 Δ_p/ω变化的情况，其中吸收和色散曲线分别以红色实线和蓝色虚线表示。这些结果是在采用不同腔模-克特尔模耦合强度 G_{ab} 和磁振子-磁振子

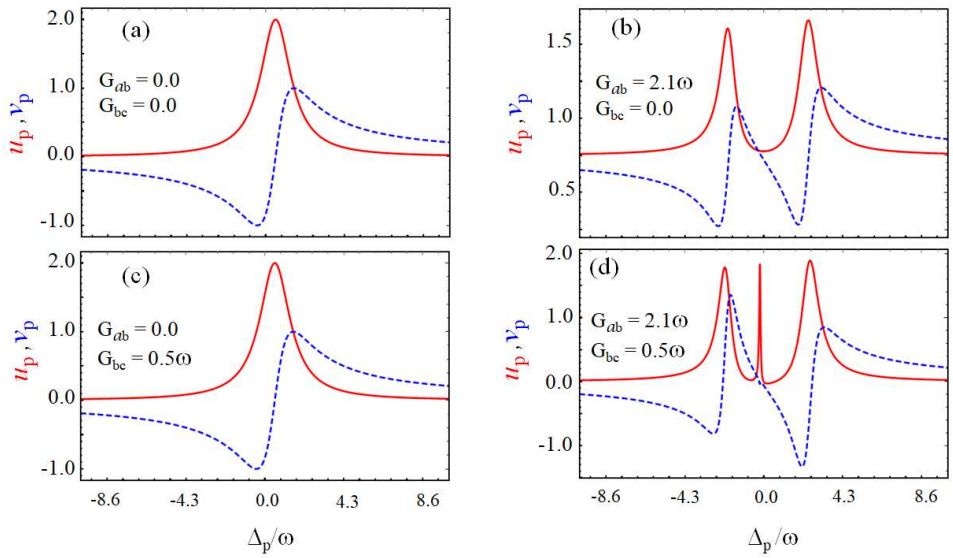

图 2：探测场的吸收 u_p 和色散 v_p 随归一化光学失谐 Δ_p/ω变化的曲线：(a)$G_{ab}=G_{bc}=0$，(b) $G_{ab}=2.1\omega$，$G_{bc}=0$，(c) $G_{ab}=0$，$G_{bc}=0.5\omega$ 以及 (d) $G_{ab}=2.1\omega$，$G_{bc}=0.5\omega$。其余参数与第III节相同。

模式耦合强度 G_{bc} 参数（交叉克尔系数）下获得的。首先，我们考虑两个耦合强度均为零的情形，即 $G_{ab}=G_{bc}=0$，如图 2(a) 所示。在这种情况下，探测场被完全吸收，同时观察到单个 MIA峰。事实上，从基本的物理观点来看，当腔模与任何磁振子模之间都不存在相互作用时，场之间不会发生量子干涉，因此施加的探测场会被完全吸收。在第二种情形下，即当 $G_{ab}=2.1\omega$ 且$G_{bc}=0$时，腔模仅与 Kittel 模耦合，而后者不再与 MS模耦合。在这种情况下，我们观察到单 MIT 窗口，见图 2(b)。磁振子诱导透明窗口由相互作用场之间的相消干涉形成，其透明窗口宽度可通过增大 G_{ab}的幅度来提升。接下来，我们分析另一种情形：腔-Kittel 模耦合强度设为零（$G_{ab}=0$），但交叉克尔系数保持为非零值 $G_{bc}=0.5\omega$。同样，与图 2(a) 所示的前一种情况一样，我们观察到单个 MIA峰，而磁振子诱导透明窗口则消失了，见图 2(c)。这是意料之中的，因为在不存在腔场时，场间干涉现象无法发生，因此不会出现磁振子诱导透明窗口。此外，如图 2(d) 所示，当两个耦合强度均非零，即 $G_{ab}=2.1\omega$和 $G_{bc}=0.5\omega$时，我们观察到双磁振子诱导透明窗口和尖锐的 MIA峰曲线。换言之，利用为系统增加的额外自由度，图 2(b) 所示的单个磁振子诱导透明窗口分裂为双窗口曲线。此外，图 2(a–d) 中的蓝色虚线展示了相应的色散曲线。它说明，在量子效应占主导的区域内干涉中，耦合强度会使色散行为从反常色散转变为正常色散。接下来，我们研究腔-Kittel 模的耦合强度如何影响磁振子诱导透明窗口的形状。此前的结果表明，在没有交叉克尔系数时，耦合常数 G_{ab} 会产生单 MIT 窗口（见图2 (b)）；若同时考虑交叉克尔系数，该窗口则会分裂为双窗口形状，见图2 (d)。

