

激光与光电子学进展

基于非旋转波近似效应的完美光力 诱导透明和放大

王婧¹, 田雪冬^{2*}

¹通化师范学院物理学院, 吉林 通化 134000;

²广西师范大学物理科学与技术学院, 广西 桂林 541004

摘要 在包含二能级原子系综在内的腔光力学系统中,利用忽略的非旋转波近似效应在不可解边带区域和可解边带区域中,讨论光力诱导透明性质、色散性质和光力诱导放大性质。当驱动光力学腔的驱动光场为红失谐时,可以在可解边带区域和不可解边带区域中分别实现完美光力诱导透明和光力诱导放大的现象。实验结果表明,无论是在可解边带区域还是不可解边带区域中,随着光力学腔的耗散速率的增加,光力诱导透明窗口的半峰全宽会变得很窄,只不过在不可解边带区域中光力诱导透明窗口的半峰全宽远远小于可解边带区域。光力诱导放大的最大值变化情况正好与光力诱导透明窗口的半峰全宽变化情况相反,可解边带区域中光力诱导放大的最大值小于不可解边带区域。

关键词 测量; 腔光力学系统; 可解边带区域; 不可解边带区域; 光力诱导透明; 光力诱导放大; 半峰全宽

中图分类号 O437.3

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0512002

Ideal Optomechanically Induced Transparency and Amplification Based on Nonrotating Wave Approximation Effect

Wang Jing¹, Tian Xuedong^{2*}

¹College of Physics, Tonghua Normal University, Tonghua, Jilin 134000, China;

²College of Physics Science and Technology, Guangxi Normal University, Guilin, Guangxi 541004, China

Abstract In the cavity photomechanical system including the two-level atom ensemble, the neglected non-rotating wave approximation effect is used to discuss the optically induced transparency, dispersion and optically induced amplification in the unsolvable and solvable sideband regions nature. When the driving light field is red detuning, the perfect optically induced transparency and optically induced amplification can be achieved in the solvable and unsolvable sideband regions, respectively. The experimental results show that the full width at half maximum of the optically induced transparent window becomes very narrow with the increase of the dissipation rate of the optically mechanical cavity in both the solvable and the unsolvable sideband regions, but the full width at half maximum of the optically induced transparent window in the unsolvable sideband region is much smaller than that in the solvable sideband region. The change of the maximum value of photo induced amplification is just opposite to the change of the full width at half maximum of the photo induced transparent window. The maximum value of photo induced amplification in the solvable

收稿日期: 2020-08-12; 修回日期: 2020-08-20; 录用日期: 2020-08-27

基金项目: 广西自然科学基金(2018GXNSFBA281003, 2019GXNSFAA245034)、广西科技基地和人才专项(AD19245180)、广西高校中青年教师科研基础能力提升项目(2019KY0086)、通化师范学院科研基金(202017ND)

*E-mail: snowtxd@mailbox.gxnu.edu.cn

sideband region is less than that in the unsolvable sideband region.

Key words measurement; cavity optomechanical system; solvable sideband region; unresolved sideband region; optomechanically induced transparency; optomechanically induced amplification; full width at half maximum

OCIS codes 120.4880; 270.1670

1 引言

标准的腔光力学系统包含光学腔场^[1-3]、驱动光场及探测光场^[4-28]。当驱动光力学腔的驱动光场为红失谐时,则腔光力学系统出现光力诱导透明的现象,该现象是腔光力学系统中的重要现象之一^[5-6]。2010年,Weis等^[5]在实验上成功实现了该现象,随后 Agarwal等^[6]从理论上对该现象给予了证明。光力诱导透明的现象不仅可以在标准的腔光力学系统中出现^[5-6],也可以在带电的腔光力学系统^[10]、多机械振子的腔光力学系统和包含原子系综的腔光力学系统^[14]中出现,而且广泛应用在精密测量^[10]、快慢光^[14]、冷却机械振子到基态^[15-17]和全光开关^[20]等领域。Ma等^[10]在存在库仑相互作用的腔光力学系统中实现了双光力诱导透明的现象,并利用该现象实现了精密测量。Gu等^[14]从理论上研究了包含两能级冷原子的腔光力学系统中的慢光和快光效应。上述应用都依赖于窄的透明窗口,因此对于光力诱导透明的现象来说,同时具有大的窗口深度和窄的窗口宽度是很重要的。此外,机械振子速率存在衰减,导致完美光力诱导透明的现象(在共振点处,窗口的深度为零)无法实现^[26-27]。不过最近,严晓波^[26-27]利用腔光力学系统并根据探测光场的非旋转波近似效应,在机械振子衰减速率不为零的情况下实现了完美光力诱导透明的现象,同时在不可解边带区域下获得非常窄的透明窗口。

当驱动光力学腔的驱动光场为蓝失谐时,腔光力学系统出现光力诱导放大的现象^[29-31],Yan等^[29]在双腔光力学系统中得到了该现象,也有部分研究者在红失谐的条件下得到了该现象。如Wang等^[28]

