

基于磁光力系统的相干光学传输特性研究

侯宝成, 陈华俊*

安徽理工大学力学与光电物理学院, 安徽 淮南 232001

摘要 提出了一个包含磁振子-声子-光子三者相互作用的磁光力系统,该系统由一个磁振子(钇铁石榴石小球)和一个光学谐振腔构成。在该系统中,利用大量自旋的亚铁磁体的集体运动来表征磁振子,并且磁振子和光子通过磁偶极子相互作用耦合,磁振子和声子通过磁致伸缩相互作用耦合。利用严格的量子光学理论与输入-输出关系理论,研究了该系统中的相干光学传输特性。通过调控该系统中的参数,实现了对输出场的有效调控,为宏观量子现象的研究提供了一个有前景的平台。

关键词 量子光学; 磁振子; 腔磁机械系统; 三重耦合

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.2127001

Coherent Optical Transmission Characteristics Based on Magneto-Optical Force System

Hou Baocheng, Chen Huajun*

School of Mechanics and Optoelectronic Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan, Anhui 232001, China

Abstract A magneto-optical force system including magnon-phonon-photon interaction is proposed, which comprises of a magnon (YIG sphere) and an optical resonator. In this system, the magnons are characterized by the collective motion of the majority of spins in macroscopic ferrimagnet, and coupled with photons via magnetic dipole interaction and with phonons via magneto-strictive interaction, respectively. Based on the rigorous theories of quantum optics and input-output relationship, the coherent optical transmission properties in the proposed system are studied. By controlling the parameters of the system, the output field can be controlled effectively, which provides a promising platform for the study of macroscopic quantum phenomena.

Key words quantum optics; magnon; cavity magnetomechanical system; triple coupling

OCIS codes 270.5580; 220.4880

1 引言

随着激光技术的飞速发展,腔光力系统中的许多奇特现象逐渐被发现,并得到了人们的广泛关注^[1-4]。法布里-珀罗腔是一个经典的腔光力学系统,结构较为简单,由两个平行放置的反射镜组成,一个是固定的,另一个是可移动的,两者通过辐射压力被耦合到腔场。近年来,研究者在利用铁磁性系统的自旋系簇激发实现强轻物质相互作用方面取得

了重大进展,因此磁性系统在腔光力学中的应用及其量子特性成为了研究热点。已有研究表明,钇铁石榴石(YIG)球中的均匀进动模式(Kittel mode)与微波腔光子的强耦合^[5-6]和超强耦合^[7-8]导致腔磁极化声子^[9-12]和真空拉比分裂的产生。腔内光子与YIG小球之间的强耦合使不同载体之间的信息传递成为可能,因此许多最初在腔量子电动力学中发展起来的想法可以应用于腔磁量子电动力学中。在腔磁量子动力学的背景下发生了许多有趣的现象,

收稿日期: 2021-03-18; **修回日期:** 2021-05-10; **录用日期:** 2021-05-18

基金项目: 国家自然科学基金(11804004,11647001)、中国博士后科学基金资助项目(2020M681973)

通信作者: *chenphysics@126.com

如电磁诱导透明^[13-14]、双稳态^[15]和单个超导量子比特到基特模式^[16]的耦合等。显然,磁振子系统为研究强耦合腔量子动力学的独特效应提供了一个新的平台。这与半导体量子位、超导量子位和双量子点提供的平台非常相似^[17-18]。有关 YIG 的研究是近年来的研究热点。Li 等^[19]在腔光机械系统中放置一个由磁场直接驱动的 YIG 小球,其中微波腔光子通过磁偶极子的相互作用被耦合到磁振子中,磁振子通过磁致伸缩相互作用被耦合到声子中。在腔输出中观察到了磁振子^[20-22]-光子^[23-24]-声子的耦合结果,进而观察到了各种光学现象。该研究是在平均场水平上进行的,即忽略了所有的量子涨落^[25]。

本文基于文献^[19],提出了一个谐振腔磁力学机械系统。利用大量自旋的亚铁磁体的集体运动来表征磁振子,YIG 球体内部磁振子激发引起的磁化强度变化导致 YIG 球体的几何结构变形,从而形成 YIG 球体的振动模式^[26]。在磁振子-光子-声子系统中,通过调节相关参数,可以得到不同的相干特性,并在系统中发现了不同于腔光机械系统的吸收峰谱,因此可以实现如光子开关、光子路由、光子交换等全光学控制光子器件在量子信息处理方面的应用^[27-28]。由于腔场与磁振子之间的相干耦合对温度有很高的鲁棒性,所有的耦合在室温条件下都是稳定的^[29]。