图3 展示了输出探测场的吸收与色散曲线，这些曲线以光学失谐为横轴，针对不同的腔-Kittel 模耦合强度绘制。对于 $G_{ab}=2.08\omega$，我们观察到双 MIT 曲线，其两个窗口被一个较高的 MIA峰隔开，该峰在 $\delta<\omega$时形成，见图3(a)。此外，增大腔模-克特尔模耦合强度，可以进一步降低中间 MIA 峰的振幅，同时不影响另外两个对称 MIA 峰的振幅，见图3(b-d)中的示例。这表明，增强腔-Kittel 模之间的相互作用强度会降低 MIA峰的幅度；该强度还存在一个阈值，超过阈值后，继续增大这一控制参数可能会将双 MIT 窗口转变为单窗口。由于我们先前已证明，在存在交叉克尔系数时可以获得双 MIT 窗口曲线，因此，在 $G_{ab}\gg G_{bc}$ 的条件下，交叉克尔系数的作用会受到抑制，从而可能得到单 MIT 窗口曲线。（请注意，图中每个面板的色散曲线均以蓝色虚线表示，在 $\delta\approx 0$处带有一个较小的折点状峰，但由于比例缩放而不可见。）

此外，我们分析了交叉克尔效应系数对输出探测场的影响。

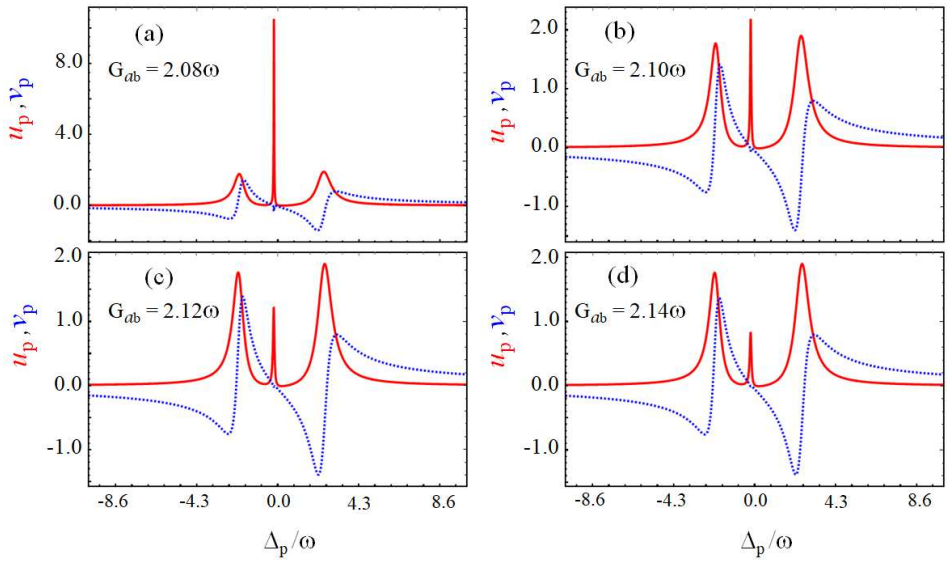

图 3：探测场的吸收 u_p 和色散 v_p 随归一化光学失谐 Δ_p/ω的变化：(a) $G_{ab} = 2.08\omega$，(b) $G_{ab} = 2.10\omega$，(c) $G_{ab} = 2.12\omega$ 和 (d) $G_{ab} = 2.14\omega$。其余参数与图 2相同。

