

文章编号: 1004-4353(2023)04-0317-07

双腔磁振子系统的法诺共振及其快慢光传播

罗弋雄, 刘洪雨

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 为了研究腔磁力系统中的吸收和透射光谱, 建立了一个混合双腔磁力系统. 该系统由两个相互正交的微波腔和 1 个放置在中心的铁磁材料(钇铁石榴石球, YIG)组成. 研究显示: 通过调节各子系统间的相互作用强度和腔 1 与磁子的耗散比可以增强系统中的磁子诱导透明(MIT)现象和磁力诱导透明(MMIT)现象, 并可实现快慢光的便捷调控; 通过调节系统中的相互作用强度和非共振参数可获得更好的法诺共振效果. 该研究结果可为研究量子现象、量子信息储存和高精度量子传感测量等提供良好参考.

关键词: 双腔磁力系统; 法诺共振现象; 快慢光传输; 磁子诱导透明; 磁力诱导透明; 群延迟

中图分类号: O431

文献标志码: A

Fano resonance and fast and slow light propagation in a two-cavity magnomechanic system

LUO Yixiong, LIU Hongyu

(College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China)

Abstract: In order to study the absorption and transmission spectrum in a cavity magnomechanical system, a hybrid two-cavity magnomechanical system was established. The system consists of two microwave cavities orthogonal to each other and a ferromagnetic material (yttrium iron garnet sphere, YIG), placed in the center. The study demonstrates that the magnon-induced transparency (MIT) and magnomechanical-induced transparency (MMIT) phenomena in the system can be enhanced by adjusting the interaction strengths among individual subsystems and the dissipation ratio between cavity 1 and magnon, and convenient manipulation of fast-slow light propagation can be realized. Better Fano resonance effects can be obtained by adjusting the system interaction strengths and non-resonant parameters. These results can provide a valuable reference for studying quantum phenomena, quantum information storage and high-precision quantum sensing measurement.

Keywords: two-cavity magnomechanical system; Fano resonance phenomena; fast-slow light propagation; magnon induced transparency; magnomechanical induced transparency; group delay

0 引言

研究显示, 不同频率的光和物质在相互作用的过程中会产生一些独特的现象, 如电磁诱导透明(EIT)^[1]、光力诱导透明(OMIT)^[2]、诱导放大^[3]、光的相干操纵^[4]和冷却^[5-6]等. 由于这些独特的现象在量子通信中具有重要作用, 因此受到学者们的广泛关注. 2018 年, Li 等^[7]提出了一种在混合腔磁力系统中生成声子的方案. 由于该方案所使用的铁磁性材料具有阻尼率低、自旋密度高, 以及它与微波光子具

收稿日期: 2023-07-24

基金项目: 国家自然科学基金(62165014)

第一作者: 罗弋雄(2000—), 男, 硕士研究生, 研究方向为量子光学.

通信作者: 刘洪雨(1982—), 男, 博士, 副教授, 研究方向为量子光学.

有较强的协同性等优点,因此该方案为研究不同频率的光与物质的相互作用提供了一个良好平台.此外,一些学者还对基于腔磁力系统的磁力诱导透明(MMIT)、磁子诱导透明(MIT)^[8]和双稳性^[9]、磁子克尔效应^[10]、贝尔非局域性^[11]、快慢光传输^[12-13]等量子现象进行了研究,并在实验上实现了腔磁力系统中的磁力诱导透明现象^[14].

法诺共振现象是一种在不同系统共振态之间产生的量子干涉现象.由于利用法诺共振的特殊线形特征可以对光学器件的频率进行精确选择和调控,以及利用法诺共振的干涉效应可以耦合和操控量子比特,因此近年来一些学者对其进行了研究^[15-17].基于上述研究,本文通过建立双腔磁力系统研究了不同子系统之间的耦合参数和腔磁耗散比对磁子诱导透明、磁力诱导透明、快慢光传输现象的影响,以及不同非共振参数下的法诺共振现象.

1 系统模型及其哈密顿

图 1 为混合双腔磁力系统模型的示意图及其等效模式的耦合模型.该模型由平行 x 轴的微波腔 1、平行 y 轴的微波腔 2 和 1 个 YIG 球组成,其中 YIG 球位于两个正交微波腔场之间的中心,其直径为 $250\ \mu\text{m}$.该系统包含 3 种不同类型的激发,即光子、磁子和声子. YIG 球中的磁子模由均匀的偏置磁场激活,同时被激活的磁子能够使 YIG 球发生几何形变而形成振动模(声子).模型中,磁子模和微波腔通过磁偶极相互作用耦合,磁子模与声子通过磁致伸缩相互作用耦合.由于单个磁子的磁力耦合强度非常弱,因此本文通过对磁子施加外部微波驱动场来增强磁力耦合强度,同时采用一个弱的探测场驱动微波腔.