2 模型与理论

本文采用的是一个混合谐振腔磁力学机械系统,它由腔微波光子、磁振子和声子组成,如图 1 所示,其中 ϵ_{outL} 、 ϵ_{outR} 分别是左右腔的输出场。左右两侧是部分透射的光学腔镜,中间放置的是谐振频率为 ω_m 的 YIG 小球。YIG 球处于均匀偏置磁场和微波腔模的最大磁场附近,建立磁振子-光子耦合系统。利用微波源直接驱动磁振子模式以增强磁振子机械耦合。腔模的偏置磁场(z 方向)、驱动磁场(y 方向)和腔模磁场(x 方向)在 YIG 球中相互垂直。系统的哈密顿量^[19,25]可以写为

$$H = \hbar\Delta_a a^\dagger a + \hbar\Delta_m m^\dagger m + \hbar\omega_b b^\dagger b + g_{mb} m^\dagger m (b^\dagger + b) + g_{ma} (a + a^\dagger)(m + m^\dagger) + i\epsilon_c (a^\dagger + a) + i\epsilon_L [a^\dagger \exp(-i\delta t) + a \exp(i\delta t)] + i\epsilon_R [a^\dagger \exp(-i\delta t) + a \exp(i\delta t)], \quad (1)$$

式中: \hbar 为约化普朗克常量; g_{mb} 为声子-磁振子之间的耦合强度; g_{ma} 为腔光子-磁振子之间的耦合强度; t 为时间; $a(a^\dagger)$ 、 $b(b^\dagger)$ 和 $m(m^\dagger)$ 分别是腔光子、声子和磁振子的玻色子湮灭(产生)算子; ω_a 、 ω_m

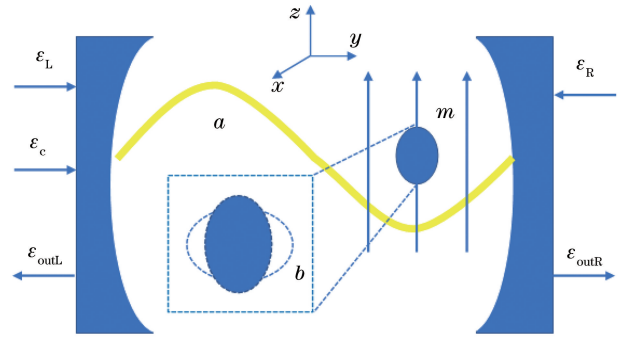


图 1 谐振腔磁力学机械系统示意图

Fig. 1 Schematic of mechanical system for resonant cavity magnetics

和 ω_b 分别是谐振腔、磁振子和机械模的谐振频率; δ 为探测场 ϵ_L (ϵ_R) 和耦合场 ϵ_c 之间的频率失谐量,当 $\omega_L = \omega_R = \omega_p$ 时, $\delta = \omega_L - \omega_0 = \omega_R - \omega_0$, 其中, ω_L 为左侧探测场的谐振频率, ω_R 为右侧探测场的谐振频率, ω_p 为探测场的谐振频率, ω_0 为腔膜本征频率; Δ_a 为腔模与耦合场之间的频率失谐量, $\Delta_a = \omega_a - \omega_0$; Δ_m 为磁振子与耦合场之间的频率失谐量, $\Delta_m = \omega_m - \omega_0$ 。

(1)式前三项为系统的自由哈密顿量,第四项为声子与磁振子的耦合哈密顿量,第五项为光子与磁振子的耦合哈密顿量,第六项为左侧耦合场与腔的耦合哈密顿量,最后两项为左右两侧探测场与腔的耦合哈密顿量。在该系统中,由于 YIG 球的尺寸远小于微波波长,因此可以忽略辐射压力效应引起的光声耦合^[19]。

两探测场之间的相对相位差是零。磁振子频率由外部偏置磁场 H 和旋磁比 γ 决定 ($\omega_m = \gamma H$), 其中 $\gamma/2\pi = 28$ GHz。值得注意的是,玻色子算子 $m(m^\dagger)$ 通过宇称-时间(H-P)变换可描述自旋 YIG 球的集体运动, $\langle mm^\dagger \rangle \ll 2Ns$, 其中, $N = \rho V$ 为自旋 YIG 球的总数, V 和 $\rho = 4.22 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 分别是 YIG 球体的体积与自旋密度^[25], $s = 5/2$ 为 YIG 球中基态 Fe^{3+} 离子的自旋数。使用一个左侧泵浦场和两个探测(耦合)场分别在左右固定镜处驱动左右腔模,泵浦场和探测场的振幅分别定义为 $\epsilon_c = \sqrt{2P_c \kappa_a / \hbar \omega_c}$, $\epsilon_L = \sqrt{2P_L \kappa_a / \hbar \omega_L}$, $\epsilon_R = \sqrt{2P_R \kappa_a / \hbar \omega_R}$ 。频率为 ω_m 、线宽为 κ_m 的磁振子模式被频率为 ω_0 的微波场驱动,频率为 ω_b 的机械运动将光子发射到 $\omega_0 \pm \omega_b$ 两个边带上。如果磁振子模与蓝色失谐 ($\omega_0 + \omega_b$) 共振,并且频率为 ω_a 、带宽为 κ_a 的谐振腔与红色失谐 ($\omega_0 - \omega_b$) 共振,则系统表现出真正的磁振子-光子-声子之间的耦合。 P_c

