

激光与光电子学进展

耦合腔系统中的光力诱导放大与慢光

钱来彬, 李贤丽*, 张秀龙, 宋利伟**

东北石油大学物理与电子工程学院, 黑龙江 大庆 163318

摘要 从理论上研究了由一个单腔光力系统和一个辅助腔组成的耦合腔系统中光力诱导放大和慢光效应的特性。结果表明,如果采用高品质的辅助腔(具有很小的衰减速率),系统中探测场的强度可以得到显著放大。结果还发现,基于完美的光力诱导透明特性,该模型中的时间延迟很容易超过单腔光力系统中的时间延迟上限。此外,还研究了该系统中完美光力诱导吸收的有趣现象。该研究结果可以应用于现代光网络中的光传输。

关键词 量子光学; 腔光力学; 光力诱导放大; 慢光; 光力诱导吸收

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP221165

Optomechanically Induced Amplification and Slow Light in Coupled Cavities

Qian Laibin, Li Xianli*, Zhang Xiulong, Song Liwei**

School of Physics and Electronic Engineering, Northeast Petroleum University, Daqing 163318, Heilongjiang, China

Abstract In a coupled-cavity system consisting of a single-cavity optomechanical system and an auxiliary cavity, we theoretically investigate the characteristics of optomechanically induced amplification and the slow light effect. The results show that if we adopt a high-quality auxiliary cavity (with a small decay rate), the strength of the probe field in the system can be strongly amplified. Based on the perfect optomechanically induced transparency, we also find that the time delay in this model can easily surpass its upper bound in the single-cavity optomechanical system. Additionally, the system is used to study the interesting phenomenon of perfect optomechanically induced absorption. We believe that the results can be used to control optical transmission in modern optical networks.

Key words quantum optics; cavity optomechanics; optomechanically induced amplification; slow light; optomechanically induced absorption

1 引言

腔光力学^[1]是研究宏观力学谐振子和光场相互作用的学科,因其在测试宏观量子物理、高精度测量和量子信息处理等领域的广泛应用而受到越来越多的关注^[1-5]。随着纳米技术和量子力学^[6]的发展,各种能够表现出这种相互作用的物理系统被提出并得到了广泛研究,如法布里-珀罗腔^[7-8]、回音壁腔^[9-11]、超导电路^[12-13]、力学薄膜^[14-17]和耦合腔光力学系统^[18-20]。光力相互作用可以强烈地影响这些系统中的机械振子的运动和光学特性,从而产生各种有趣的量子现象,如机械模的基态冷却^[21-23]、量子纠缠^[24-26]、光力诱导透射和吸收^[27-34],以及光力诱导透明(OMIT)^[35-44]等现象。

近年来,基于光力诱导透明的慢光研究引起了人们的广泛关注。光力诱导透明的一个显著特征是通过系统^[43]的光的群速度急剧下降,这是由系统在透明窗口处的反常色散造成的。基于这一效应,人们提出许多方案来实现光速减慢或者静止光^[43-51],从而使其成为量子信息和通信提议的重要组成部分,以及在经典光学和光子学中具有很大的实用价值。然而,在光力诱导透明的一般理论中,由于机械阻尼率不为零,理想的透明窗口深度无法实现^[41-42],这将导致非常有限的慢光效应(通常是毫秒量级)^[45-47]。直到最近,文献^[40]提出了一个新的机制,可以使完美的光机械诱导透明很容易实现。利用这种完美透明机制,单腔光力系统中的慢光效应得到了大幅提高,并给出了单腔光

收稿日期: 2022-03-31; 修回日期: 2022-04-22; 录用日期: 2022-06-22; 网络首发日期: 2022-07-02

基金项目: 国家自然科学基金(41472126)、黑龙江省普通本科高等学校青年创新人才培养计划(UNPYSCT-2020149)、东北石油大学引导性创新基金(50020202)

通信作者: *lx17158@163.com; **zhidao90@163.com

力系统中慢光效应的上限^[44]。在其他光机械系统中,慢光效应是否可以轻易地超过上述限制仍是有待解决的问题。此外,光机械诱导放大现象近年来也得到了关注,可能在未来应用于微弱信号的检测。一般来说,这种光力诱导放大效应可以在力学蓝失谐驱动的光力系统中实现^[52-54]。然而,我们想知道的是,这种放大是否仍然可以在通常的力学红失谐驱动下实现。