在包含原子在内的双腔光力学系统中,基于隧道耦合临界点实现了探测光场的吸收与放大之间的相互转换;Yang等^[32]在腔光力学系统的两个力学振子上分别施加含时驱动外力,实现了光力诱导放大的现象;Liu等^[33]在宇称时间(PT)对称结构的腔光力学系统中,利用增益-损耗的严格平衡实现了探测光场的吸收和放大透射。

根据文献^[26-33]的工作不禁联想到,当驱动光力学腔的驱动光场为红失谐时,如果将原子系综囚禁在光力学腔中,在可解边带区域和不可解边带区域中是否可以出现完美的光力诱导透明和光力诱导放大的现象呢?光力学腔的耗散速率对光力诱导透明和放大的现象将会产生怎样的影响?针对上述问题,在包含二能级原子系综在内的腔光力学系统中,当驱动光力学腔的驱动光场为红失谐时,利用文献^[26-27]的方法在可解边带区域和不可解边带区域两种情况进行讨论。

2 基本原理和理论模型

使用的系统是包含二能级原子系综在内的腔光力学系统,系统原理如图1所示,其中 E_L 为驱动光场的振幅, E_P 为探测光场的振幅。机械振子的频率为 ω_m ,有效质量为 m ,衰减速率为 γ_m 。光力学腔的频率为 ω_c ,衰减速率为 κ 。由 N_a 个具有二能级结构的原子组成的原子系综被困在光力学腔中,二能级原子系综和机械振子通过光力学腔耦合在一起。光力学腔由振幅 E_L 和频率 ω_L 的驱动光场从左侧驱动。同时为了检测光力诱导透明的性质,由振幅 E_P 和频率 ω_P 的探测光场驱动光力学腔。系统的哈密顿量可表示为^[34]

$$H = \hbar\omega_c c^\dagger c + (p^2/2m + m\omega_m^2 q^2/2) + \hbar\omega_a S_z/2 - \chi_c q c^\dagger c + \hbar g(S_- c^\dagger + S_+ c) + i\hbar E_L [c^\dagger \exp(-i\omega_L t) - c \exp(i\omega_L t)] + i\hbar [E_P c^\dagger \exp(-i\omega_P t) - E_P^* c \exp(i\omega_P t)], \quad (1)$$

式中: c 和 c^\dagger 分别为光力学腔产生和湮灭算符,满足对易关系 $[c, c^\dagger] = 1$; p 和 q 分别为机械振子动量和坐标算符,满足对易关系 $[q, p] = i\hbar$,其中 \hbar 为普朗

克常量; ω_a 为二能级原子的跃迁频率; S 为二能级原子系综的集体自旋算符, $S_+ = \sum_{i=1}^{N_a} \sigma_+^{(i)}$, $S_- = \sum_{i=1}^{N_a} \sigma_-^{(i)}$,

$S_z = \sum_{i=1}^{N_a} \sigma_z^{(i)}$, 满足对易关系 $[S_+, S_-] = S_z, [S_z, S_+] = +2S_+$ 和 $[S_z, S_-] = -2S_-$, 其中 σ_+, σ_- 和 σ_z 分别为二能级原子的上升、下降和布局差算符^[28]; χ_c 为光力学腔与机械振子间的耦合强度; g 为光力学腔与二能级原子系综的耦合强度; t 为时间; E^* 为共轭符号。当总原子数远大于处于激发态的平均原子数时, 通过霍斯坦因 - 普里马克夫变换有 $S_z = a^\dagger a - N_a/2 \approx -N_a/2, S_+ = a^\dagger \sqrt{N_a - a^\dagger a} \approx \sqrt{N_a} a^\dagger, S_- = a^\dagger \sqrt{N_a - a^\dagger a} \approx \sqrt{N_a} a$ ^[28], 其中 a 和 a^\dagger 分别为二能级原子系综的产生和湮灭算符, 满足对易关系 $[a, a^\dagger] = 1$ 。(1)式的前三项分别表示光力学腔、机械振子、二能级原子系综的自由哈密顿量, 第四项表示光力学腔和机械振子之间的辐射压力, 第五项表示

光力学腔与二能级原子系综之间的相互作用函数, $\hbar g(S_- c^\dagger + S_+ c)$ 可以改写成 $\hbar g \sqrt{N_a} (ac^\dagger + a^\dagger c) = \hbar G_{ac} (ac^\dagger + a^\dagger c), G_{ac} = g \sqrt{N_a}$, 最后两项是驱动光场和探测光场与光力学腔之间的相互作用函数。

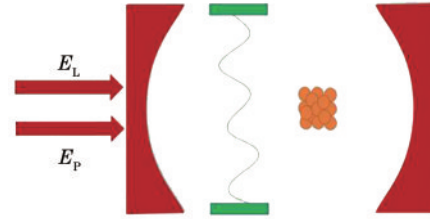


图 1 系统的原理示意图

Fig. 1 Schematic of system

在与 ω_L 有关的旋转框架中, 系统的哈密顿量可以改写为

$$H = \hbar \Delta_c c^\dagger c + (p^2/2m + m\omega_m^2 q^2/2) + \hbar \Delta_a a^\dagger a - \chi_c q c^\dagger c + \hbar g (c^\dagger a + a^\dagger c) + i\hbar E_L (c^\dagger - c) + i\hbar [E_P c^\dagger \exp(-i\delta t) - E_P^* c \exp(i\delta t)], \quad (2)$$

