

文章编号: 1004-4353(2022)01-0055-05

# 腔磁力系统中的诱导透明和 快慢光传播

金华, 刘洪雨

( 延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002 )

**摘要:** 为了在腔磁力系统中实现可控的磁子诱导透明、磁力诱导透明以及快慢光传播, 建立了一个混合腔磁力系统. 该系统由一个含有 YIG 球的微波腔和在  $z$  方向对球施加一个均匀的偏置磁场组成, 并用强泵浦场驱动磁子和弱探测场驱动微波腔. 研究表明, 通过调节腔与磁子之间的相互作用强度和微波腔与磁子的耗散比, 可以增加磁子诱导透明(MIT)、磁力诱导透明(MMIT)的效果和提高快慢光传播的速度. 该研究结果可为磁力诱导放大、量子光学操纵和量子信息存储以及灵敏光开关的研究提供参考.

**关键词:** 腔磁力系统; 磁子诱导透明; 磁力诱导透明; 群速延迟; 快慢光传播

中图分类号: O431

文献标识码: A

## Induced transparency and fast-slow light propagation in a hybrid cavity magnomechanical system

JIN Hua, LIU Hongyu

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

**Abstract:** In order to realize controllable magnon-induced transparency, magnomechanical-induced transparency and fast-slow light propagation, a hybrid cavity magnomechanical system is established. In this system, a YIG sphere is placed in the microwave cavity, and a uniform bias magnetic field is applied on the sphere in  $z$  direction. A strong pump field is used to drive the magnon while a weak probe field is used to drive the microwave cavity. By adjusting the strengths of interaction between cavity-magnon and the dissipation ratio between microwave cavity and magnon can enhance the effect of magnon-induced transparency (MIT), magnomechanical-induced transparency (MMIT) and improve the propagation speed of fast-slow light. This system can provide reference for magnomechanical-induced amplification, quantum optical manipulation, quantum information storage and sensitive optical switching.

**Keywords:** cavity magnomechanical system; magnon induced transparency; magnomechanical induced transparency; group speed delay; fast-slow light propagation

## 0 引言

电磁诱导透明(EIT)因具有强色散和增强透射的能力, 因此在慢光装置的制备和巨非线性效应的产生方面具有良好的潜在应用. EIT 现象最早在三能级原子系统中被观察到, 在该系统中 EIT 是由两

收稿日期: 2021-12-13

基金项目: 国家自然科学基金(62165014)

第一作者: 金华(1997—), 女, 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.

束激光激发的不同路径之间的相消干涉产生的<sup>[1]</sup>. 近年来,一些学者在研究其他腔光力系统(如光学腔、微波腔<sup>[2]</sup>和回音壁腔<sup>[3]</sup>)时发现了类 EIT 现象(被称为光力诱导透明, OMIT)<sup>[4]</sup>. 研究表明 OMIT 不仅可以促进机械振子的基态冷却和光学模与机械模之间的光力纠缠,而且在固体量子记忆的研究中具有重要参考价值.

铁磁性材料钇铁石榴石(YIG)可作为一个磁力系统,其 Kittel 模因具有高自旋密度和低阻尼率的特性(可以实现磁子模与腔模之间的强耦合)而受到学者的关注. 2019 年,文献[5]的作者研究了腔磁系统中磁子(Kittel 模)和声子模的压缩态;2021 年,文献[6]的作者研究了腔磁力系统中的纠缠导引问题. 基于以上研究,本文建立了一个单腔磁力系统,并讨论了腔磁耗散比、腔磁耦合对透明的影响以及腔磁耗散对快慢光传播的作用.

## 1 模型及其哈密顿

图 1 为本文给出的单腔磁力系统模型图. 该单腔磁力系统在微波腔内放置了一个 YIG 球,并在  $z$  方向对 YIG 球施加了一个均匀的偏置磁场激发磁子模使其与腔场强耦合(腔磁极化子). 由于球内磁子模的激发能够导致 YIG 晶格结构发生改变和引起 YIG 振动(由磁致伸缩力引起),所以在该球体中可实现磁子和声子的相互作用. 由于单个磁子的磁力耦合强度非常弱,且该磁力耦合与球的直径和外加偏置场的方向有关,因此本文通过对磁子施加外部微波驱动来增强磁力耦合强度,并且用一个弱的探测场驱动微波腔.