表示泵浦场的功率, P_L 表示左探测场的功率, P_R 表示右探测场的功率, ω_c 表示泵浦光谐振频率。将旋波近似应用于磁振子-光子相互作用中, 此时根据 $\omega_a \gg \kappa_a, \omega_m \gg \kappa_m, g_{ma} > \kappa_a (\kappa_m)$, 可以得到 $g_{ma} \times (a + a^+)(m + m^+) \rightarrow g_{ma} (am^+ + a^+m)^{[25]}$ 。利用海森堡运动方程, 并且考虑相应的阻尼和噪声项, 得到郎之万方程为

$$\dot{a} = -(i\Delta_a + \kappa_a)a - ig_{ma}m + \epsilon_c + \epsilon_L \exp(-i\delta t) + \epsilon_R \exp(-i\delta t) + \sqrt{2\kappa}a_{in}, \quad (2)$$

$$\dot{m} = -(i\Delta_m + \kappa_m)m - ig_{mb}m(b + b^+) - ig_{ma}a + \sqrt{2\kappa}m_{in}, \quad (3)$$

$$\dot{b} = -(i\omega_b + \gamma_m)b - ig_{mb}mm^+ + \sqrt{\gamma_m}b_{in}, \quad (4)$$

式中: γ_m 为机械阻尼率; a_{in}, m_{in}, b_{in} 分别是腔、磁振子和机械模的输入量子真空噪声算子, 平均值都是零。 2κ 为腔内传输损失引起的腔内光子衰减率。在没有探测场 $\epsilon_R (\epsilon_L)$ 的条件下, 稳态下的均值可通过因式分解, 从(2)~(4)式中得到

$$\langle a \rangle = a_s = \frac{\epsilon_c (i\Delta + \kappa_m)}{(i\Delta_a + \kappa_a)(i\Delta + \kappa_m) + g_{ma}^2}, \quad (5)$$

$$\begin{cases} \langle b \rangle = b_s = \frac{-ig_{mb} |m_s|^2}{i\omega_b + \gamma_m} \\ \langle m \rangle = m_s = \frac{-ig_{ma}a_s}{i\Delta + \kappa_m} \end{cases}, \quad (6)$$

式中: $\Delta = g_{mb}(b_s^* + b_s) + \Delta_m$ 为磁振子和耦合场之间的有效失谐, 其中 b_s^* 为 b_s 的共轭; a_s 为腔场在稳态时的振幅; m_s 为磁振子振幅; b_s 为稳态时的机械位移。求解非线性耦合方程组(2)~(4)式, 可以把每个海森堡算符(O)写成稳态平均值(O_s)和这个平均值周围小的涨落项(ΔO)的和的形式, 也就是 $O = O_s + \Delta O (O = a, b, m)$, 其中 $\Delta O \ll O_s$, 将其代入(2)~(4)式中, 只保留线性项, 可以得到线性量子郎之万方程为

$$\Delta \dot{a} = -(i\Delta_a + \kappa_a)\Delta a - ig_{ma}\Delta m + \epsilon_L \exp(-i\delta t) + \epsilon_R \exp(-i\delta t) + \sqrt{2\kappa}a_{in}, \quad (7)$$

$$\Delta \dot{m} = -(i\Delta + \kappa_m)\Delta m - ig_{mb}m_s(\Delta b + \Delta b^+) - ig_{ma}\Delta a + \sqrt{2\kappa}m_{in}, \quad (8)$$

$$\Delta \dot{b} = -(i\omega_b + \gamma_m)\Delta b - ig_{mb}(\Delta mm_s^* + m_s\Delta m^+) + \sqrt{\gamma_m}b_{in}. \quad (9)$$

通过旋波近似处理(7)~(9)式, $\Delta a = \Delta a \times \exp(-i\Delta_a t)$, $\Delta m = \Delta m \exp(-i\Delta_m t)$, $\Delta b = \Delta b \times \exp(-i\omega_b t)$ 。为了简单起见, 假设谐振腔、磁振子、机械模以及磁振子和耦合场之间的有效失谐的谐振