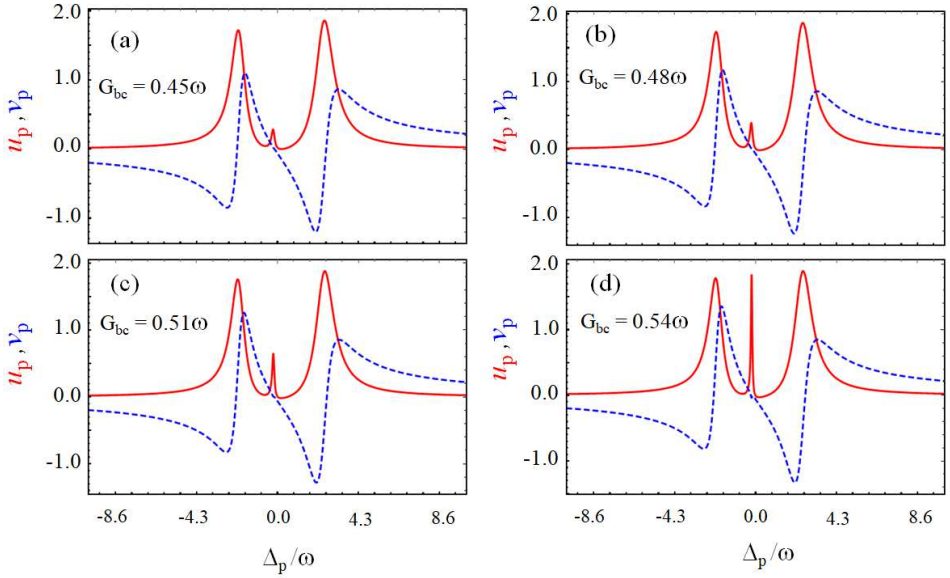

图 4：探测场的吸收 u_p 和色散 v_p 随归一化光学失谐 Δ_p/ω的变化：(a) $G_{bc} = 0.45\omega$，(b) $G_{bc} = 0.48\omega$，(c) $G_{bc} = 0.51\omega$ 和 (d) $G_{bc} = 0.54\omega$。其余参数与图 2相同。

对输出探测场的影响。图中显示了吸收 u_p 和色散 v_p 谱随光学失谐参数Δ_p/ω的变化。在这种情况下，在腔-Kittle 模耦合强度 G_{bc} 保持不变的条件下，我们获得了不同交叉克尔系数 $G_{ab} = 2.15\omega$值对应的结果。回顾此前的结果，我们已经证明，在交叉克尔系数为零时，可以观察到单 MIT 窗口（见图 2(b)），而当交叉克尔系数取非零值时，该窗口会分裂为双 MIT 窗口，如图 2(d)）所示。在此，我们进一步分析探测

由交叉克尔系数值增大所引起的场特性。我们的模型所得结果表明，随着交叉克尔系数 G_{bc} 增大，双MIT曲线窗口和 MIA 谱峰变得更加明显且更易于清晰区分，见图 4。因此，我们强调采用适当的交叉克尔系数值，以实现上述双 MIT 谱形现象的潜力。此外，输出探测场色散曲线的相应结果也展示在图 4的各个子图中。

回顾本小节的结果，探测场的吸收

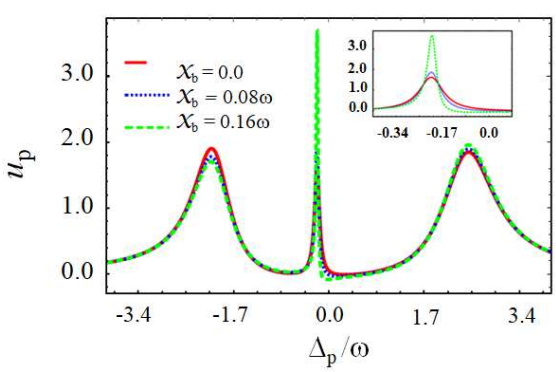

图 5：探测场的吸收 u_p 谱线随归一化光学失谐的变化 Δ_p/ω 分别对应： $\mathcal{X}_b = 0$ （红色实线）、 $\mathcal{X}_b = 0.08\omega$ （蓝色点线）和 $\mathcal{X}_b = 0.16\omega$ （绿色虚线）。插图展示了输出探测场吸收谱线的更宽视图。其他参数与图2相同。