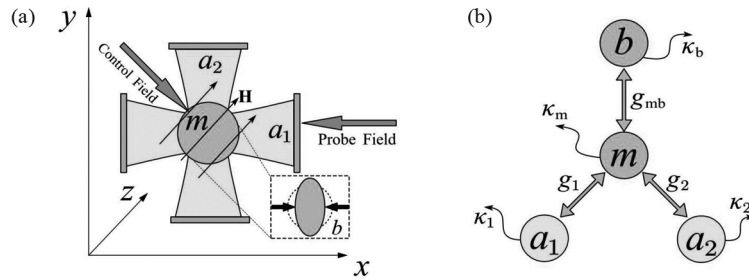


图 1 混合双腔磁力系统模型的示意图(a)及其等效模式的耦合模型(b)

由于球的尺寸远小于微波波长,因此光子对声子作用产生的辐射压和磁子的克尔非线性对系统哈密顿量的影响可以忽略不计.由此得到的系统在旋波近似下的哈密顿量为:

$$H/\hbar = \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \omega_m m^\dagger m + \omega_b b^\dagger b + g_1 (m^\dagger a_1 + m a_1^\dagger) + g_2 (m^\dagger a_2 + m a_2^\dagger) + g_{mb} m^\dagger m (b^\dagger + b) + i\Omega (m^\dagger e^{-i\omega_{pu}t} - m e^{i\omega_{pu}t}) + i\epsilon_{pr} (a_1^\dagger e^{-i\omega_{pr}t} - a_1 e^{i\omega_{pr}t}). \quad (1)$$

其中: ω_1 、 ω_2 、 ω_m 和 ω_b 分别为微波腔 1、微波腔 2、磁子和声子的谐振频率; a_1^\dagger 、 a_2^\dagger 、 m^\dagger 和 b^\dagger (a_1 、 a_2 、 m 和 b) 分别为腔 1、腔 2、磁子和声子在谐振频率上的产生(湮灭)算符($[O, O^\dagger] = 1$, $O = a_1, a_2, m, b$); g_1 是磁子与微波腔 1 相互作用的耦合强度; g_2 是磁子与微波腔 2 相互作用的耦合强度; g_{mb} 是磁子与声子相互作用的耦合强度; 磁子频率 ω_m 由旋磁比 γ_g ($\gamma_g/(2\pi) = 28\ \text{GHz/T}$) 和外部偏置磁场 H 决定,即 $\omega_m = \gamma_g H$; 拉比频率 Ω ($\Omega = \frac{\sqrt{5}}{4} \gamma_g \sqrt{N} B_0$, 其中 N 为自旋总数 ($N = \rho V$, 自旋密度 $\rho = 4.22 \times 10^{27}\ \text{m}^{-3}$), B_0 为驱动场振幅)^[7] 表示磁子模驱动强度; ω_{pu} 为驱动场频率^[8]; ω_{pr} 为探测场频率,其振幅 $\epsilon_{pr} = \sqrt{2P_{pr}\kappa_1/\hbar\omega_{pr}}$ (P_{pr} 为探测场输入功率).在驱动频率为 ω_{pu} 的旋转框架下,系统的哈密顿量为:

$$H/\hbar = \Delta_1 a_1^\dagger a_1 + \Delta_2 a_2^\dagger a_2 + \Delta_m m^\dagger m + \omega_b b^\dagger b + g_1 (m^\dagger a_1 + m a_1^\dagger) + g_2 (m^\dagger a_2 + m a_2^\dagger) + g_{mb} m^\dagger m (b^\dagger + b) + i\Omega (m^\dagger - m) + i\epsilon_{pr} (a_1^\dagger e^{-i\delta t} - a_1 e^{i\delta t}). \quad (2)$$

其中: Δ_1 ($\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{pu}$)、 Δ_2 ($\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{pu}$) 和 Δ_m ($\Delta_m = \omega_m - \omega_{pu}$) 分别为腔 1、腔 2 和磁子的失谐; δ 为探测场失谐, $\delta = \omega_{pr} - \omega_{pu}$.系统中具有耗散和噪声的量子海森堡-朗之万方程为:

$$\begin{aligned}
\dot{a}_1 &= -i\Delta_1 a_1 - ig_1 m - \kappa_1 a_1 + \epsilon_{\text{pr}} e^{-i\delta t} + \sqrt{2\kappa_1} a_1^{\text{in}}(t), \\
\dot{a}_2 &= -i\Delta_2 a_2 - ig_2 m - \kappa_2 a_2 + \sqrt{2\kappa_2} a_2^{\text{in}}(t), \\
\dot{m} &= -i\Delta_m m - ig_1 a_1 - ig_2 a_2 - \kappa_m m - ig_{\text{mb}} m(b + b^\dagger) + \Omega + \sqrt{2\kappa_m} m^{\text{in}}(t), \\
\dot{b} &= -i\omega_b b - ig_{\text{mb}} m^\dagger - \kappa_b b + \sqrt{2\kappa_b} b^{\text{in}}(t).
\end{aligned} \tag{3}$$