频率相等($\Delta_a \approx \Delta_m \approx \omega_b \approx \Delta$), 系统在可分辨的边带状态下工作, $\omega_b \gg \kappa_{a,m}$, 且机械谐振频率 $\omega_b \gg g_{mb} |m_s|$, 机械振子具有较高的品质因数 $Q = \omega_b / \gamma_m \gg 1$, 这样就可以计算出(7)~(9)式的结果为

$$\langle \Delta \dot{a} \rangle = -\kappa_a \Delta a - ig_{ma} \Delta m + \epsilon_L \exp(-ixt) + \epsilon_R \exp(-ixt) + \sqrt{2\kappa}a_{in}, \quad (10)$$

$$\langle \Delta \dot{m} \rangle = -\kappa_m \Delta m - ig_{mb}m_s \Delta b - ig_{ma} \Delta a + \sqrt{2\kappa}m_{in}, \quad (11)$$

$$\langle \Delta \dot{b} \rangle = -\gamma_m \Delta b - ig_{mb}m_s^* \Delta m + \sqrt{\gamma_m}b_{in}, \quad (12)$$

式中: $x = \delta - \omega_m$ 为探测场与谐振腔之间的失谐。(10)~(12)式忽略了快速振荡项 $\exp(\pm 2i\omega_m t)$, 通过检查小波动的期望值, 发现量子项和热噪声项的平均值是零, 我们把均值的解写成 $\Delta O = \Delta O_+ \times \exp(-ixt) + \Delta O_- \exp(ixt)$ 的形式, 同时约去与时间有关的涨落项, 可以得到

$$\Delta a_+ = \frac{\epsilon_L + \epsilon_R}{T_1 g_{ma}^2 (\gamma_m - ix) + (\kappa_a - ix)}, \quad (13)$$

$$\Delta b_+ = \frac{-ig_{mb}m_s^* \Delta m^+}{\gamma_m - ix} = \frac{-iG \Delta m^+}{\gamma_m - ix}, \quad (14)$$

$$\Delta m_+ = -ig_{ma} T_1 (\gamma_m - ix) \Delta a_+, \quad (15)$$

式中: $G = g_{mb} |m_s|$ 为有效光机械耦合速率, 在不失一般性的情况下, 设 m_s 为实数, 且

$$T_1 = \frac{1}{(\kappa_m - ix)(\gamma_m - ix) + G^2}. \quad (16)$$

由光腔的输入-输出关系, 可以得到输出场与腔场的关系为

$$\epsilon_{outL} + \epsilon_L \exp(-ixt) = 2\kappa_a \langle \Delta a \rangle, \quad (17)$$

$$\epsilon_{outR} + \epsilon_R \exp(-ixt) = 2\kappa_a \langle \Delta a \rangle. \quad (18)$$

腔场的输出表达式写为

$$\epsilon_{outO'} = \epsilon_{outO'_+} \exp(-ixt) + \epsilon_{outO'_-} \exp(ixt), \quad (19)$$

$$O' = R, L.$$

其中, 作为探测场 $\epsilon_L (\epsilon_R)$ 的输出部分 $\epsilon_{outL_+} (\epsilon_{outR_+})$ 具有相同的 Stokes 频率 ω_p , $\epsilon_{outL_+} (\epsilon_{outR_+})$ 在光机械相互作用的非线性四波混频过程中产生, 具有相同的反 Stokes 频率 $2\omega_c - \omega_p$ 。根据(13)~(19)式, 可以得到

$$\epsilon_{outO'_+} = 2\kappa_a \Delta a_+ - \epsilon_{O'}, O' = R, L. \quad (20)$$

通过研究光响应的透射系数以及反射系数, 可以对系统的光学传输特性进行描述。左侧透射系数为

$$T_1 = |\epsilon_{outR_+} / \epsilon_L|^2, \quad (21)$$

左侧反射系数为

$$R_1 = |\epsilon_{outL_+} / \epsilon_L|^2. \quad (22)$$

3 数值结果与讨论

本方采用数值方法研究了系统的光学非互易性响应,实验可行的参数^[25-26]为 $\kappa_a/2\pi = \kappa_m/2\pi = 1$ MHz, $\gamma_m/2\pi = 100$ Hz, $\omega_b/2\pi = 10$ MHz, $g_{ma} = 4 \times \kappa_a$, $\omega_a/2\pi = 10$ GHz。设定左右两束探测光的强度比为 $n = \epsilon_R/\epsilon_L$ 。分别探讨了三种情况,分别是腔光子与磁振子之间的耦合、磁振子与声子之间的耦合以及磁振子-声子-光子之间的耦合。通过调节左右两束探测光强度的比值来观察左侧透明窗口反射率以及透射率的变化,即观察该光力系统的传输特性。