式中: Δ_c 为光力学腔与驱动光场的失谐, $\Delta_c = \omega_c - \omega_L$; Δ_a 为二能级原子系综与驱动光场的失谐, $\Delta_a = \omega_a - \omega_L$; δ 为探测光场与驱动光场的失谐, $\delta = \omega_p - \omega_L$ 。考虑到机械振子的衰减速率、光力学腔的衰减速率以及二能级原子系综的衰减速率, 量子郎之万的运动方程在海森伯表象可表示为

$$\dot{q} = p/m, \quad (3)$$

$$\dot{p} = -m\omega_m^2 q + \chi_c c^\dagger c - \gamma_m p + \xi(t), \quad (4)$$

$$\dot{c} = -[\kappa + i(\Delta_c - \chi_c q/\hbar)]c + E_L + E_P \exp(-i\delta t) - ig a + \sqrt{2\kappa} c_{in}(t), \quad (5)$$

$$\dot{a} = -(\gamma_a + i\Delta_a)a - igc + \sqrt{2\gamma_a} a_{in}(t), \quad (6)$$

式中: γ_a 为二能级原子系综的衰减率; $\xi(t), c_{in}(t)$ 和 $a_{in}(t)$ 分别为作用在机械振子上的热噪声、光力学腔上输入量子真空噪声和原子系综上输入量子真空噪声, 这些噪声均值为零。因为主要研究的是探测场对这个系统的平均光学响应, 所以可以不用考虑任何形式下的噪声。采用因式分解假设 $\langle qc \rangle = \langle q \rangle \langle c \rangle$, 其中 $\langle \cdot \rangle$ 为关联函数, 则(3)~(6)式可改写成

$$\langle \dot{q} \rangle = \langle p \rangle / m, \quad (7)$$

$$\langle \dot{p} \rangle = -m\omega_m^2 \langle q \rangle + \chi_c \langle c^\dagger \rangle \langle c \rangle - \gamma_m \langle p \rangle, \quad (8)$$

$$\langle \dot{c} \rangle = -[\kappa + i(\Delta_c - \chi_c \langle q \rangle / \hbar)] \langle c \rangle - ig \langle a \rangle + E_L + E_P \exp(-i\delta t), \quad (9)$$

$$\langle \dot{a} \rangle = -(\gamma_a + i\Delta_a) \langle a \rangle - ig \langle c \rangle. \quad (10)$$

当未有探测光场输入时, 可令(7)~(10)式左边等于零, 则(7)~(10)式可改写为

$$p_s = 0, \quad (11)$$

$$q_s = \chi_c |c_s|^2 / m\omega_m^2, \quad (12)$$

$$c_s = E_L / [\kappa + i\Delta + g^2 / (\gamma_a + i\Delta_a)], \quad (13)$$

$$a_s = -igc_s / (\gamma_a + i\Delta_a), \quad (14)$$

式中: Δ 表示光力学腔与驱动光场之间的有效失谐, $\Delta = \Delta_c - \chi_c q_s / \hbar$ 。将所有算符都写成稳态平均值并加上一个微小涨落的形式, 即 $\langle s \rangle = s_s + \delta s$, 其中 $s = \{q, p, c, a\}$ 。假设 $|c_s|^2 \gg 1$, 忽略非线性项 $\delta c^* \delta c$ 和 $\delta c \delta q$, 只保留线性项, 便得到另一组关于系统涨落算符的方程, 即

$$\delta \dot{q} = \delta p / m, \quad (15)$$

$$\delta \dot{p} = -m\omega_m^2 \delta q + \chi_c (c_s \delta c^* + c_s^* \delta c) - \gamma_m \delta p, \quad (16)$$

$$\delta \dot{c} = -(\kappa + i\Delta) \delta c + i\chi_c c_s \delta q / \hbar - ig \delta a + E_P \exp(-i\delta t), \quad (17)$$

$$\delta \dot{a} = -(\gamma_a + i\Delta_a) \delta a - ig \delta c_s. \quad (18)$$

假设(15)~(18)式有 $\delta s = E_p s_+ \exp(-i\delta t) + E_p^* s_- \exp(i\delta t)$ 形式的解,则(15)~(18)式的解为

$$q_+ = \chi_+ (c_+ c_-^* + c_+^* c_-) / (m\omega_m^2 - im\delta\gamma_m - m\delta^2), \quad (19)$$

$$a_+ = -igc_+ / (-i\delta + \gamma_a + i\Delta_a), \quad (20)$$

$$a_- = -igc_- / (i\delta + \gamma_a + i\Delta_a), \quad (21)$$

$$c_+ = (i\chi_+ q_+ c_- / \hbar + 1) / [\kappa + i(\Delta - \delta) + g^2 / (\gamma_a + i\Delta_a - i\delta)], \quad (22)$$

$$c_- = (i\chi_- q_- c_+ / \hbar) / [\kappa + i(\Delta + \delta) + g^2 / (\gamma_a + i\Delta_a + i\delta)]. \quad (23)$$