其中: $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_m$ 和 κ_b 分别为腔1、腔2、磁子和声子的耗散率, $a_1^{\text{in}}(t), a_2^{\text{in}}(t), m^{\text{in}}(t)$ 和 $b^{\text{in}}(t)$ 是具有零平均值的真空输入噪声算符, 满足 $\langle \hat{q}^{\text{in}} \rangle = 0$ ($q = a_1, a_2, m, b$)^[18]. 磁子模 m 由一个微波场强驱动, 因此磁子模 m 会产生一个较大的稳态振幅 ($|\langle m_s \rangle| \gg 1$). 此外, 由于磁振子是通过分束器型相互作用耦合到腔模的, 因此腔 a_1 和腔 a_2 也会生成一个较大的稳态振幅 ($|\langle a_{1s} \rangle| \gg 1, |\langle a_{2s} \rangle| \gg 1$). 为了获得探测场的输出振幅, 本文将方程(3)转换为线性方程 ($O = O_s + O_+ e^{-i\delta t} + O_- e^{i\delta t}, O = a_1, a_2, m, b$ ^[19]), 由此得到的系统稳态解为:

$$a_{1s} = \frac{-ig_1 m_s}{i\Delta_1 + \kappa_1}, a_{2s} = \frac{-ig_2 m_s}{i\Delta_2 + \kappa_2}, b_s = \frac{-ig_{\text{mb}} |m_s|^2}{i\omega_b + \kappa_b}, m_s = \frac{-ig_1 a_{1s} - ig_2 a_{2s} + \Omega}{i\tilde{\Delta}_m + \kappa_m}. \tag{4}$$

其中: 磁子与驱动场的有效失谐为 $\tilde{\Delta}_m = \Delta_m + g_{\text{mb}}(b_s + b_s^*)$. 由于高频振荡项 ($O_- e^{i\delta t}$) 对系统的影响十分微弱, 因此可将其忽略, 即可仅保留共振项 (O_+). 共振项满足以下关系:

$$\begin{aligned}
(i\lambda - \kappa_1)a_{1+} - ig_1 m_+ + \epsilon_{\text{pr}} &= 0, (i\lambda - \kappa_2)a_{2+} - ig_2 m_+ = 0, \\
(i\lambda - \kappa_m)m_+ - ig_1 a_{1+} - ig_2 a_{2+} - iGb_+ &= 0, (i\lambda - \kappa_b)b_+ - iG^* m_+ = 0.
\end{aligned} \tag{5}$$

其中: G 为有效磁子-声子耦合强度, $G = g_{\text{mb}} m_s$. 在系统的可解析边带区域令 $\omega_i \gg \kappa_i$ ($i = 1, 2$), $\Delta_1 = \Delta_2 = \tilde{\Delta}_m = \omega_b$, $\lambda = \delta - \omega_b$, 由此再通过求解线性化后的共振项 O_+ 方程可得系统的输出场响应, 为:

$$a_{1+} = \frac{\epsilon_{\text{pr}}}{\kappa_1 - i\lambda + g_1^2 / \left(\kappa_m - i\lambda + \frac{g_2^2}{\kappa_2 - i\lambda} + \frac{|G|^2}{\kappa_b - i\lambda} \right)}. \tag{6}$$

由腔场的输入输出关系 ($\epsilon_{\text{out}} = \epsilon_{\text{in}} - 2\kappa_1 a_{1+}$, ϵ_{in} 和 ϵ_{out} 分别是输入场和输出场向量)^[8] 可得系统的输出场振幅为 $\epsilon_{\text{out}} = 2\kappa_1 a_{1+} / \epsilon_{\text{pr}}$, 其中实部 $\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}] = 2\kappa_1 a_{1+} / \epsilon_{\text{pr}}$ (表示吸收), 虚部 $\text{Im}[\epsilon_{\text{out}}] = 2\kappa_1 a_{1+} / \epsilon_{\text{pr}}$ (表示色散).

由公式 ($\epsilon_{\text{out}} = 2\kappa_1 a_{1+} / \epsilon_{\text{pr}}$) 可知, 探测场的透射与输出场振幅之间的关系可表示为 $t_p = 1 - \epsilon_{\text{out}} = 1 - 2\kappa_1 a_{1+} / \epsilon_{\text{pr}}$. 由此可进一步得出输出场的相位变化为 $\phi_\tau = \arg[\epsilon_{\text{out}}]$, 系统中群延迟的表达式为 $\tau_g = \partial \phi_\tau / \partial \omega_{\text{pr}}$ (其中群延迟的正(负)值表示光传输慢(快)的发生). 由这两个式子可知, 输出场的相位变化是产生快慢光的原因.