图 2 所示的是磁振子与声子之间的耦合对系统透射率和反射率的影响,也就是腔中的光子和磁振子解耦时($g_{ma} = 0$)系统的状态。可以看到,系统透射光在共振点($x = 0$)处有一个透明窗口并且峰值均大于 1,这是由于具有优异相干特性的磁振子与腔发生了强耦合,系统的透射率增大了数十倍,并随着探测光的增强,透射率的放大倍数也会增加,因此

这个腔磁机械系统在透射率放大方面提供了一个新的可能。如图 2(a)~(c)所示,当系统的有效光机械耦合率固定为 $G = 2\kappa_a$ 时,通过改变右侧探测光强度 ϵ_R ,可改变左右两束探测光强度的比值 n ,随着右侧探测光强度 ϵ_R 的增大,透射光的透明峰峰值会逐渐变大。同时,在图 2(a)中可以发现,当两束探测光的强度比值 $n < 1$ 时,系统在共振点($x = 0$)处的透射率(T_1)小于反射率(R_1),当 n 的值增大至 1 附近时,系统探测光在共振点处的透射率(T_1)和反射率(R_1)之间的差值随着 n 的增大而减小,直至 $n = 1$ 时,透射光和反射光在透明窗中出现重合,也就是说此时系统的透射率和反射率完全相等,如图 2(b)所示。如图 2(c)所示,当 $n > 1$ 时,系统在共振点处的透射率大于反射率,所以系统透射系数的增长速率明显高于反射系数的增长速率。根据(13)式可以得到,当腔中的光子和磁振子解耦($g_{ma} = 0$)时, $\Delta a_+ = (\epsilon_L + \epsilon_R)/(\kappa_a - ix)$ 。此时有效光机械耦合率 G 对系统没有影响,所以光谱处于重合的状态,如图 2(d)所示。

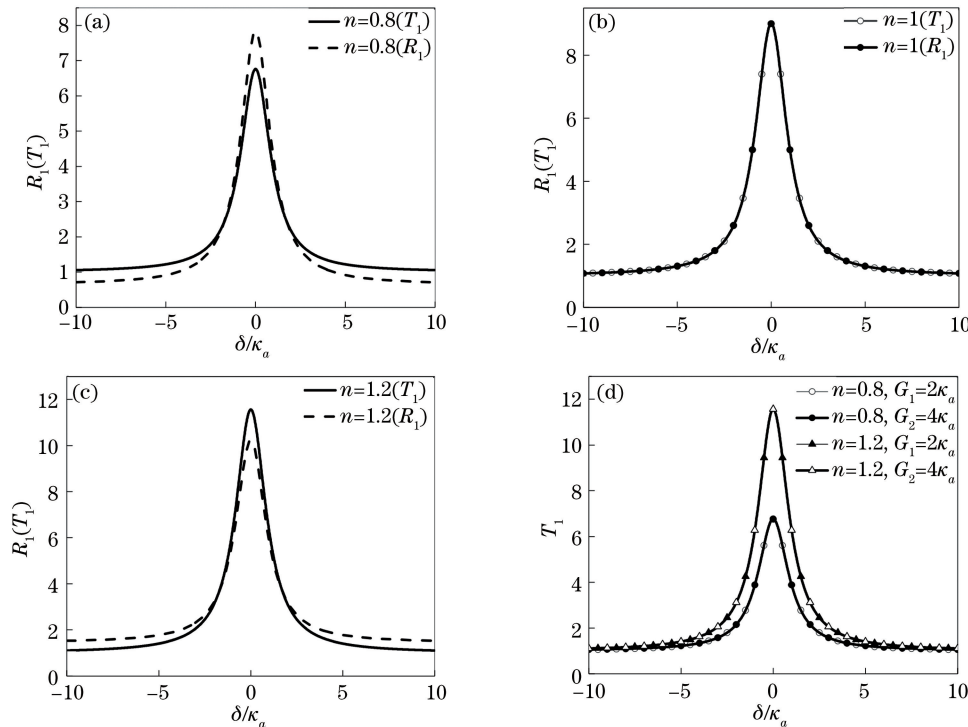


图 2 磁振子与声子之间的耦合对系统透射率和反射率的影响

Fig. 2 Influence of coupling between magnons and phonons on transmissivity and reflectivity of system

图 3 所示的是磁振子与光子之间的耦合对系统透射率和反射率的影响,即腔中的声子和磁振子解耦($g_{mb} = 0$)时系统的状态。与图 2 相比,可以明显看到,系统在共振点($x = 0$)处的透明窗口消失,在左右两侧出现对称且高度相同的透明峰,也就是说

当 n 相等时,在图 3 系统与图 2 系统中,磁振子-声子耦合的透射光与反射光产生的透明峰的峰值相同。由此可以得出,磁振子-光子耦合和磁振子-声子耦合在改变左右探测光比值 n 方面具有高度的协同性。图 3(d)所示的是当忽略声子-磁振子耦合