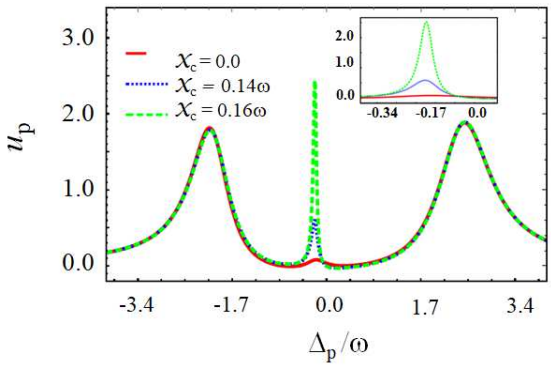

FIG.6：探测场的吸收 u_p 谱线随归一化光学失谐的变化 Δ_p/ω 分别对应： $\mathcal{X}_c = 0$ （红色实线）、 $\mathcal{X}_c = 0.14\omega$ （蓝色点线）和 $\mathcal{X}_c = 0.16\omega$ （绿色虚线）。插图展示了探测场吸收谱线的更宽视图。其余参数与图2相同。

与色散谱得到了展示，并且发现通过适当调节相关控制参数，具体而言是腔-Kittel 模和交叉克尔系数，可以实现单到双 MIT 窗口以及磁振子诱导吸收谱线。我们观察到，当腔-Kittel 模耦合常数较大时，交叉克尔效应会受到抑制，双 MIT 窗口谱线会转变为单 MIT 窗口谱线；随后，我们研究了自克尔系数对 MIT 窗口和 MIA峰的影响。

B. 磁振子诱导透明/吸收（MIT/MIA）：自克尔系数的影响

在本小节中，我们研究自克尔系数对 MIT 和 MIA 现象的影响。图5 展示了 u_p 输出探测场的吸收谱线随归一化光学失谐变化的关系 Δ_p/ω ，其中取 Kittel 模自克尔系数的不同值 $\mathcal{X}_b = \Delta_p/\omega$ （红色实线）、$\mathcal{X}_b = 0.08\omega$ （蓝色点线）和 $\mathcal{X}_b = 0.16\omega$ （绿色虚线），而 MS 模的自克尔系数保持不变，即 $\mathcal{X}_c = 0.16\omega$。当 $\mathcal{X}_b = 0$时，我们观察到由高 MIA峰分隔的双 MIT 窗口轮廓。MIA峰呈现非对称行为。进一步增大 Kittel 模的自克尔系数，可以降低分隔双 MIT 窗口的 MIA峰幅度，同时增强另外两个 MIA峰的非对称行为。图5 中的插图显示了输出探测场的 MIA 谱线相对于 Kittel 模自克尔系数不同取值的增强估计。因此，在这种情况下，Kittel 模的自克尔系数只能影响输出探测场 MIA 谱线的非对称行为，而不会影响 MIT 的幅度

窗口。

接下来，我们研究改变 MS 模自克尔系数如何改变 MIT 和 MIA峰谱线。图6 展示了 u_p 输出探测场的吸收谱线随归一化光学失谐变化的关系 Δ_p/ω ，其中取 MS 模自克尔系数的不同值。结果分别显示为 $\mathcal{X}_c = 0$ （红色实线）、 $\mathcal{X}_c = 0.14\omega$ （蓝色点线）和 $\mathcal{X}_c = 0.16\omega$ （绿色虚线），而 Kittel 模的自克尔系数固定为 $\mathcal{X}_b = 0.07\omega$。结果表明，在 MS 模的自克尔系数为零时，即 $\mathcal{X}_c = 0$，输出探测场的吸收谱线呈现出更宽的单 MIT 窗口。然而，当增大 $\mathcal{X}_c$的取值时，每个单 MIT 谱线窗口都会分裂为双窗口。进一步增大这一控制参数，可能会使双 MIT 窗口谱线的可见度进一步增强，这一行为如图6的插图所示。因此，MS 模的自克尔系数提供了一个新的自由度，能够将单 MIT 窗口轮廓分裂为双窗口轮廓。