2 双腔磁力系统的磁子诱导透明和磁力诱导透明现象

图2为不同腔1-磁子耗散比 η ($\eta = \kappa_1 / \kappa_m$) 时吸收光谱 ($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$) 与归一化探测场失谐 (δ / ω_b) 的关系, 其中 $\frac{\omega_1}{2\pi} = 10 \text{ GHz}$, $\frac{\omega_2}{2\pi} = 10 \text{ GHz}$, $\frac{\omega_m}{2\pi} = 10 \text{ GHz}$, $\frac{\omega_b}{2\pi} = 10 \text{ MHz}$, $\frac{\kappa_m}{2\pi} = 0.1 \text{ MHz}$, $\frac{\kappa_2}{2\pi} = 0.1 \text{ MHz}$, $\frac{\kappa_b}{2\pi} = 100 \text{ Hz}$ ^[14]. 图2(a)为系统中只存在腔1-磁子耦合强度 ($\frac{g_1}{2\pi} = 4 \text{ MHz}$, $\frac{g_2}{2\pi} = \frac{G}{2\pi} = 0$) 时系统产生的磁子诱导透明(MIT)窗口. 由图2(a)可以看出, 当腔1-磁子耗散比 η 为20时, 系统在探测场失谐与声子的谐振频率共振处出现了透明窗口(其原因是系统中产生了磁子诱导透明(MIT)现象), 并且透明窗口随着腔1-磁子耗散比 η 的减小变得越来越深和越宽. 由此表明, 腔1-磁子耗散比 η 越小, 系统的透明效果越好. 图2(b)为系统中含有腔1-磁子耦合强度和腔2-磁子耦合强度 ($\frac{g_1}{2\pi} = \frac{g_2}{2\pi} = 4 \text{ MHz}$, $\frac{G}{2\pi} = 0$) 时系统在探测场失谐与声子的谐振频率共振处两侧出现的磁子诱导透明窗口. 由图2(b)可以看出, 透明窗

口出现了分裂现象,即由一个透明窗口变为两个(其原因是新引入的腔 2-磁子间的相互作用使系统产生了一个新的磁子诱导透明窗口). 图 2(c) 为在系统中引入磁子-声子耦合强度($\frac{g_1}{2\pi} = \frac{g_2}{2\pi} = \frac{G}{2\pi} = 4 \text{ MHz}$) 时系统在探测场失谐与声子的谐振频率共振处两侧出现的磁子诱导透明窗口和磁力诱导透明窗口. 由图 2(c) 可以看出,此时的透明窗口的深度和宽度比图 2(b) 的更深、更宽(其原因是在系统中引入声子后,其产生的磁力诱导透明(MMIT) 增强了系统的诱导透明效果). 在图 2(c) 中,没有出现新的透明窗口的原因是:输出场响应表达式中的腔 2 作用项与声子作用项的位置相同,且其作用类似.

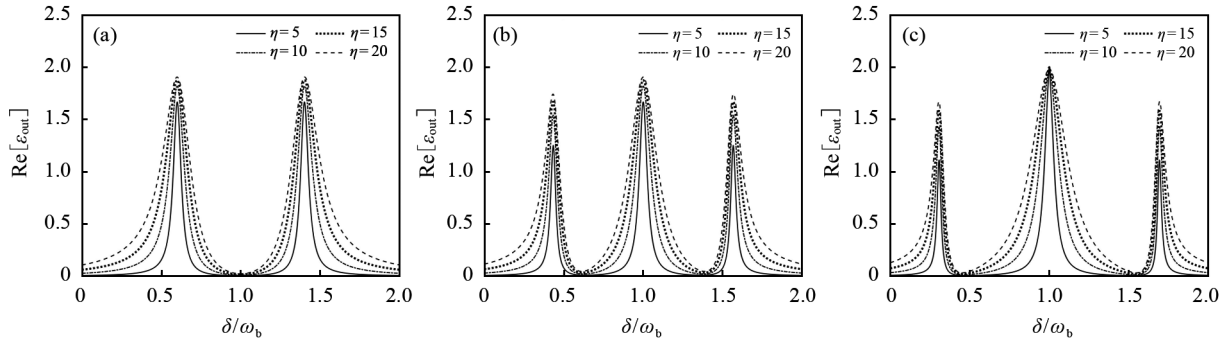


图 2 不同腔 1-磁子耗散比(η) 时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$) 与归一化探测场失谐(δ/ω_b) 的关系