本文利用了完美光力诱导透明条件,研究了耦合腔光力系统中慢光和光力诱导放大^[18-20]效应。在此条件下,可以很容易地实现超慢光效应。首先,得到了在光力诱导透明窗处的时间延迟(慢光效应)的解析表达式,发现如果力学耗散速率远小于辅助腔的弛豫速率,则时间延迟效应与力学谐振子的频率无关。如果采用高品质的辅助腔,则此模型中的慢光效应很容易超过单腔光力系统中慢光效应的上限。在力学红失谐驱动下,如果采用高质量辅助腔,则仍然可以很容易地实现光力诱导放大效应,更重要的是,最大放大倍数与力学耗散速率无关,力学耗散速率只影响输出谱线的宽度。此外,当系统参数满足一定条件时,会出现完美光力诱导吸收现象。

2 模型和方程

本文提出一个由力学膜和两个腔组成的光力系统。如图 1 所示,频率为 ω_m 、质量 m 的力学膜与第一个腔通过辐射压力效应相互耦合,两个腔通过相互作用 $-\hbar J(\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1)$ 相互耦合,耦合强度为 J 。两个空腔的频率分别用 ω_1 和 ω_2 表示,两个空腔的湮灭算符分别用 \hat{a}_1 和 \hat{a}_2 表示。力学膜的位置算符和动量算符分别用 \hat{x} 和 \hat{p} 表示。如果将力学膜放置在腔场的节点上,光力相互作用的哈密顿量可以用 $-\hbar g_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{x}$ 来描述,其中光力耦合强度为 g_0 ^[28,55]。谐振腔 \hat{a}_1 由频率为 ω_c (振幅为 ϵ_c) 的强耦合场和频率为 ω_p (振幅为 ϵ_p) 的弱探测场驱动。则体系的哈密顿量可以写为

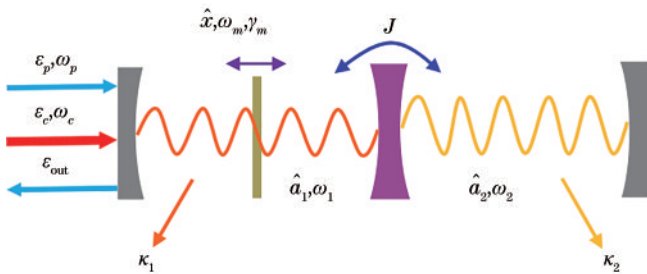


图 1 光机械耦合系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of a coupled optomechanical system

$$H = \hbar \Delta_1 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \hbar \Delta_2 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 + i \hbar \epsilon_c (\hat{a}_1^\dagger - \hat{a}_1) - \hbar g_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{x} - \hbar J (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1) + i \hbar [\hat{a}_1^\dagger \epsilon_p \exp(-i\delta t) - \hat{a}_1 \epsilon_p^* \exp(i\delta t)] + \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega_m^2 \hat{x}^2, \quad (1)$$

式中: $\delta = \omega_p - \omega_c$ ($\Delta_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega_c$) 是探测场(腔场)与耦合场之间的失谐。

本文讨论了耦合场存在时系统对探测场的平均响应,因此不包括量子涨落。使用因式分解假设,即 $\langle \hat{X} \hat{Y} \rangle = \langle \hat{X} \rangle \langle \hat{Y} \rangle$, 于是系统平均值方程表示为

$$\begin{cases} \dot{a}_1 = -(\kappa_1 + i\Delta_1 - ig_0 x) a_1 + iJ a_2 + \epsilon_c + \epsilon_p \exp(-i\delta t) \\ \dot{a}_2 = -(\kappa_2 + i\Delta_2) a_2 + iJ a_1 \\ \dot{p} = -\gamma_m p - m\omega_m^2 x + \hbar g_0 |a_1|^2 \\ \dot{x} = \frac{p}{m} \end{cases}, \quad (2)$$

式中: γ_m 、 κ_1 和 κ_2 分别为力学膜、腔 \hat{a}_1 和辅助腔 \hat{a}_2 的弛豫速率。

一般来说,探测场的强度要比耦合场的强度小得多。因此,我们可以用微扰法求解方程(2)。根据方程(2),取 $\epsilon_p = 0$, 得到稳态下各算子的均值,即

$$\begin{cases} a_{1s} = \frac{\epsilon_c}{\kappa_1 + i\Delta_1 - ig_0 x_s + \frac{J^2}{\kappa_2 + i\Delta_2}} \\ a_{2s} = \frac{iJ a_{1s}}{\kappa_2 + i\Delta_2} \\ x_s = \frac{\hbar g_0 |a_{1s}|^2}{m\omega_m^2} \\ p_s = 0 \end{cases}. \quad (3)$$