总之，在本小节中，我们考察了两种自旋模的自克尔系数对 MIT 和 MIA 光谱的影响。结果表明，Kittel 模的自克尔系数能够改变 MIA 谱线的非对称行为，而 MS 模的自克尔系数则会使单个 MIT 窗口分裂为两个不同的窗口。因此，研究 Kittel 模和 MS 模的自克尔系数对 MIT 窗口谱线的影响，对于正确理解腔磁振子学中的干涉现象具有重要意义。在下一小节中，我们将探讨输出探测场的群延迟传播，该场呈现慢光和快光现象。

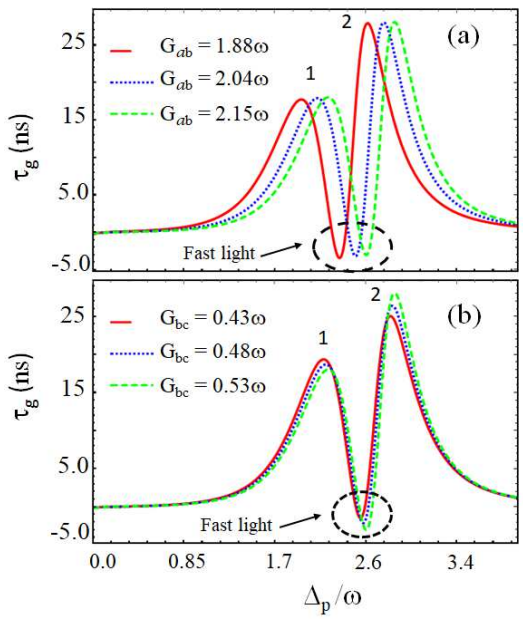

图 7：群延迟 τ_{g} 随归一化光学失谐Δ_p/ω 变化，其中：(a) $G_{\mathrm{ab}} = 1.88\omega$ （红色实线），$G_{\mathrm{ab}} = 2.04\omega$ （蓝色点线）和 $G_{\mathrm{ab}} = 2.15\omega$ （绿色虚线），以及 (b) $G_{\mathrm{bc}} = 0.43\omega$ （红色实线），$G_{\mathrm{bc}} = 0.48\omega$ （蓝色点线）和 $G_{\mathrm{bc}} = 0.53\omega$ （绿色虚线），其中G_{ab} 和 G_{bc} 分别为腔-Kittel 模和磁振子-磁振子模对应的耦合常数。圆圈圈出的区域 $\tau_{\mathrm{g}} < 0$ 表示快光区，而两个尖峰代表慢光情形。其余参数与图2相同。

C. 慢光和快光动力学

人们已通过多种技术在原子蒸气和固态材料中观察到慢光和快光现象。控制光脉冲的群速度，使其极慢或极快地传播，是这些方法的一项重要应用[50, 51]。例如，研究慢光时曾采用原子蒸气或玻色-爱因斯坦凝聚体中的电磁诱导透明过程[52, 53]。Hau 等人展示了在超冷钠原子气体中实现电磁诱导透明的实验，其中光脉冲的传播速度比真空中的光速慢 2000 万倍。除慢光外，研究人员还在原子铯气体和硅微光子器件中报道了快光[54]。随后，Safavi-Naeini 等人展示了通过设计光子-声子相互作用来控制光速的能力，同时在纳米尺度光机械晶体中实现了电磁诱导透明和可编程光学延迟 [55]。因此，自然会引发这样的兴趣：是否存在一种可行的物理构型，能够在慢光与快光之间切换，反之亦然？下文将介绍一种腔磁振子系统，并在其中研究群延迟的传播，探讨如何在单一构型中实现从慢光到快光的切换。