为了进一步探索以探测场频率为主要输出光的特点,利用 $q_+ = q_-^*$ 和(23)式可得到

$$c_+ c_-^* = c_+^* c_- M / (1 - M), \quad (24)$$

式中: $M = -i\chi_+^2 |c_+|^2 / \left\{ \hbar m (\omega_m^2 - i\delta\gamma_m - \delta^2) [\kappa - i(\Delta + \delta) + g^2 / (\gamma_a - i\Delta_a - i\delta)] \right\}$ 。将(24)式代入(22)式,并假设 $\Delta \sim \delta \sim \omega_m$, 频率失谐 $x = \delta - \omega_m$, 则有

$$c_+ = 1 / [\kappa - ix + g^2 / (\gamma_a - 2i\omega_m) + \beta / (-ix + N + \gamma_m / 2)], \quad (25)$$

式中: $\beta = \chi_+^2 |c_+|^2 / 2m\hbar\omega_m$, 由驱动光场的能量决定; $N = -\beta / (\kappa - 2i\omega_m + g^2 / \gamma_a)$ 为非旋转波近似项^[26-27], 采用旋转波近似法求解(3)式不能得到 N , 其决定光力诱导透明和光力诱导放大现象的性质。

腔的输入输出关系

$$\epsilon_{out}(t) + E_p \exp(-i\delta t) + E_L = 2\kappa\delta c, \quad (26)$$

式中: $\epsilon_{out}(t)$ 为输出场的振幅。将 $\epsilon_{out}(t)$ 按小量 E_p 展开, 表达式为

$$\epsilon_{out}(t) = \epsilon_{out0} + \epsilon_{out+} E_p \exp(-i\delta t) + \epsilon_{out-} E_p^* \exp(i\delta t), \quad (27)$$

$$\epsilon_{out+} = 2\kappa\delta c_+ - 1, \quad (28)$$

式中: ϵ_{out+} 为输出场振幅在频率 ω_p 上的响应; ϵ_{out-} 为输出场振幅在频率 $2\omega_L - \omega_p$ 上的响应; ϵ_{out0} 为输出场振幅稳态值。输出场的正交量可表示为

$$\epsilon_T = \epsilon_{out+} + 1 = 2\kappa\delta c_+. \quad (29)$$

将(25)式代入(29)式, 可得到

$$\epsilon_T = 2\kappa / [\kappa - ix + g^2 / (\gamma_a - 2i\omega_m) + \beta / (-ix + N + \gamma_m / 2)]. \quad (30)$$

系统对探测光场的吸收或色散属性由输出光场的实部 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 或虚部 $\text{Im}[\epsilon_T]$ 给出。在非旋转波近似项 N 的帮助下, 可以很容易地实现完美的光力诱导透明现象^[26-27]。令 $-ix + \gamma_m / 2 + N = 0$, 有

$$x = x_0 = -\omega_m \gamma_m / (\kappa + g^2 / \gamma_a), \quad (31)$$

$$\beta = \beta_0 = \gamma_m [(\kappa + g^2 / \gamma_a)^2 + 4\omega_m^2] / 2(\kappa + g^2 / \gamma_a). \quad (32)$$

(31)式给出光力诱导透明窗口的具体位置 x_0 , 由于二能级原子系综的存在, 相比于不存在二能级原子系综的情况, 光力诱导透明窗口的位置向右移动。由(32)式可知, 即使当 $\gamma_m \neq 0$ 时, 系统中也能呈现出完美的光力诱导透明的现象, 当 $\beta > \beta_0$ 时, 探测光场的吸收谱 $\text{Re}[\epsilon_T] < 0$, 则系统中呈现出光力诱导放大的现象^[26-27], 当 $\beta < \beta_0$ 时, 探测光场的吸收谱 $\text{Re}[\epsilon_T] > 0$, 系统中呈现出光力诱导不透明的现象。值得注意的是, 此时光力诱导放大的现象是在红失谐的条件下发生。当 $g = 0$ 时, 即形成光力学

腔-机械振子两模耦合的形式。(30)式可以化简为 $\epsilon_T = 2\kappa / [\kappa - ix + \beta / (-ix + N + \gamma_m / 2)]$ ^[26-27]。

当 $g \neq 0$ 时, 系统不仅存在光力学腔与机械振子之间的相互作用, 而且还存在光力学腔同二能级原子系综之间的相互作用, 即形成二能级原子系综-光力学腔-机械振子三模耦合的形式。

3 完美的光力诱导透明

当 $\beta = \beta_0$ 时, 通过数值方法来观察复合系统中的完美光力诱导透明现象。系统中参数 $\omega_m / r_m = 10$, $\gamma_a = 1.1\omega_m$, $g = 0.1\omega_m$ 。