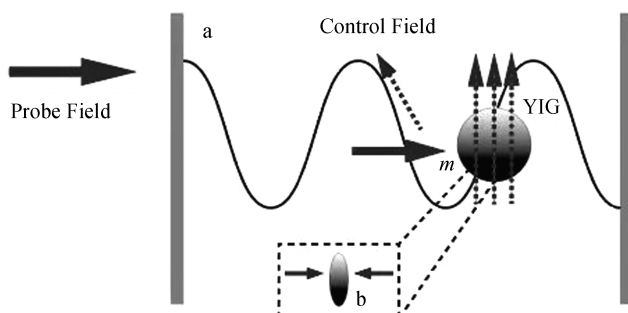


图 1 单腔磁力系统模型

单腔磁力系统中的 YIG 球选取高品质的,其直径为  $250 \mu\text{m}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$  的密度( $\rho$ )为  $4.22 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ ,总自旋密度( $S$ )为  $7.07 \times 10^{14}$  ( $S = \frac{5}{2} \rho V_m$ ,  $V_m$  为 YIG 球的体积,  $S$  满足代数关系  $[S_a, S_\beta] = i\epsilon^{a\beta\gamma} S_\gamma$ ). 该系统经旋波近似后其哈密顿<sup>[7]</sup>为:

$$H/\hbar = \omega_a a^\dagger a + \omega_m m^\dagger m + \omega_b b^\dagger b + g_1 (m^\dagger a + m a^\dagger) + g_2 m^\dagger m (b^\dagger + b) + i\Omega (m^\dagger e^{-i\omega_{pu}t} - m e^{i\omega_{pu}t}) + i\epsilon_{pr} (a^\dagger e^{-i\omega_{pr}t} - a e^{i\omega_{pr}t}). \quad (1)$$

其中:  $a^\dagger$ 、 $m^\dagger$  和  $b^\dagger$  ( $a$ 、 $m$  和  $b$ ) 分别为腔、磁子和声子的产生(湮灭)算符,它们都满足标准的玻色对易关系;  $\omega_a$ 、 $\omega_m$  和  $\omega_b$  分别为腔、磁子和声子的振荡频率,  $\omega_m$  由旋磁比  $\gamma$  和外部偏置磁场  $H$  决定,即  $\omega_m = \gamma \times$

$H$ ;  $g_1$  和  $g_2$  分别为腔磁的耦合强度、磁子和声子的耦合强度;  $\Omega$  为拉比频率 ( $\Omega = \frac{\sqrt{5}}{4} \gamma \sqrt{N} B_0$ ), 其能够

决定振幅为  $B_0$ 、频率为  $\omega_{pu}$  的驱动场的耦合强度<sup>[7]</sup>;  $\omega_{pr}$  为探测场的频率,其振幅  $\epsilon_{pr} = \sqrt{\frac{2P_{pr}k_1}{\hbar\omega_{pr}}}$ . 由于在

方程(1)中忽略了对磁子模进行强驱动而产生的非线性项  $km^\dagger m^\dagger mm$ , 因此须使  $k|m|^3 \ll \Omega$ . 在驱动频

率为  $\omega_{pu}$  的旋转框架下,系统的哈密顿为:

$$H/\hbar = \Delta_a a^\dagger a + \Delta_m m^\dagger m + \omega_b b^\dagger b + g_1(m^\dagger a + m a^\dagger) + g_2 m^\dagger m (b^\dagger + b) + i\Omega(m^\dagger - m) + i\epsilon_{pr}(a^\dagger e^{-i\delta t} - a e^{i\delta t}), \quad (2)$$