图 3 为不同腔 2-磁子耦合强度(g_2) 时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$) 与归一化探测场失谐(δ/ω_b) 的关系. 图 3(a) 为固定腔 1-磁子耗散比($\eta=5$) 且系统中只存在腔 1、腔 2 与磁子的耦合强度($\frac{g_1}{2\pi}=4 \text{ MHz}$, $\frac{G}{2\pi}=0$) 时系统在共振处两侧出现的磁子诱导透明窗口. 由图 3(a) 可以看出,磁子诱导透明窗口的深度和宽度随着腔 2-磁子耦合强度 g_2 的增大而变得越来越深和越宽,即腔 2-磁子耦合强度 g_2 越大,系统的透明效果越好. 图 3(b) 为固定腔 1-磁子耗散比($\eta=5$) 且在系统中引入磁子-声子相互作用($\frac{g_1}{2\pi}=4 \text{ MHz}$, $\frac{G}{2\pi}=4 \text{ MHz}$) 时系统在共振处两侧出现的磁子诱导透明窗口和磁力诱导透明窗口. 由图 3(b) 可以看出,吸收谱中央共振处的洛伦兹峰随着磁子-声子相互作用的增强而升高,且其透明窗口的深度和宽度比图 3(a) 的更深和更宽(其原因是在系统中引入声子后,其产生的磁力诱导透明(MMIT) 增强了系统的诱导透明效果).

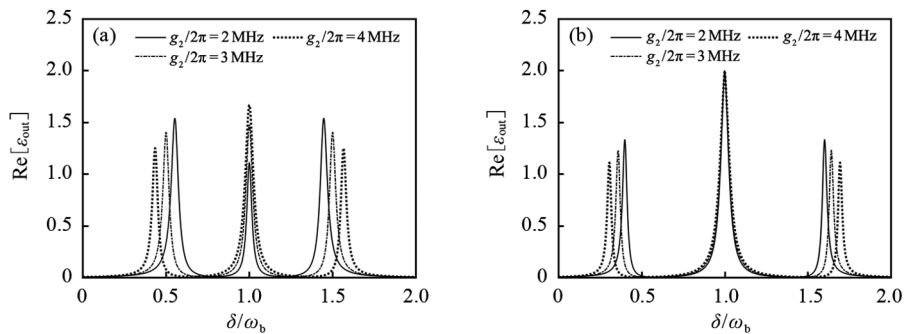


图 3 不同腔 2-磁子耦合强度(g_2) 时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$) 与归一化探测场失谐(δ/ω_b) 的关系

图 4 为不同腔 1-磁子耦合强度(g_1) 时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$) 与归一化探测场失谐(δ/ω_b) 的关系. 图 4(a) 为固定腔 1-磁子耗散比($\eta=5$) 且系统中只存在腔 1、腔 2 与磁子的耦合强度($\frac{g_2}{2\pi}=4 \text{ MHz}$, $\frac{G}{2\pi}=0$) 时系统在共振处两侧出现的磁子诱导透明窗口. 由图 4(a) 可以看出,磁子诱导透明窗口的深度和宽度随着腔 1-磁子耦合强度的增大而变得越来越深和越宽,即腔 1-磁子耦合强度越大,系统的透明效果越

好.图4(b)为固定腔1-磁子耗散比($\eta=5$)并在系统中引入磁子-声子耦合强度($\frac{g_2}{2\pi}=4\text{ MHz}$, $\frac{G}{2\pi}=4\text{ MHz}$)时系统在共振处两侧出现的磁子诱导透明窗口和磁力诱导透明窗口.由图4(b)可以看出,吸收谱中央共振处的洛伦兹峰随着磁子-声子相互作用的增强而升高,且其透明窗口的深度和宽度比图4(a)的更深和更宽(其原因与图3(b)相同).对比图3与图4可以看出,通过调控系统中的腔1-磁子耦合强度可获得更好的透射效果和反射效果.

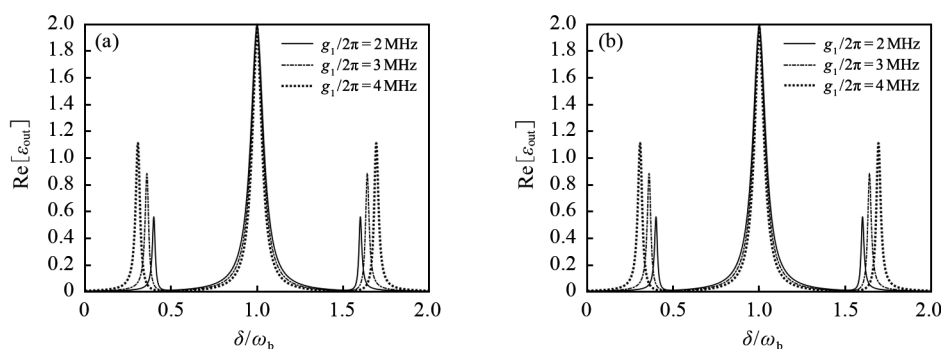


图4 不同腔1-磁子耦合强度(g_1)时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$)与归一化探测场失谐(δ/ω_b)的关系