慢光和快光的结果是通过使用群延迟的数学表达式（式 18）获得的。图 7 展示了群延迟 τ_{g} 随归一化光学失谐 Δ_p/ω变化的曲线，参数取不同值：(a) $G_{\mathrm{ab}} = \{1.88\omega,\ 2.04\omega,\ 2.15\omega\}$和 (b) $G_{\mathrm{bc}} = \{0.43\omega,\ 0.48\omega,\ 0.53\omega\}$，其中 G_{ab} 和G_{bc} 分别表示腔-Kittel 模耦合强度和交叉克尔系数。这里，我们展示了双 MIT 窗口轮廓存在区域内的群延迟结果。如图 3 和图 4 所示，两个 MIT 窗口的凹陷都出现在光学失谐轴的左侧，即 $\Delta_p/\omega < 0$，这是因为我们采用了 Kittel 模和 MS 模有效失谐的非零失谐值，即 $\Delta_b' = -0.07\omega$,$\Delta_c' = -0.27\omega$。首先，我们展示腔-Kittel 模耦合常数 G_{ab}取不同值时群延迟随光学失谐的变化结果，见图 7。结果还表明，增大腔-Kittel 模耦合常数会降低 $\Delta_{\mathrm{p}} \approx 2.6\omega$处凹陷的幅度。由于该点的群延迟为负值，因此对应快光。这些发现与图 3 中的先前结果一致：腔-Kittel 模耦合常数降低了探测场的磁振子诱导吸收谱线，并影响 MIT 窗口的幅度。从物理上看，群延迟为负表示在 MIT 窗口内出现慢光，这是由场的相消干涉所致，反之亦然。为进一步研究交叉克尔效应对群延迟传播的影响，图 7(b) 展示了交叉克尔系数 G_{bc}取不同值时群延迟随光学失谐的变化。结果显示的是图 4 所示两个 MIT 窗口存在的光学失谐范围。群延迟有两个明显的峰，代表慢光动力学；然而，虚线圆圈圈出的凹陷代表快光动力学（因为我们在先前的结果中注意到〔见图 4〕，增大交叉克尔系数会改变探测场的磁振子诱导吸收谱线），从而展示了两个 MIT 窗口轮廓中的慢光和快光效应。因此，所提出的方案为在单一配置中实现慢光到快光的切换提供了一种机制。

IV. 结论

我们研究了由微腔和铁磁材料（钇铁石榴石球）组成的腔磁振子系统中的各种光机械非线性效应，该系统包含 Kittel 模和磁静力模，并涉及交叉克尔与自克尔相互作用。根据解析和数值结果，我们观察到了由腔内光场量子干涉引起的磁振子诱导透明（MIT）和磁振子诱导吸收（MIA）。我们研究了腔-Kittel 模和磁振子-磁振子模等耦合参数（交叉克尔效应）的影响。此外，我们阐释了如何恰当调

整这些参数以实现从单到双 MIT 窗口。此外，我们发现，Kittel 模和磁静力（MS）模的自克尔效应均可改变 MIT 和 MIA 现象：Kittel 模的自克尔效应会导致不对称的 MIA 行为，而 MS 模的自克尔效应则会将单 MIT 窗口分裂为两个不同的窗口。我们研究了 MIT 窗口附近的群延迟传播。结果表明，增强交叉克尔效应有助于延长慢光的维持时间。我们的理论模型可为研究腔磁振子学中的非线性效应提供一个新平台，这些效应在量子记忆 [56], 量子纠缠 [19], 和量子信息处理。

披露

作者声明不存在利益冲突。

数据可用性。

本研究未使用任何数据 k.