其中  $\Delta_a = \omega_a - \omega_{pu}$ ,  $\Delta_m = \omega_m - \omega_{pu}$ ,  $\delta = \omega_{pr} - \omega_{pu}$ . 系统的量子海森堡郎之万方程为:

$$\begin{aligned} \dot{a} &= -i\Delta_a a - ig_1 m - k_a a + \epsilon_{pr} e^{-i\delta t} + \sqrt{2k_a} a^{in}(t), \\ \dot{m} &= -i\Delta_m m - ig_1 a - k_m m - ig_2 m (b + b^\dagger) + \sqrt{2k_m} m^{in}(t), \\ \dot{b} &= -i\omega_b b - ig_2 m^\dagger m - k_b b + \sqrt{2k_b} b^{in}(t), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $k_a$ 、 $k_m$  和  $k_b$  分别为腔、磁子和声子的衰减率,  $a^{in}(t)$ 、 $m^{in}(t)$  和  $b^{in}(t)$  是具有零平均值的真空输入噪声算符,满足  $q^{in} = 0$  ( $q = a, m, b$ ). 由于磁子模被微波强驱动,因此会产生一个大的稳态振幅 ( $|m_s| \gg 1$ ). 另外,由于磁子模与腔模通过类分束器型相互作用,所以腔场内同样也存在一个大的振幅 ( $a_s \gg 1$ ). 对系统的量子郎之万方程进行线性化 ( $O = O_s + O_+ e^{-i\delta t} + O_- e^{i\delta t}$ , 其中  $O = a, m, b$ ) 可得系统的稳态解:  $a_s = \frac{-ig_1 m_s}{i\Delta_a + k_a}$ ,  $m_s = \frac{-ig_1 a_s + \Omega}{i\Delta_m + k_m}$ ,  $b_s = \frac{-ig_2 |m_s|^2}{i\omega_b + k_m}$ . 仅保留系统共振项 (忽略非共振项 ( $O_- = 0$ )) 的方程为:

$$\begin{aligned} (i\lambda - \kappa_a) a_+ - ig_1 m_+ + \epsilon_{pr} &= 0, \\ (i\lambda - k_m) m_+ - ig_1 a_+ - iG b_+ &= 0, \\ (i\lambda - k_b) b_+ - iG^* m_+ &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $G$  是有效耦合强度 ( $G = g_2 m_s$ ). 在可分辨边带机制下令  $\omega_a \gg \omega_k$ ,  $\Delta_a = \Delta_m = \omega_b$ ,  $\lambda = \delta - \omega_b$ , 则由此可以得到输出场响应  $a_+$  的解:

$$a_+ = \epsilon_{pr} / \left[ k_a - i\lambda + \frac{g_1^2}{k_m - i\lambda + |G|^2 / (k_b - i\lambda)} \right],$$

运用输入输出关系  $\epsilon_{out} = \epsilon_{in} - 2k_a a$  可得系统的输出场振幅,为:

$$\epsilon_{out} = \frac{2k_a a_+}{\epsilon_{pr}}. \quad (5)$$

式(5)中的实部 ( $\text{Re}[\epsilon_{out}] = k_a (a_+ + a_+^*) / \epsilon_{pr}$ ) 表示吸收,虚部 ( $\text{Im}[\epsilon_{out}] = k_a (a_+ - a_+^*) / \epsilon_{pr}$ ) 表示色散.

## 2 磁力诱导透明窗口

下面利用在腔磁力学系统实验中获取的有效参数作图对系统输出场的吸收谱进行分析,其中腔场频率为  $\frac{\omega_a}{2\pi} = 10$  GHz, 声子频率为  $\frac{\omega_b}{2\pi} = 10$  MHz, 磁子频率为  $\frac{\omega_m}{2\pi} = 10$  GHz, 磁子和声子的衰减分别为  $\frac{k_m}{2\pi} = 0.1$  MHz 和  $\frac{k_b}{2\pi} = 100$  Hz.

图 2 为不同腔磁耗散比 ( $\eta = k_a / k_m$ ) 时吸收谱与失谐  $\delta / \omega_b$  的关系 (点线为  $\eta = 20$ , 实线为  $\eta = 40$ , 虚线为  $\eta = 60$ ). 图 2(a) 为系统只含有腔磁耦合 ( $\frac{g_1}{2\pi} = 1.5$  MHz) 时得到的磁子诱导透明窗口 (由磁子与腔场相互作用而产生). 由图可知,该窗口的深度随腔磁耗散比的减小而加深,即在参数范围内腔磁耗散比值越小系统的透明效果越好. 图 2(b) 为系统含有腔与磁子耦合 ( $\frac{g_1}{2\pi} = 1.5$  MHz) 和磁子与声子的耦合 ( $\frac{G}{2\pi} = 1.0$  MHz) 时得到的两个透明窗口 (分别由磁子与腔相互作用和磁子与声子相互作用产生). 由图

可知,两个窗口的深度同时随腔磁耗散比的减小而加深,即在参数范围内腔磁耗散比值越小系统的透明效果越好.