图2为探测光场的吸收谱 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随标准化失谐 x / γ_m 的变化情况, 其中 $\kappa = 0.2\omega_m$ 。从图2可以看到, 当不存在二能级原子系综, 即 $g = 0$ 且存在强驱动光场驱动光力学腔时, 探测光场的吸收为零, 此时探测光场的吸收谱中出现一个透明窗口, 这类类似于 Λ 型三能级原子系统的电磁诱导透明现象, 意

意味着系统中出现完美的光力诱导透明现象,结果与文献[26-27]一致;当引入二能级原子系综,即 $g = 0.2\omega_m$ 时,在二能级原子系综和光力学腔之间的相互作用下,探测光场的吸收谱中仍然可以出现完美的光力诱导透明现象。相比于不存在二能级原子系综的情况,一方面透明窗口的宽度变得更狭窄,另一方面透明窗口的位置向右移动。为了能够清晰地看到透明窗口的移动,在图 2(b)中画出图 2(a)一个很小区域内的透明情况,这个

区域的取值 $x/\gamma_m = (-25, 15)$ 。从图 2(b)可以看到,当系统中存在二能级原子系综时,探测光场的吸收谱中透明窗口的位置向高频段移动。也可以根据(31)式来分析探测光场吸收谱中透明窗口的位置。当 $g = 0$ 时,共振点为 $x/\gamma_m = -5$,当 $g = 0.2\omega_m$ 时,共振点为 $x/\gamma_m = -4.23$,这与图 2(b)的结果一致,说明光力诱导透明窗口的位置与二能级原子系综和光力学腔之间的相互作用是有关系的。

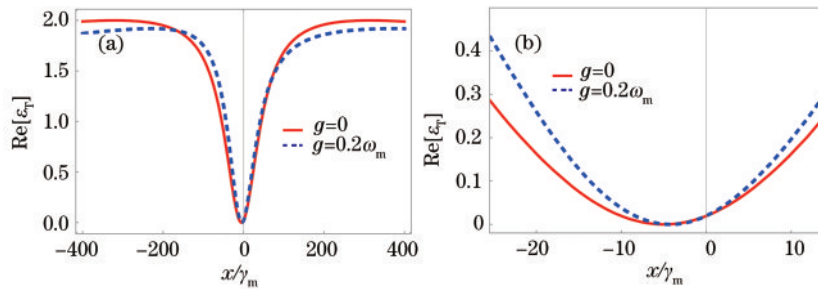


图 2 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随 x/γ_m 的变化曲线。(a) $x/\gamma_m = (-400, 400)$; (b) $x/\gamma_m = (-25, 15)$

Fig. 2 Variation curves of $\text{Re}[\epsilon_T]$ and x/γ_m . (a) $x/\gamma_m = (-400, 400)$; (b) $x/\gamma_m = (-25, 15)$

从图 2 可以看到,二能级原子系综的存在会改变光力学系统中探测场的吸收性质。光力诱导透明现象中,透明窗口的半峰全宽是一个重要指标。

为了更好地描述光力诱导透明窗口的变化,接下来求解光力诱导透明窗口的半峰全宽。令 $x = x_0 + y, \beta = \beta_0$ [26-27], 代入(30)式可得

$$\epsilon_T = 2\kappa / \{ \kappa + A\gamma_a - i [y - \omega_m\gamma_m/B - 2A\omega_m - (\gamma_m B^2 + 4\gamma_m\omega_m^2)/2yB] \}, \quad (33)$$

式中: y 为平移量; $A = g^2/(\gamma_a^2 + 4\omega_m^2)$; $B = \kappa + g^2/\gamma_a$ 。光力诱导透明窗口的半峰全宽所对应的吸收值为 [26-27]

$$\text{Re}[\epsilon_T] = 1. \quad (34)$$

在所取的参数范围内满足 $A\gamma_a \ll \kappa, 2A\omega_m \ll \kappa$,

所以可以忽略 $A\gamma_a$ 和 $2A\omega_m$ 。由(33)式和(34)式可得

$$y^2 - (\pm\kappa + \omega_m\gamma_m/B)y - \gamma_m(B^2 + 4\omega_m^2)/2B = 0. \quad (35)$$

由(35)式解得

$$y_1 = [\omega_m\gamma_m - \kappa B + \sqrt{(\omega_m\gamma_m - \kappa B)^2 + 2\gamma_m(B^2 + 4\omega_m^2)B}] / 2B, \quad (36)$$

$$y_2 = [\omega_m\gamma_m + \kappa B - \sqrt{(\omega_m\gamma_m + \kappa B)^2 + 2\gamma_m(B^2 + 4\omega_m^2)B}] / 2B. \quad (37)$$

则光力诱导透明窗口的半峰全宽可表示式 [26-27]

$$\Gamma_{\text{OMIT}} = y_1 - y_2 = \gamma_m(B^2 + 4\omega_m^2)/\kappa B. \quad (38)$$

因为 $\gamma_m \ll \kappa$, 所以忽略掉 $\omega_m^2\gamma_m^2$ 。由(38)式可知,二能级原子系综可以对透明谱线的宽度产生影响,这一点从图 2 就可以看到。腔光力学系统中,光力学腔的耗散速率是一个重要参数,当 $\kappa < \omega_m$ 时,系统处在可解边带区域,当 $\kappa > \omega_m$ 时,系统处在不可解边带区域。在可解边带区域和不可解边带区