图5为不同磁子-声子耦合强度(G)时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$)与归一化探测场失谐(δ/ω_b)的关系(固定腔1-磁子耗散比($\eta=5$)和腔1、腔2与磁子耦合强度($\frac{g_1}{2\pi}=\frac{g_2}{2\pi}=4\text{ MHz}$)).由图5可以看出,共振处两侧出现磁子诱导透明窗口和磁力诱导透明窗口,且透明窗口的深度和宽度随着磁子-声子耦合强度的增大而变得越来越深和越宽,同时在共振处出现了更高的峰(其原因是在系统中引入声子后,其所产生的磁力诱导透明(MMIT)增强了系统的诱导透明效果).上述表明,在实验可行参数^[14]范围内,磁子-声子耦合强度越大,系统的透明效果越好.

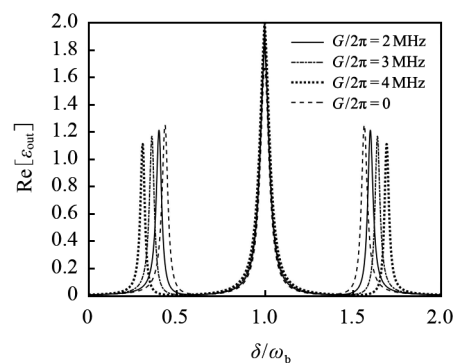


图5 不同磁子-声子耦合强度(G)时吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$)与归一化探测场失谐(δ/ω_b)的关系

3 输出场的法诺共振

图6为不同耦合参数时非对称吸收谱($\text{Re}[\epsilon_{\text{out}}]$)中的法诺共振谱线随归一化探测场失谐(δ/ω_b)的变化关系.图6(a)为系统中只存在腔1-磁子耦合强度($\frac{g_1}{2\pi}=4\text{ MHz}$, $\frac{g_2}{2\pi}=\frac{G}{2\pi}=0$)时的法诺共振谱线.由图6(a)可以看出,输出光谱是由非共振相互作用($\tilde{\Delta}_m=0.7\omega_b$)和其他共振相互作用($\tilde{\Delta}_j=\omega_b, j=a_1, a_2, b$)形成干涉^[8]后而产生的不对称的双法诺共振波形.图6(b)为在系统中引入腔2-磁子耦合强度($\frac{g_1}{2\pi}=\frac{g_2}{2\pi}=4\text{ MHz}$, $\frac{G}{2\pi}=0$)时的法诺共振谱线.由图6(b)可以看出,图像中出现了新的磁子诱导透明窗口,即由双法诺共振谱变为三法诺共振谱(其原因是新引入的腔2-磁子相互作用使系统产生了一个新的磁子诱导透明(MIT)窗口).图6(c)为在系统中引入磁子-声子耦合强度($\frac{g_1}{2\pi}=\frac{g_2}{2\pi}=\frac{G}{2\pi}=4\text{ MHz}$)时的法诺共振谱线.由图6(c)可以看出,中央共振处的洛伦兹峰随着磁子-声子相互作用的增强而升高,且透明窗口的深度和宽度变得越来越深和越宽(其原因是在系统中引入声子后,其产生的磁力诱导透明(MMIT)增强了系统的诱导透明效果).图6表明,在具有类光力学相互作用的系统中,法诺共振产生的

原因是系统中存在非共振相互作用. 在本文所构建的系统中, 由于磁子模与声子模的耦合是通过类光学相互作用实现的(这种非共振相互作用对应于驱动磁子的反斯托克斯过程中的磁子有效失谐与声子频率的不共振($\tilde{\Delta}_m \neq \omega_b$)), 因此光谱中会呈现出不对称的法诺波形.