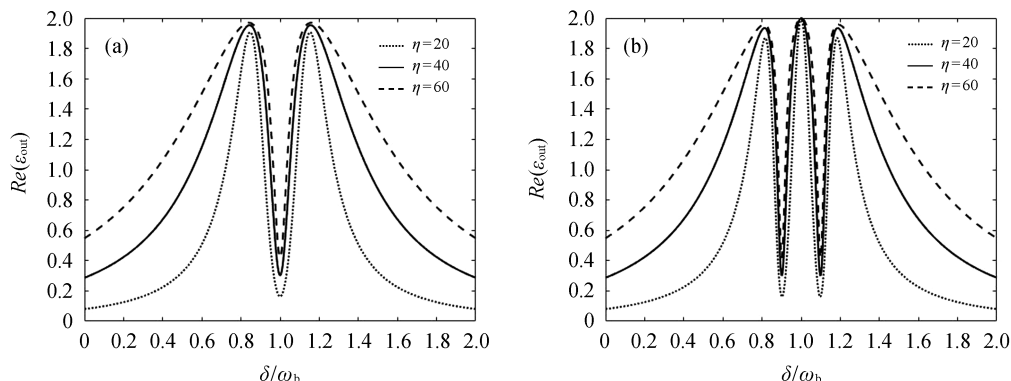


图 2 不同腔磁耗散比时吸收谱与失谐  $\delta/\omega_b$  的关系

图 3 为不同腔磁耦合时吸收谱与失谐  $\delta/\omega_b$  的关系(点线为  $\frac{g_1}{2\pi} = 1.0$  MHz, 实线为  $\frac{g_1}{2\pi} = 1.5$  MHz, 虚线为  $\frac{g_1}{2\pi} = 2.0$  MHz). 图 3(a) 为当固定腔磁耗散比( $\eta = 20$ ), 且不考虑磁子与声子耦合的情况下得到的磁子诱导透明窗口. 由图可以看出, 随着耦合强度  $g_1$  的增大, 透明的谷随之变深, 窗口的宽度随之变宽. 这说明磁子诱导透明效果随  $g_1$  的增大而增强. 图 3(b) 为固定腔磁耗散比( $\eta = 20$ ) 并引入磁子与声子的相互作用时得到的磁子诱导透明窗口和磁力诱导透明窗口. 由图可以看出, 透明的谷随  $g_1$  的增大而变深, 窗口的宽度随  $g_1$  的增大而变宽. 这说明磁子诱导透明和磁力诱导透明效果均随  $g_1$  的增大而增强. 当改变磁子与声子的相互作用强度时, 其所得结果与图 3 相似, 由此表明, 磁子与声子之间的不同耦合强度也会对磁子诱导透明效果和磁力诱导透明效果产生影响.

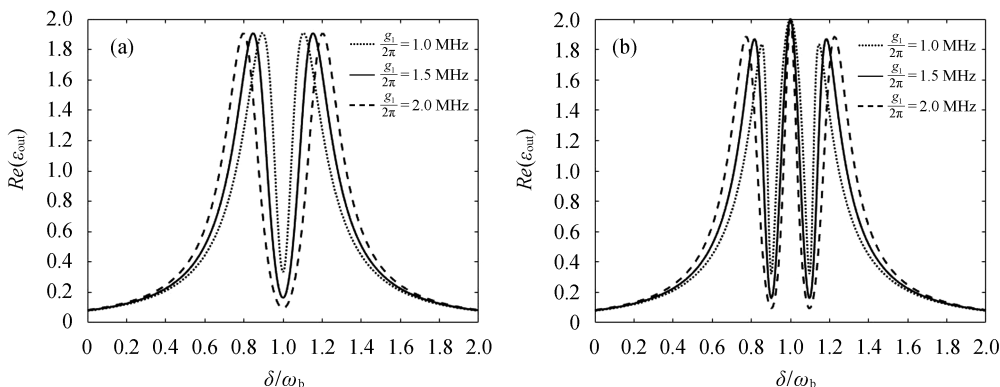


图 3 不同腔磁耦合时吸收谱与失谐  $\delta/\omega_b$  的关系 ( $\eta = 20$ )

### 3 快慢光传播

根据式(5), 探测场的透射可以描述为  $t_p = 1 - \frac{2k_a a_+}{\epsilon_{pr}}$ . 根据该式得输出场的相位为  $\phi_t = \arg[\epsilon_{out}]$ .