当探测场 $\epsilon_p \neq 0$ 时,可以将各平均值展开为稳态值和和在稳态值附近的小波动之和,即 $a_i = a_{is} + \delta a_i$ ($i = 1, 2$), $x = x_s + \delta x$, $p = p_s + \delta p$ 。将它们代入方程(2),并只保留线性项,得到线性化的朗之万方程,

$$\begin{cases} \delta \dot{a}_1 = -(\kappa_1 + i\bar{\Delta}_1) \delta a_1 + iG \delta x + iJ \delta a_2 + \epsilon_p \exp(-i\delta t) \\ \delta \dot{a}_2 = -(\kappa_2 + i\Delta_2) \delta a_2 + iJ \delta a_1 \\ \delta \dot{p} = -\gamma_m \delta p - m\omega_m^2 \delta x + \hbar G^* \delta a_1 + \hbar G \delta a_1^* \\ \delta \dot{x} = \frac{\delta p}{m} \end{cases}, \quad (4)$$

式中: $G = g_0 a_{1s}$; $\bar{\Delta}_1 = \Delta_1 - g_0 x_s$ 。应用通常的方法^[17,41-43],将解写成 $\delta s = s_+ \exp(-i\delta t) + s_- \exp(i\delta t)$ ($s = a_1, a_2, x, p$) 的形式来解方程(4),并将它们代入方程(4),比较方程两边因子 $\exp(\pm i\delta t)$ 的系数,可得

$$a_{1+} = \frac{\epsilon_p}{\kappa_1 - i(\delta - \bar{\Delta}_1) + A + \frac{\beta}{\frac{\delta^2 - \omega_m^2 + i\delta\gamma_m}{2i\omega_m} - \frac{\beta}{\kappa_1 - i(\delta + \bar{\Delta}_1) + B}}}, \quad (5)$$

其中

$$\beta = \frac{\hbar g_0^2 |a_{1s}|^2}{2m\omega_m}, \quad (6)$$

$$A = \frac{J^2}{\kappa_2 - i\delta + i\Delta_2}, \quad (7)$$

$$B = \frac{J^2}{\kappa_2 - i\delta - i\Delta_2}. \quad (8)$$

在这里,将不列出其他的项,例如 a_{1-} 和 x_{\pm} , 因为在这个工作中,我们只关心输出场中频率为 ω_p 场。基于式(5),可以研究光力系统对探测场的响应。众所周知,系统在近共振时耦合最强,下面假设系统参数满足 $\Delta_1 = \Delta_2 = \omega_m$ 。

3 在 $\delta = \omega_m$ 时的光力诱导透明和慢光

根据输入输出关系^[41],可将输出场中频率 ω_p 的光学分量定义为 $\epsilon_T = 2\kappa_1 \delta a_{1+} / \epsilon_p$ ^[41],其实部 $\text{Re}[\epsilon_T]$ 和虚部 $\text{Im}[\epsilon_T]$ 分别代表系统对探测场的吸收和色散行为。由于慢光是基于光力诱导透明的性质,所以首先要给出系统在 $\delta = \omega_m$ 时实现完美光力诱导透明的条件。根据文献[40]的结论,由式(5)中子分式的极点位置可以得到 $\delta = \omega_m$ 处完美光力诱导透明的条件,即

$$\begin{cases} \beta = \frac{\gamma_m(\kappa_1 + \kappa_2)}{2} \\ J = \pm \sqrt{\kappa_2^2 + 4\omega_m^2} \end{cases}. \quad (9)$$

如果 $\gamma_m \ll \kappa_1, \kappa_2$,则在大多数光力系统中确实如此,根据文献[40],以式(9)中的驱动强度 β 为驱动强度,可得透明窗宽度 Γ_{OMIT} (半峰全宽)为

$$\Gamma_{\text{OMIT}} = \frac{\gamma_m \kappa_2 (\kappa_1 + \kappa_2)}{\kappa_2 (\kappa_1 + \kappa_2) + 4\omega_m^2}. \quad (10)$$

如图 2 所示,在满足完美光力诱导透明条件[式(9)]下,给出了 $\text{Re}[\epsilon_T]$ (红色实线)和 $\text{Im}[\epsilon_T]$ (蓝色点线)与标准化频率失谐 δ/ω_m 的关系曲线,参数为 $\omega_m = \kappa_1 = \kappa_2 = 10^4, \gamma_m = 1$ 。在最近观测本征模劈裂的实验中^[56],力学振子的品质因子 Q 满足 $Q = \omega_m/\gamma_m = 6700$,这与本文所采用的参数 $\omega_m/\gamma_m = 10^4$ 相近。在此参数下,在失谐满足 $\delta = \omega_m$ 时出现完美光力诱导透明现象,并且 $\Gamma_{\text{OMIT}} = 0.33\gamma_m = 0.33$,与图 2 中的数值结果(见红色实线的半峰全宽)非常吻合。从图 2 还可以看出,最陡的色散(蓝色点线)出现在透明窗口处,并且斜率为负。根据式(5)和式(9),可得透明窗口处的色散曲线斜率为

$$K_{\text{max}} = -\frac{4\kappa_1[\kappa_2^3 + 4\omega_m^2(\gamma_m + \kappa_2) + \kappa_1(\kappa_2^2 + 4\omega_m^2)]}{\gamma_m(\kappa_1 + \kappa_2)^2(\kappa_2^2 + 4\omega_m^2)}. \quad (11)$$