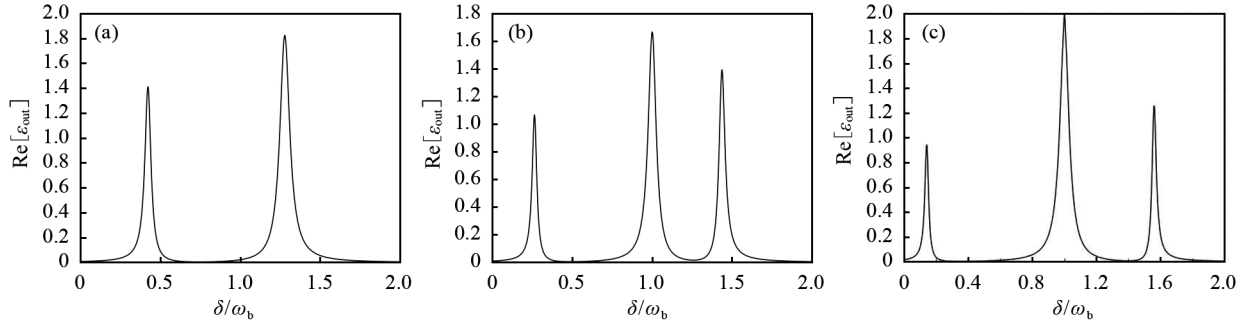


图 6 不同耦合参数时非对称吸收谱 ($\text{Re}[\varepsilon_{\text{out}}]$) 中的法诺共振谱线随归一化探测场失谐 (δ/ω_b) 的变化关系

图 7 为不同非共振参数时非对称吸收谱 ($\text{Re}[\varepsilon_{\text{out}}]$) 中的法诺共振谱线随归一化探测场失谐 (δ/ω_b) 的变化关系. 图 7(a) 为磁子与驱动场的有效失谐与声子频率共振 ($\tilde{\Delta}_m = \omega_b$) 时系统的法诺共振谱线. 由图 7(a) 可以看出, 当系统中不存在非共振相互作用 ($\tilde{\Delta}_m = \omega_b$) 时, 系统中的法诺共振现象消失. 图 7(b) 为不断改变磁子与驱动场的有效失谐 ($\tilde{\Delta}_m = 1.3\omega_b$) 时系统的法诺共振谱线. 由图 7(b) 可以看出, 输出光谱表现为不对称的三法诺共振波形. 对比图 6(c) 和图 7(b) 可以看出, 法诺共振峰由 $\tilde{\Delta}_m = 0.15\omega_b$ 处移动到 $\tilde{\Delta}_m = 1.85\omega_b$ 处. 图 7(c) 为进一步增大磁子与驱动场的有效失谐 ($\tilde{\Delta}_m = 1.6\omega_b$) 时系统的法诺共振谱线. 由图 7(c) 可以看出, 法诺共振谱线的窗口变宽. 图 7 表明, 磁子的非共振相互作用和共振点 ($\tilde{\Delta}_m = \omega_b$) 的绝对差越大, 系统的法诺共振现象越明显.

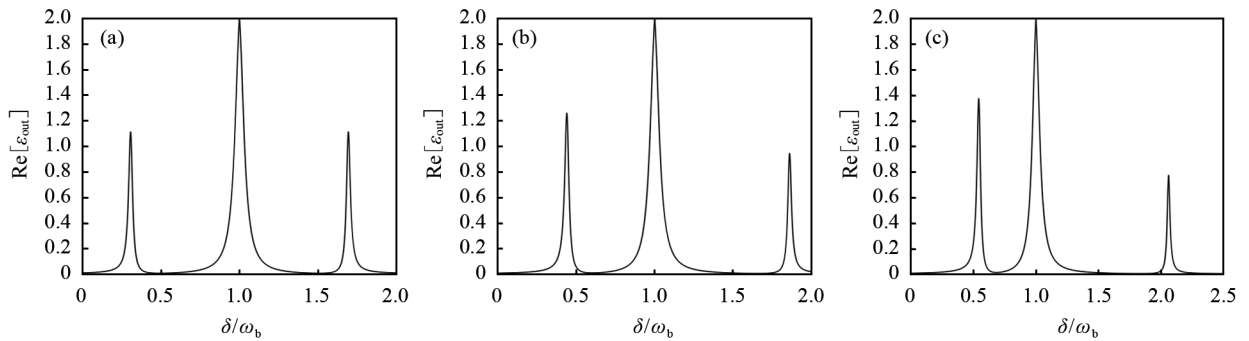


图 7 不同非共振参数时非对称吸收谱 ($\text{Re}[\varepsilon_{\text{out}}]$) 中的法诺共振谱线随归一化探测场失谐 (δ/ω_b) 的变化关系

4 混合双腔磁力系统中的快慢光传输

图 8 为不同耦合参数时群延迟 (τ_g) 与归一化探测场失谐 (δ/ω_b) 的变化关系. 由图 8 可以看出, 通过改变系统中的相互作用参数, 可以实现相同归一化探测场失谐处的快慢光转换, 并且在 $\frac{g_1}{2\pi} = \frac{g_2}{2\pi} = \frac{G}{2\pi} = 4$ MHz 时可以实现 $1.9 \mu\text{s}$ 的快光传播和 $1 \mu\text{s}$ 的慢光传播. 由此表明, 通过改变系统中的耦合强度可以实现快慢光的便捷调控和提高快慢光的传播速度.