域中,可以使用数值来说明(30)式实部 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 和虚部 $\text{Im}[\epsilon_T]$ 的性质。

3.1 可解边带区域

当光力学腔的耗散速率小于机械振子的频率 ($\kappa < \omega_m$) 时,在可解边带区域中讨论光力学腔的耗散速率对光力诱导透明窗口的半峰全宽的影响。探测光场的吸收谱 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随标准化失谐 x/γ_m 的变化曲线,如图 3(a)所示。从图 3(a)可以看到, κ 可以有效

地控制光力诱导透明窗口的半峰全宽,随着 κ 值的增加,透明窗口的宽度变窄,这与(38)式的结果一致。由(38)式可知,当 $\kappa = 0.2\omega_m$, $\Gamma_{\text{OMIT}} = 96$, 当 $\kappa = 0.3\omega_m$ 时, $\Gamma_{\text{OMIT}} = 40$ 。值得注意的是,光力学腔的耗散速率并未改变透明窗口的深度。探测光场的色散

谱 $\text{Im}[\epsilon_T]$ 随标准化失谐 x/γ_m 的变化曲线,如图 3(b) 所示。从图 3(b) 可以看到,色散曲线的斜率随着 κ 值的增加而变大,色散曲线越陡峭,光的群速度越慢,这说明通过增强光力学腔的耗散速率,可以使探测光的透明窗口变宽,同时其传播群速度变得较慢。

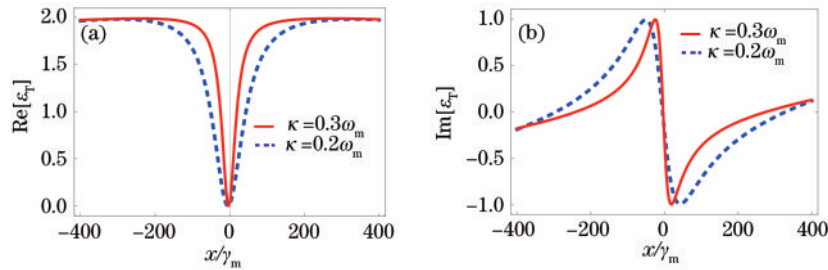


图 3 探测光场在可解边带区域中的性能曲线。(a) $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随 x/γ_m 的变化曲线; (b) $\text{Im}[\epsilon_T]$ 随 x/γ_m 的变化曲线

Fig. 3 Performance curves of probing light field in solvable sideband region. (a) Variation curves of $\text{Re}[\epsilon_T]$ and x/γ_m ; (b) variation curves of $\text{Im}[\epsilon_T]$ and x/γ_m

3.2 不可解边带区域

在不可解边带区域 ($\kappa > \omega_m$) 中,探测光场的吸收谱 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随标准化失谐 x/γ_m 的变化曲线,如图 4(a) 所示。从图 4(a) 可以看到, κ 依然可以有效地控制光力诱导透明窗口的宽度,随着 κ 值的增加,左边的最大值点向右移动,中间的最小值点向高频段移动,右边的最大值点向左移动,这会导致光力诱导透明窗口的半峰全宽变窄。由(38)式可知,当

$\kappa = 3\omega_m$ 时, $\Gamma_{\text{OMIT}} = 1.446$, 当 $\kappa = 7\omega_m$ 时, $\Gamma_{\text{OMIT}} = 1.083$ 。对比图 3(a) 和图 4(a) 可知,随着 κ 值的增加,光力诱导透明窗口的半峰全宽将会变得更窄,只不过在不可解边带区域中,光力诱导透明窗口的宽度远远小于可解边带区域。探测光的色散谱 $\text{Im}[\epsilon_T]$ 随标准化失谐 x/γ_m 的变化曲线,如图 4(b) 所示。从图 4(b) 可以看到,色散曲线随着 κ 值的增加变得陡峭,即光的群速度变慢。

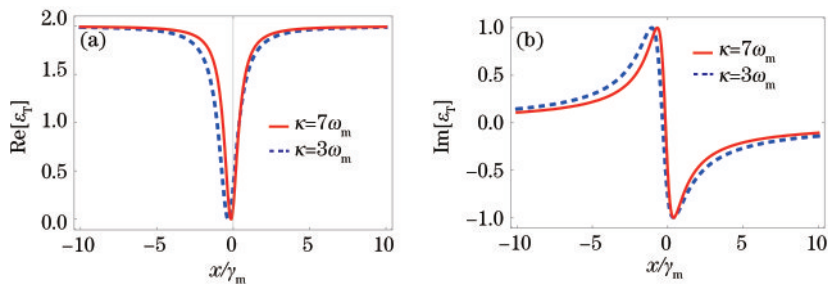


图 4 探测光场在不可解边带区域中的性能曲线。(a) $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随 x/γ_m 的变化曲线; (b) $\text{Im}[\epsilon_T]$ 随 x/γ_m 的变化曲线