时,在固定左右探测光强度比值 $n=1$ 的条件下,光子-磁振子之间的耦合强度 g_{ma} 对系统的影响。可以看到,随着 g_{ma} 的增大,两侧对称的透明峰会同时

出现明显的向外平移,因此可以通过调整耦合强度 g_{ma} 来控制两透明峰的有效距离。

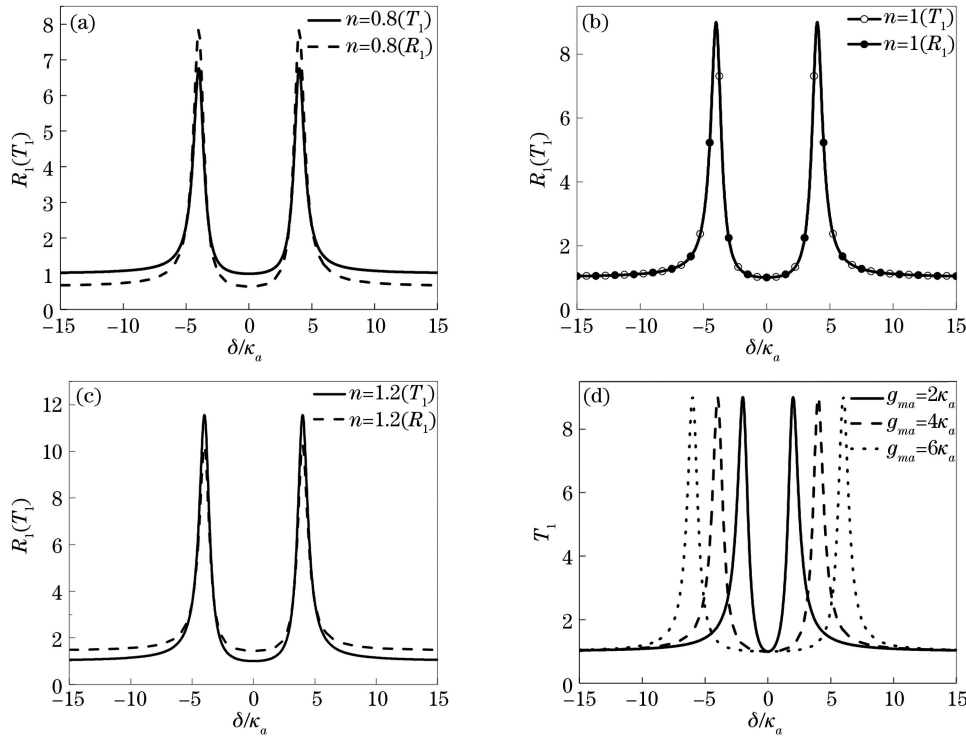


图 3 磁振子与光子之间的耦合对系统的影响

Fig. 3 Influence of coupling between magnons and photons on system

图 4 所示的是磁振子-光子-声子之间的三重耦合对系统的影响,从图 4(a)、(b)中可以看出,图 2 中磁振子-声子耦合作用在共振点处产生的透明窗口和图 3 中磁振子-光子耦合作用在左右两侧产生的透明窗口是同时生成的。与图 2、3 对比可以发现,无论是磁振子-声子之间的耦合还是磁振子-光子之间的耦合或者磁振子-光子-声子三重耦合,当左右探测光强度比值 n 、有效光机械耦合率 G 以及磁振子-光子耦合强度 g_{ma} 相同时,产生的透明峰的位置和峰值也相同,从而可以看出磁振子-光子-声子三者之间的耦合并不会在腔光子解耦 ($g_{ma} = 0$) 或者声子解耦 ($g_{mb} = 0$) 时对系统产生破坏性的影响。从图 4(a)、(b)中可以看到,当固定两束探测光的强度比值 ($n = \epsilon_R / \epsilon_L = 1$) 时,调节有效光机械耦合率 G 或磁振子-光子耦合强度 g_{ma} , 均可以改变左右两透明窗之间的间距。随着 g_{ma} 的增大,中央透明窗口的宽度变小,共振点 ($x = 0$) 两侧透明窗之间的间距变大,两侧透明窗口变宽,如图 4(a) 所示。随着 G 值的增大,中央透明窗口的宽度变大,共振点 ($x = 0$) 两侧透明窗之间的间距变大,两侧透明窗口