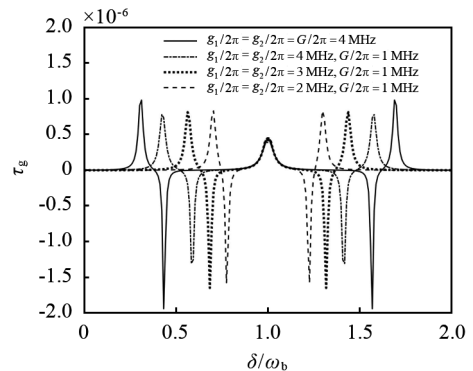


图 8 不同耦合参数时群延迟 (τ_g) 与归一化探测场失谐 (δ/ω_b) 的变化关系

5 结论

在混合双腔磁力系统对探测场的吸收谱进行研究表明:由于非线性磁子与光子的相互作用和声子与磁子的相互作用,在吸收谱上出现了磁子诱导透明窗口(MIT)和磁力诱导透明窗口(MMIT);通过选择合适的系统耗散和耦合参数对系统进行调制,不但可以增强其透明效果,而且还可以实现快慢光的便捷调控以及提高快慢光的传播速度;通过调节系统中的耦合参数和非共振相互作用,在输出光谱中可获得法诺共振现象.本文研究结果可为量子比特操控、光学传感器和光纤通信系统制造以及量子信息存储的研究提供参考.在今后的研究中,我们将对其他模型中的诱导透明现象、法诺共振现象等进行研究.

参考文献:

- [1] AGARWAL G S, HUANG S M. The electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(4):041803.
- [2] YANG Q, HOU B P, LAI D G. Local modulation of double optomechanically induced transparency and amplification[J]. *Optics Express*, 2017, 25(9):9697-9711.
- [3] JIN H, YANG Z B, JIN J W, et al. Microwave amplification in a PT-symmetric-like cavity magnomechanical system[J]. *Optik*, 2022, 260:169035.
- [4] LEI F C, GAO M, DU C, et al. Three-pathway electromagnetically induced transparency in coupled-cavity optomechanical system[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9):11508-11517.
- [5] SCHLIESSER A, RIVIÈRE R, ANETSBERGER G, et al. Resolved-sideband cooling of a micromechanical oscillator[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(5):415-419.
- [6] LI Y, ZHENG J J, GAO J, et al. Design of dispersive optomechanical coupling and cooling in ultrahigh-Q/V slot-type photonic crystal cavities[J]. *Optics Express*, 2010, 18(23):23844-23856.
- [7] LI J, ZHU S Y, AGARWAL G S. Magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(20):203601.
- [8] ULLAH K, NASEEM M T, MÜSTECAPLIOĞLU Ö E. Tunable multiwindow magnomechanically induced transparency, Fano resonances, and slow-to-fast light conversion[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3):033721.
- [9] YANG Z B, JIN H, JIN J W, et al. Bistability of squeezing and entanglement in cavity magnonics[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(2):023126.
- [10] YANG Z B, LIU J S, JIN H, et al. Entanglement enhanced by Kerr nonlinearity in a cavity-optomagnonics system[J]. *Optics Express*, 2020, 28(21):31862-31871.
- [11] YANG Z B, LIU X D, YIN X Y, et al. Controlling stationary one-way quantum steering in cavity magnonics[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(2):024042.
- [12] LIU Z X, XIONG H, WU Y. Room-temperature slow light in a coupled cavity magnon-photon system[J]. *IEEE Access*, 2019, 7:57047-57053.
- [13] KONG C, WANG B, LIU Z X, et al. Magnetically controllable slow light based on magnetostrictive forces[J]. *Optics Express*, 2019, 27(4):5544-5556.
- [14] ZHANG X, ZOU C L, JIANG L, et al. Cavity magnomechanics[J]. *Science Advances*, 2016, 2(3):e1501286.
- [15] FANO U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts[J]. *Physical Review*, 1961, 124(6):1866.
- [16] RYBIN M V, KHANIKAEV A B, INOUE M, et al. Fano resonance between Mie and Bragg scattering in photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(2):023901.
- [17] KAUR S, YAO B, GUI Y S, et al. On-chip artificial magnon-polariton device for voltage control of electromagnetically induced transparency[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016, 49(47):475103.
- [18] XIONG H, WU Y. Fundamentals and applications of optomechanically induced transparency[J]. *Applied Physics Reviews*, 2018, 5(3):031305.
- [19] HUANG S M, AGARWAL G S. Electromagnetically induced transparency with quantized fields in optocavity mechanics[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(4):043826.