[1] X. Zhang、C.L. Zou、L. Jiang 和 H. X. Tang，《Sci. Adv.》2 (3)，e1501286（2016年）。[2] X. Zhang、C.-L. Zou、L. Jiang 和 H. X. Tang，《Physical Review Letters》113，156401（2014年）。[3] L. Bai、M. Harder、Y. P. Chen、X. Fan、J. Q. Xiao 和 C.-M. Hu，《Physical Review Letters》114，227201（2015年）。[4] D. Zhang、X. M. Wang、T. F. Li、X. Q. Luo、W. Wu、F. Nori 和 J. Q. You，《npj Quantum Inf.》1，15014（2015年）。[5] D. Lachance-Quirion、Y. Tabuchi、A. Gloppe、K. Us- ami 和 Y. Nakamura，《Appl. Phys. Express》12，070101（2019年）。[6] J. Li、Y.-P. Wang、W.-J. Wu、S.-Y. Zhu 和 J.Q. You，《PRX Quantum》2，040344（2021年）。[7] Y. Tabuchi、S. Ishino、T. Ishikawa、R. Yamazaki、K. Us- ami 和 Y. Nakamura，《Physical Review Letters》113 (8)，083603（2014年）。[8] M. Goryachev、W. G. Farr、D. L. Creedon、Y. H. Fan、M. Kostylev 和 M. E. Tobar，《Phys. Rev. Appl.》2 (5)，054002（2014年）。[9] X. Zhang、C.-L. Zou、N. Zhu、F. Marquardt、L. Jiang 和 H. X. Tang，《Nat. Commun.》6，8914（2015年）。[10] B. Wang、Z.-X. Liu、C. Kong、H. Xiong 和 Y. Wu，《《光学快报》》26，20248（2018年）。[11] R. Raussendorf 和 H. J. Briegel，《Physical Review Letters》86，5188 2001( )。[12] E. Knill、R. Laflamme 和 G. J. Milburn，《《自然》》（伦敦）409，46（2001年）。[13] S. Pirandola、J. Eisert、C. Weedbrook、A. Furusawa 和 S. L. Braunstein，《Nat. Photon.》9，641（2015年）。[14] V. Giovannetti、S. Lloyd 和 L. Maccone，《Physical Revie w Letters》96，010401（2006年）。[15] V. Giovannetti、S. Lloyd 和 L. Maccone，《Nat. Photon.》5，222（2011年）。[16] Y.-P. Wang、J. W. Rao、Y. Yang、P.-C. Xu、Y. S. Gui、B. M. Yao、J. Q. You 和 C.-M. Hu，《Physical Review Letters》123，127202（2019年）。[17] Y. Yang、Y.-P. Wang、J. W. Rao、Y. S. Gui、B. M. Yao、W. Lu 和 C.-M. Hu，《Physical Review Letters》125，147202（2020年）。[18] M. Harder、L. Bai、P. Hyde 和 C.-M. Hu，《Phys. Rev. B》95，214411（2017年）。[19] J. Li、S.-Y. Zhu 和 G. S. Agarwal，《Physical Review Letters》121，203601（2018年）。[20] J. Li、S.-Y. Zhu 和 G. S. Agarwal，《Phys. Rev. A》99，021801 2019(R)（）。