变窄,如图 4(b) 所示。这个有趣的光力诱导透明现象显示,可以通过调节磁振子-声子之间的耦合、磁振子-光子之间的耦合来实现对透明窗口的有效调控,这也表明这个腔磁机械系统为实现信息储存和全光开关等提供了参考。图 4(c)、(d) 所示的是关闭右侧探测光 ($n = 0$) 以及增大机械阻尼率 ($\gamma_m \rightarrow 4\kappa_a$) 时有效光机械耦合率 G 和磁振子-光子耦合强度 g_{ma} 对系统的影响。从图 4(c) 中可以发现,在 g_{ma} 不变的条件下,当 G 较小时,在两侧出现对称的透明窗口;当 G 增大到 $G = 2.5\kappa_a$ 时,会出现两个完全吸收峰;当 $G > 2.5\kappa_a$ 时,在共振点 ($x = 0$) 处会再生成一个透明峰,该透明峰在 $2.5\kappa_a \leq G \leq 8\kappa_a$ 区间随着 G 值的增大而增大,当 $G = 8\kappa_a$ 时,中央透明峰发生相干完美吸收。图 4(d) 所示的是有效光机械耦合率 $G = 2\kappa_a$ 时 g_{ma} 对系统的影响,可以看出,当 $g_{ma} = \kappa_a$ 时出现完美吸收现象,当 $\kappa_a \leq g_{ma} \leq 2\kappa_a$ 时,发生模式分裂现象,当 $g_{ma} > 2\kappa_a$ 时,系统不再发生完美吸收现象。另外,当两个不同 g_{ma} 乘积等于 1 时,透明窗口在 $x = 0$ 处会发生重合的现象。

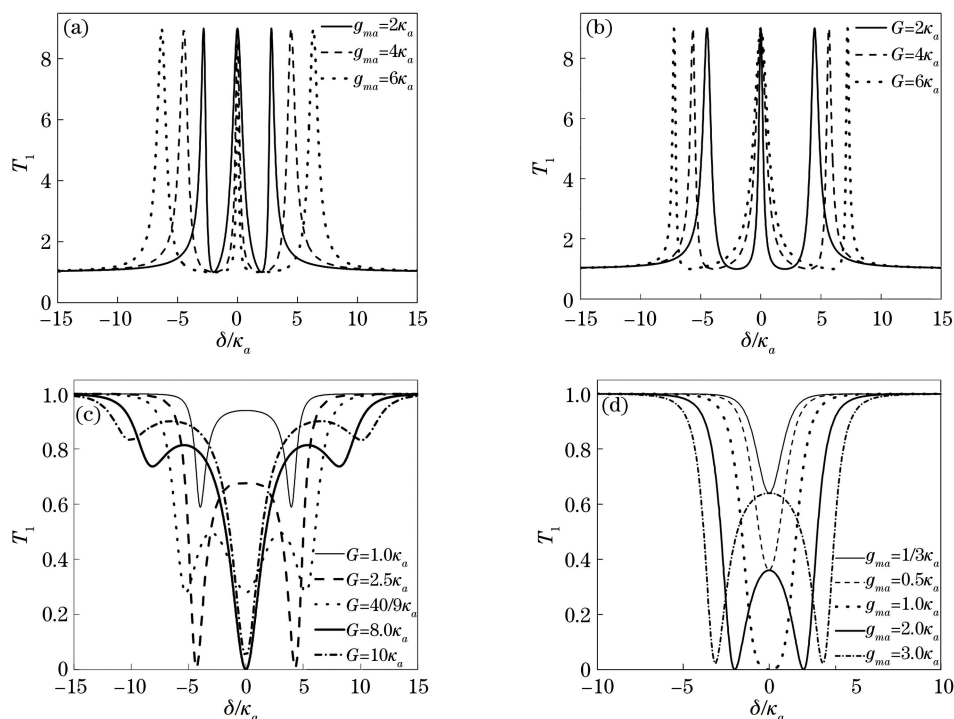


图 4 磁振子-光子-声子之间的耦合对系统的影响

Fig. 4 Influence of coupling among magnons, photons and phonons on system

4 结 论

基于腔光机械的物理特性,提出了由磁振子、声子、光子组成的腔磁机械系统,利用两束探测光和一束驱动光驱动该系统,两侧的探测光幅度比可以调节。研究结果显示,在不同的参数下,这个腔磁机械系统会出现单峰、双峰、三峰等特定的光学传输特性,通过调节系统参数,可以调控探测场在系统中的动态传播特性。这些动态控制在量子信息网络中可用于制备全光子开关、光学路由器等光学器件。

参 考 文 献

- [1] Agarwal G S, Huang S M. Nanomechanical inverse electromagnetically induced transparency and confinement of light in normal modes [J]. *New Journal of Physics*, 2014, 16(3): 033023.
- [2] Chen H J, Fang X W, Chen C Z, et al. Coherent optical propagation properties and ultrahigh resolution mass sensing based on double whispering gallery modes cavity optomechanics [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(19): 194205.
陈华俊, 方贤文, 陈昌兆, 等. 基于双回音壁模式腔光力学系统的光学传播特性和超高分辨率光学质量传感 [J]. *物理学报*, 2016, 65(19): 194205.
- [3] Wang J. Nonreciprocity in a three-cavity optomechanical system [J]. *Laser & Optoelectronics*

Progress, 2020, 57(19): 191201.