由上式可得群速度表达式为  $\tau_g = \frac{\partial \phi_t}{\partial \omega_{pr}}$ . 由  $\phi_t = \arg[\epsilon_{out}]$  可知, 输出场的相位变化是产生快慢光的原因, 即当  $\tau_g > 0$  时系统对应的是慢光传播, 当  $\tau_g < 0$  时系统对应的是快光传播.

图 4 为系统含有腔磁相互作用和磁子与声子相互作用时, 腔磁耗散比  $\eta$ 、群速度  $\tau_g$  与失谐  $\delta/\omega_b$  的

函数关系. 由图可知, 此时同时含有向上的峰(慢光传播) 和向下的谷(快光传播), 并且群速度的极值随着腔磁耗散比的增大而增大. 由此可知, 通过改变腔磁耗散比可以实现快慢光的转换和增强快慢光效应, 如当  $\eta = 80$  时可以实现  $3 \mu\text{s}$  的慢光传播.

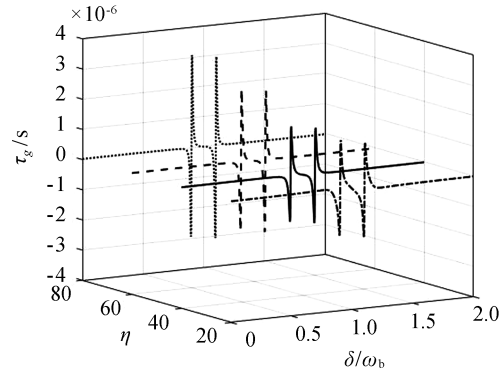


图 4 群速度  $\tau_g$ 、腔磁耗散比  $\eta$  与失谐  $\delta/\omega_b$  的函数关系

#### 4 结论

本文对混合腔磁力系统中探测场的吸收谱进行研究表明: 由于非线性声子与磁子相互作用和磁子与腔光子相互作用, 在吸收谱上可观察到磁力诱导透明窗口(MMIT)和磁子诱导透明窗口(MIT). 通过调节腔磁耗散比  $\eta$  和腔磁耦合强度  $g_1$  不仅可以增强透明效果, 还可以增加快慢光的传播速度. 本文研究结果可为磁力诱导放大、量子光学操纵和量子信息存储以及灵敏光开关的研究提供参考. 在今后的研究中, 我们将进一步研究其他影响透明效果的因素以及如何实现更大的群速延迟.

#### 参考文献:

- [1] BOLLER K J, IMAMOGLU A, HARRIS S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev Lett, 1991, 66: 2593-2596.
- [2] LIU L W, GENGZANG D J, AN X J, et al. Optomechanically induced transparency with Bose-Einstein condensate in double-cavity optomechanical system[J]. Chin Phys B, 2018, 27: 034205.
- [3] ZHANG H, SAIF F, JIAO Y, et al. Loss-induced transparency in optomechanics[J]. Opt Express, 2018, 26: 25199-25210.
- [4] LI L, NIE W J, CHEN A X. Transparency and tunable slow and fast light in a nonlinear optomechanical cavity[J]. Sci Reports, 2016, 6: 35090.
- [5] LI J, ZHU S Y, AGARWAL G S. Squeezed states of magnons and phonons in cavity magnomechanics[J]. Phys Rev A, 2019, 99: 021801(R).
- [6] CHEN Y T, DU L, ZHANG Y, et al. Perfect transfer of enhanced entanglement and asymmetric steering in a cavity-magnomechanical system[J]. Phys Rev A, 2021, 103: 053712.
- [7] KAMRAN U, TAIR N, OZGUR E, et al. Tunable multiwindows magnomechanically induced transparency, Fano resonances, and slow-to-fast light conversion[J]. Phys Rev A, 2020, 102: 033721.