Fig. 4 Performance curves of probing light field in unsolvable sideband region. (a) Variation curves of $\text{Re}[\epsilon_T]$ and x/γ_m ; (b) variation curves of $\text{Im}[\epsilon_T]$ and x/γ_m

4 光力诱导放大

在 $\beta > \beta_c$ 的条件下,讨论光力诱导放大的性质,此时要求 $\text{Im}[-ix + N + \gamma_m/2] = 0$, 可得最大光力诱导放大的位置^[27], 表达式为

$$x_g = -2\beta\omega_m / (B^2 + 4\omega_m^2). \quad (39)$$

由(39)式可知,光力诱导放大的位置并不是随着 β 值的增加而增加。为了更清楚地看到光力诱导

放大的位置随 β 的变化,探测光场的吸收谱 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随 β/κ^2 的变化曲线,如图 5 所示。从图 5 可以看到,系统中出现光力诱导放大的现象,这可以制备光力学诱导单频放大器^[32]; 当系统存在于可解边带区域 ($\kappa = 0.5\omega_m$) 中时,透明窗口的最小吸收值较小,接近于零;随着 β 值的增加,透明窗口的最小吸收值几乎不变;进一步增加 κ 值,当系统进入不可解边带区域 ($\kappa = 3\omega_m, \kappa = 4\omega_m$) 中时,光力诱导放大的变化和

系统与存在于可解边带区域完全不同。从图 5 可以看到,透明窗口的最小吸收值随着 β 值的增加反而越来越小,并最终趋近于零,即放大现象越来越减弱。对比 $\kappa = 3\omega_m$ 和 $\kappa = 4\omega_m$ 可知, κ 值越大,透明窗口的最小吸收值就越大。对比图 3~5 可以看到,光力诱导放大的最大值的变化情况正好与光力诱导透明窗口的半峰全宽变化情况相反。

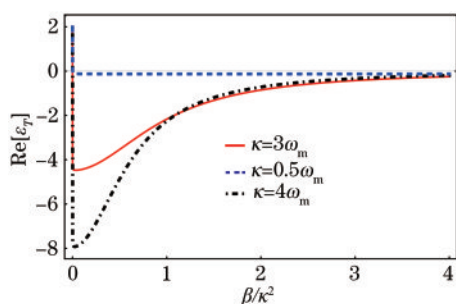


图 5 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 随 β/κ^2 的变化曲线

Fig. 5 Variation curves of $\text{Re}[\epsilon_T]$ and β/κ^2

5 结 论

在包含二能级原子系综在内的腔光力学系统中,利用忽略的非旋转波近似效应在不可解边带区域和可解边带区域中,讨论光力诱导透明性质、色散性质和光力诱导放大性质。其中二能级原子系综放在光力学腔中,光力学腔和机械振子发生相互作用。在非旋转波近似效应的帮助下,在所选取的参数范围内,系统中可以呈现出完美的光力诱导透明现象。光力学腔的耗散速率可以有效地控制光力诱导透明窗口的半峰全宽。随着光力学腔的耗散速率的增加,光力诱导透明窗口的半峰全宽会变得更窄,只不过在不可解边带区域中光力诱导透明窗口的宽度远远小于可解边带区域。同时借助于非旋转波近似效应,在可解边带区域中光力诱导放大的最大值非常小,而在不可解边带区域中光力诱导放大的最大值可以变得非常大。

参 考 文 献

[1] Lu F. Controllable quantum entanglement based on cavity structure[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(4): 042701.
陆繁. 基于腔结构的可控量子纠缠[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(4): 042701.

[2] Lin J. Preparing Bell state by using dissipative process in directly coupled cavities[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56(24): 242703.

林杰. 直接耦合腔中通过耗散通道制备 Bell 态[J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(24): 242703.

- [3] Chen C, Wu D W, Yang C Y, et al. Research on enhancing synchronization precision between Roland C stations based on cavity electro-opto-mechanical system [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39 (8) : 0827001.
陈超, 吴德伟, 杨春燕, 等. 基于腔电光力学系统增强罗兰 C 台间同步精度问题研究[J]. 光学学报, 2019, 39(8): 0827001.
- [4] Kippenberg T J, Vahala K J. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale [J]. Science, 2008, 321 (5893): 1172-1176.
- [5] Weis S, Rivière R, Deléglise S, et al. Optomechanically induced transparency [J]. Science, 2010, 330 (6010) : 1520-1523.
- [6] Agarwal G S, Huang S M. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light [J]. Physical Review A, 2010, 81(4): 041803.
- [7] Wang J, Tian X D, Liu Y M, et al. Entanglement manipulation via Coulomb interaction in an optomechanical cavity assisted by two-level cold atoms[J]. Laser Physics, 2018, 28(6): 065202.
- [8] Wang J. Optical nonreciprocity in two-cavity optomechanical system [J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2020, 37(3): 328-336.
王婧. 双腔光力学系统中光学非互易[J]. 量子电子学报, 2020, 37(3): 328-336.
- [9] Wang J. The optical nonreciprocal response based on a four-mode optomechanical system [J]. Chinese Physics B, 2020, 29(3): 034210.
- [10] Ma P C, Zhang J Q, Xiao Y, et al. Tunable double optomechanically induced transparency in an optomechanical system [J]. Physical Review A, 2014, 90(4): 043825.
- [11] Yan X B, Yan X B, Deng Z J, et al. Entanglement optimization of filtered output fields in cavity optomechanics [J]. Optics Express, 2019, 27(17) : 24393-24402.
- [12] Yan X B, Yang L, Tian X D, et al. Optomechanically induced transparency and normal mode splitting in an optical parametric amplifier cavity [J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63 (20) : 204201.
严晓波, 杨柳, 田雪冬, 等. 参量放大器腔中光力诱导透明与本征模劈裂性质[J]. 物理学报, 2014, 63 (20): 204201.
- [13] Zhang L W, Li X L, Yang L. Optical nonreciprocity