王婧. 基于三腔光力学系统的非互易性研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(19): 191201.

- [4] Yan X B, Cui C L, Gu K H, et al. Coherent perfect absorption, transmission, and synthesis in a double-cavity optomechanical system [J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 4886-4895.
- [5] Zhang X F, Zou C L, Jiang L, et al. Strongly coupled magnons and cavity microwave photons [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(15): 156401.
- [6] Han X, Yang P F, Ge R F, et al. Efficient preparation and optimization of atomic internal states in high-finesse optical microcavity [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0812001.
韩星, 杨鹏飞, 葛瑞芳, 等. 高精度度光学微腔中原子内态的高效制备和优化 [J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0812001.
- [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] Kostylev N, Goryachev M, Tobar M E. Superstrong coupling of a microwave cavity to yttrium iron garnet magnons [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(6): 062402.
- [9] Huebl H, Zollitsch C W, Lotze J, et al. High cooperativity in coupled microwave resonator ferrimagnetic insulator hybrids [J]. *Physical Review*

- Letters, 2013, 111(12): 127003.
- [10] 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.
- [11] Lambert N J, Haigh J A, Ferguson A J. Identification of spin wave modes in yttrium iron garnet strongly coupled to a co-axial cavity [J]. Journal of Applied Physics, 2015, 117(5): 053910.
- [12] Goryachev M, Farr W G, Creedon D L, et al. High-cooperativity cavity QED with magnons at microwave frequencies[J]. Physical Review Applied, 2014, 2(5): 054002.
- [13] Wang B, Liu Z X, Kong C, et al. Magnon-induced transparency and amplification in PT-symmetric cavity-magnon system[J]. Optics Express, 2018, 26(16): 20248-20257.
- [14] Wu J B, Zhang S C, Hu Y Q, et al. Intracavity electromagnetically induced transparency and its linewidth under a weak control field[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(7): 0727002.
吴嘉宝, 张示城, 胡依奇, 等. 弱控制场作用下腔内电磁诱导透明及其线宽研究[J]. 光学学报, 2018, 38(7): 0727002.
- [15] Wang Y P, Zhang G Q, Zhang D K, et al. Bistability of cavity magnon polaritons [J]. Physical Review Letters, 2018, 120(5): 057202.
- [16] Tabuchi Y, Ishino S, Noguchi A, et al. Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit [J]. Science, 2015, 349(6246): 405-408.
- [17] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, et al. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics [J]. Nature, 2004, 431(7005): 162-167.
- [18] Samkharadze N, Zheng G, Kalhor N, et al. Strong spin-photon coupling in silicon [J]. Science, 2018, 359(6380): 1123-1127.
- [19] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S. Magnon-photon-phonon entanglement in cavity magnomechanics [J]. Physical Review Letters, 2018, 121(20): 203601.
- [20] 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.
- [21] Bai L H, Harder M, Chen Y P, et al. Spin pumping in electro-dynamically coupled magnon-photon systems [J]. Physical Review Letters, 2015, 114(22): 227201.
- [22] Rameshti B Z, Cao Y S, Bauer G E W. Magnetic spheres in microwave cavities [J]. Physical Review B, 2015, 91(21): 214430.
- [23] Osada A, Hisatomi R, Noguchi A, et al. Cavity optomagnonics with spin-orbit coupled photons [J]. Physical Review Letters, 2016, 116(22): 223601.
- [24] Braggio C, Carugno G, Guarise M, et al. Optical manipulation of a magnon-photon hybrid system [J]. Physical Review Letters, 2017, 118(10): 107205.
- [25] Li J, Zhu S Y, Agarwal G S. Squeezed states of magnons and phonons in cavity magnomechanics [J]. Physical Review A, 2019, 99(2): 021801.
- [26] Kittel C. Interaction of spin waves and ultrasonic waves in ferromagnetic crystals [J]. Physical Review, 1958, 110(4): 836.
- [27] Qin F, Liu Y, Meng Z M, et al. Design of Kerr-effect sensitive microcavity in nonlinear photonic crystal slabs for all-optical switching [J]. Journal of Applied Physics, 2010, 108(5): 053108.
- [28] Yang S, Al-Amri M, Evers J, et al. Controllable optical switch using a Bose-Einstein condensate in an optical cavity [J]. Physical Review A, 2011, 83(5): 053821.
- [29] Zhang D K, 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: 15014.