这种负的陡峭斜率会导致系统中的慢光效应。

在输出场中频率为 ω_p 的探测场的时间延迟^[42-43,46] 定义为

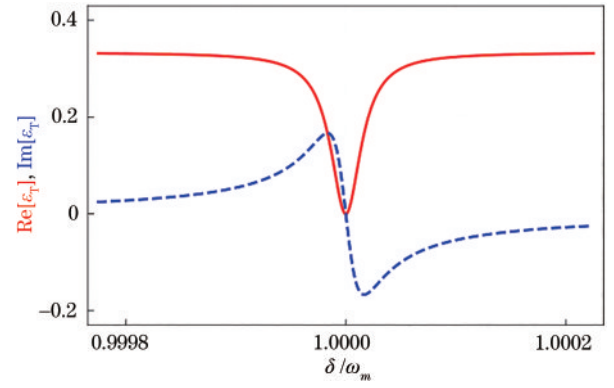


图 2 实部 $\text{Re}[\epsilon_T]$ (红色实线)和虚部 $\text{Im}[\epsilon_T]$ (蓝色点线)与归一化频率失谐 δ/ω_m 的关系

Fig. 2 Relationship between the real part $\text{Re}[\epsilon_T]$ (red-solid) and imaginary part $\text{Im}[\epsilon_T]$ (blue-dashed) and the normalized frequency detuning δ/ω_m

$$\tau = \frac{\partial \arg[\epsilon_T - 1]}{\partial \omega_p}. \quad (12)$$

时间延迟的正(负)值表示系统中慢(快)光效应^[57]。根据方程(5)、(9)和(12),可以得到时间延迟 τ 的解析表达式,但由于表达式过于复杂,在此不便给出。然而,在透明窗口处($\delta = \omega_m$)的时间延迟表达式却非常简单,即

$$\tau_{\text{max}} = \frac{4\kappa_1[\kappa_2^3 + 4\omega_m^2(\gamma_m + \kappa_2) + \kappa_1(\kappa_2^2 + 4\omega_m^2)]}{\gamma_m(\kappa_1 + \kappa_2)^2(\kappa_2^2 + 4\omega_m^2)}. \quad (13)$$

由(13)式可知, τ_{max} 为正值,这意味着在透明窗口处只有慢光效应。从式(11)和式(13)可以看出,在透明窗口处的时间延迟 τ 大小正好等于色散曲线斜率。这说明色散曲线越陡峭,慢光效应越显著。此外,由于 $\gamma_m \ll \kappa_2$,式(13)可简化为

$$\tau_{\text{max}} = \frac{4\kappa_1}{\gamma_m(\kappa_1 + \kappa_2)}. \quad (14)$$

图 3 为时间延迟 τ 与标准化频率失谐 δ/ω_m 的关系

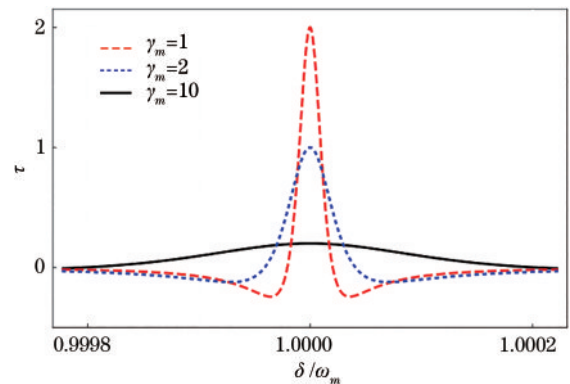


图 3 不同力学耗散速率下,时间延迟 τ 与标准化频率失谐 δ/ω_m 的关系曲线

Fig. 3 Variation curves of time delay τ with normalized frequency detuning δ/ω_m at different mechanical dissipation rates