- with blue-detuned driving in two-cavity optomechanics [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(17): 170701.
张利巍, 李贤丽, 杨柳. 蓝失谐驱动下双腔光力系统中的光学非互易性[J]. *物理学报*, 2019, 68(17): 170701.
- [14] Gu K H, Yan X B, Zhang Y, et al. Tunable slow and fast light in an atom-assisted optomechanical system [J]. *Optics Communications*, 2015, 338: 569-573.
- [15] Guo Y J, Li K, Nie W J, et al. Electromagnetically-induced-transparency-like ground-state cooling in a double-cavity optomechanical system [J]. *Physical Review A*, 2014, 90(5): 053841.
- [16] Liu Y M, Bai C H, Wang D Y, et al. Ground-state cooling of rotating mirror in double-Laguerre-Gaussian-cavity with atomic ensemble [J]. *Optics Express*, 2018, 26(5): 6143-6157.
- [17] Li L C, Luo R H, Liu L J, et al. Double-passage ground-state cooling induced by quantum interference in the hybrid optomechanical system [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 14276.
- [18] Jia W Z, Wei L F, Li Y, et al. Phase-dependent optical response properties in an optomechanical system by coherently driving the mechanical resonator [J]. *Physical Review A*, 2015, 91(4): 043843.
- [19] He B, Yang L, Jiang X S, et al. Transmission nonreciprocity in a mutually coupled circulating structure [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(20): 203904.
- [20] Liu T T, Lin G W, Hao Y M, et al. Interaction-free all-optical switching in coupled cavities [J]. *Journal of East China University of Science and Technology (Natural Science Edition)*, 2018, 44(3): 448-453.
刘甜甜, 林功伟, 郝亚明, 等. 基于耦合腔系统的相互作用自由的全光开关[J]. *华东理工大学学报(自然科学版)*, 2018, 44(3): 448-453.
- [21] Xu X W, Song L N, Zheng Q, et al. Optomechanically induced nonreciprocity in a three-mode optomechanical system [J]. *Physical Review A*, 2018, 98(6): 063845.
- [22] Lü H, Jiang Y J, Wang Y Z, et al. Optomechanically induced transparency in a spinning resonator [J]. *Photonics Research*, 2017, 5(4): 367.
- [23] Wu Q. Tunable ponderomotive squeezing induced by Coulomb interaction in an optomechanical system [J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(1): 010304.
- [24] Lü X Y, Jing H, Ma J Y, et al. PT-symmetry-breaking chaos in optomechanics [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(25): 253601.
- [25] Bai C, Hou B P, Lai D G, et al. Tunable optomechanically induced transparency in double quadratically coupled optomechanical cavities within a common reservoir [J]. *Physical Review A*, 2016, 93(4): 043804.
- [26] Yan X B. Optomechanically induced ultraslow light, perfect transmission and absorption [EB/OL]. (2020-05-25) [2020-08-11]. <https://arxiv.org/abs/2005.11871v1>.
- [27] Yan X B. Optomechanically induced transparency and gain [J]. *Physical Review A*, 2020, 101(4): 043820.
- [28] Wang T, Zheng M H, Bai C H, et al. Normal-mode splitting and optomechanically induced absorption, amplification, and transparency in a hybrid optomechanical system [J]. *Annalen Der Physik*, 2018, 530(10): 1800228.
- [29] Yan X B, Jia W Z, Li Y, et al. Optomechanically induced amplification and perfect transparency in double-cavity optomechanics [J]. *Frontiers of Physics*, 2015, 10(3): 351-357.
- [30] Jiang C, Song L N, Li Y. Directional phase-sensitive amplifier between microwave and optical photons [J]. *Physical Review A*, 2019, 99(2): 023823.
- [31] Chen H J. Optomechanically induced transparency and nonlinear responses based on graphene optomechanics system [J]. *EPJ Quantum Technology*, 2019, 6: 3.
- [32] 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.
- [33] Liu Y L, Wu R B, Zhang J, et al. Controllable optical response by modifying the gain and loss of a mechanical resonator and cavity mode in an optomechanical system [J]. *Physical Review A*, 2017, 95(1): 013843.
- [34] Yan X B. Optomechanically induced ultraslow and ultrafast light [EB/OL]. (2020-06-23) [2020-08-11]. <https://arxiv.org/abs/2006.13736>.