[21] Z. Zhang, M. O. Scully 和 G. S. Agarwal，《Physical Review Research》1, 023021 (2019)。[22] Z.-B. Yang, H. Jin, J.-W. Jin, J.-Y. Liu, H.-Y. Liu 和 R.- C. Yang，《Physical Review Research》3, 023126 (2021)。[23] Z.-B. Yang, W.-J. Wu, J. Li, Y.-P. Wang 和 J. Q. You，《Physical Review A》106, 012419 (2022)。[24] D. Vitali, S. Gigan, A. Ferreira, H. R. B¨ohm, P. Tombesi, A. Guerreiro, V. Vedral, A. Zeilinger 和 M. As- pelmeyer，《Physical Review Letters》98, 030405 (2007)。[25] C. Genes, D. Vitali 和 P. Tombesi，《Physical Review A》77, 050307 2008(R)( )。[26] J. Li 和 S.-Y. Zhu，New Journal of Physics 21, 085001 (2019)。[27] J. M. P. Nair 和 G. S. Agarwal，Applied Physics Letters 117, 084001 2020( )。[28] Z.-B. Yang, X.-D. Liu, X.-Y. Yin, Y. Ming, H.-Y. Liu 和 R.- C. Yang，《Physical Review Applied》15, 024042 (2021)。[29] I.-C. Hoi, A. F. Kockum, T. Palomaki, T. M. Stace, B. Fan, L. Tornberg, S. R. Sathyamoorthy, G. Johansson, P. Delsing 和 C. M. Wilson，《Physical Review Letters》111, 053601 (2013)。[30] A. Vrajitoarea, Z. Huang, P. Groszkowski, J. Koch 和 A. A. Houck，自然·物理16, 211 (2020)。[31] S. Ding, G. Maslennikov, R. Habl¨utzel 和 D. Matsuke- vich，《Physical Review Letters》119,193602 (2017)。[32] B. He, A. V. Sharypov, J. Sheng, C. Simon 和 M. Xiao，《Physical Review Letters》112, 133606 (2014)。[33] K. Xia, F. Nori 和 M. Xiao，《Physical Review Letters》121, 203602 2018( )。[34] R.-C. Shen, Y.-P. Wang, J. Li, S.-Y. Zhu, G. S. Agarwal 和 J. Q. You，《Physical Review Letters》127, 183202 (2021)。[35] Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi 和 H. J. Kimble，《Physical Review Letters》75, 4710 (1995)。[36] D. J. Brod 和 J. Combes，《Physical Review Letters》117, 080502 (2016)。[37] X. Wang, A. Miranowicz 和 F. Nori，Physical Review Ap- plied 12, 064037 (2019)。[38] R. Dassonneville, T. Ramos, V. Milchakov, L. Planat, E. Dumur, F. Foroughi, J. Puertas, S. Leger, K. Bharad- waj, J. Delaforce, C. Naud, W. Hasch-Guichard, J. J. Garc´ıaRipoll, N. Roch 和 O. Buisson，《Physical Review X》10, 011045 (2020)。[39] Y. B. Sheng, F. G. Deng 和 H. Y. Zhou，《Physical Review A》77, 042308 (2008)。[40] B. Chen, C. Jiang 和 K. D. Zhu，《Physical Review A》83, 055803 2011( )。

[41] X.-G. Zhan, L.-G. Si, A.-S. Zheng 和 X. Yang, 《物理学杂志B》46,025501 (2013)。[42] C. Jiang, H. Liu, Y. Cui, X. Li, G. Chen 和 B. Chen, 《光学快报》21, 12165 (2013)。[43] D. Tarhan, 《波兰物理学报A辑》124, 46 (2013) [44] W.-J. Wu, D. Xu, J. Qian, J. Li, Y.-P. Wang 和 J. Q. You，arXiv:2112.13807。[45] D. F. Walls 和 G. J. Milburn, （施普林格，柏林，1994年）。[46] C. W. Gardiner 和 P. Zoller, （施普林格，柏林，2000年）。[47] C. Fabre, M. Pinard, S. Bourzeix, A. Heidmann, E. Gia- cobino, S. Reynaud, 《Physical Review A》49, 1337–1343 (1994)。[48] O. Arcizet, T. Briant, A. Heidmann, M. Pinard, 《Physical Review A》73, 033819 (2006)。[49] G. S. Agarwal 和 S. Huang, 《Physical Review A》81, 041803 (2010)。[50] R. W. Boyd 和 D. J. Gauthier，326，1074（2009年）。[51] M. O. Scully 和 M. S. Zubairy, 《科学》，301，181（2003年）。[52] A. Kasapi、M. Jain、G. Y. Yin 和 S. E. Harris，Physical Review Letters 74，2447（1995年）。[53] F. L. Kien 和 K. Hakuta，Physical Review A 79，013818（2009年）。[54] L. V. Hau、S. E. Harris、Z. Dutton 和 C. H. Behroozi, 《自然》（伦敦）397，594（1999年）。[55] A. H. Safavi-Naeini、T. P. Alegre、J. Chan、M. Eichen- field、M. Winger、Q. Lin、J. T. Hill、D. E. Chang 和 O. Painter, 《自然》（伦敦）472，69（2011年）。[56] V. Fiore、Y. Yang、M. C. Kuzyk、R. Barbour、L. Tian 和 H. Wang，Physical Review Letters 107，133601（2011年）。