曲线,其中力学耗散速率分别为 $\gamma_m=1$ (红色点线)、 $\gamma_m=2$ (蓝色点线)和 $\gamma_m=10$ (黑色实线),以及参数 $\omega_m=\kappa_1=\kappa_2=10^4$ 。从图 3 可以看出,最大时间延迟 τ_{\max} 正好出现在透明窗口 $\delta=\omega_m$ 处,并且 τ_{\max} 随着力学耗散速率的降低而变长。根据式(14),对应参数 $\gamma_m=1, 2, 10$,可知 τ_{\max} 大小分别为 2、1 和 0.2,这些解析结果与图 3 中的数值结果一致。

由(14)式可知,在透明窗口处的时间延迟 τ_{\max} 与力学膜的频率 ω_m 无关,这可从图 4 得到验证。图 4 为时间延迟 τ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线,其中力学频率 $\omega_m=2\times 10^4$ (黑色实线), $\omega_m=1\times 10^4$ (蓝色点线), $\omega_m=0.5\times 10^4$ (红色点线),以及参数为 $\kappa_1=\kappa_2=10^4$, $\gamma_m=1$ 。从图 4 的结果还可以看出,随着力学频率 ω_m 的减小,时间延迟曲线的宽度会变宽。这也说明当系统共振($\delta=\omega_m$)时,可分辨边带($\omega_m\gg\kappa_1, \kappa_2$)和非可分辨边带($\omega_m\ll\kappa_1, \kappa_2$)对延迟没有影响。而在非共振($\delta\neq\omega_m$)时,在可分辨边带和非可分辨边带情况下延迟曲线会有很大不同,区别主要体现在可分辨边带和非可分辨边带对应的延迟谱线宽度有很大差别。

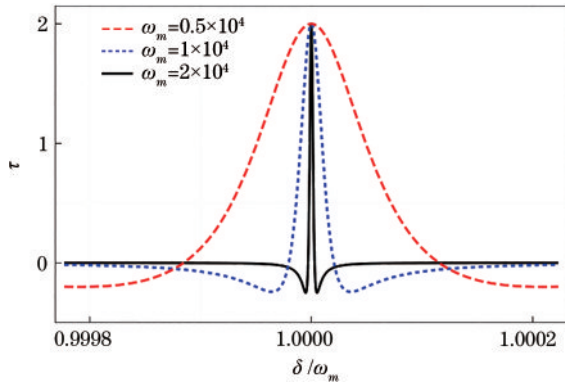


图 4 不同力学频率下,时间延迟 τ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线

Fig. 4 Variation curves of time delay τ with normalized frequency detuning δ/ω_m under different mechanical frequencies

图 5 为在参数 $\kappa_1=\omega_m=10^4$ 和 $\gamma_m=1$ 的条件下,当辅助腔的弛豫速率分别为 $\kappa_2=0.05\times 10^4$ (黑色实线)、 0.5×10^4 (蓝色点线)和 1.2×10^4 (红色点线)时的时间延迟 τ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线。从图 5 可以看出,腔弛豫速率 κ_2 的取值对时间延迟谱线的宽度和高度都有影响。特别是当 $\kappa_1>\kappa_2$ (采用高质量辅助腔)时,透明窗处的时间延迟(见蓝色点线和黑色实线)将超过单腔光力系统中时间延迟的上限 $(\frac{2}{\gamma_m})^{[44]}$ 。这是本研究的一个重要成果,这种超慢光效应可能在未来应用于基于光力诱导透明的存储器。

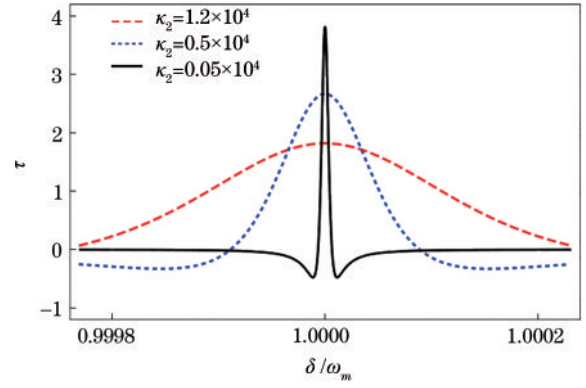


图 5 不同辅助腔弛豫速率下,时间延迟 τ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线

Fig. 5 Variation curves of time delay τ with normalized frequency detuning δ/ω_m under different relaxation rates of auxiliary cavity

4 在 $\delta=-\omega_m$ 时的光力诱导放大和完美吸收

当驱动强度为式(9)中的 β 和 J 时,在 $\delta=-\omega_m$ 时可以实现光力诱导放大和完美吸收现象。首先,研究腔 \hat{a}_1 的输出场中频率为 ω_p 的光场性质,这可以由输入输出关系^[41,46]导出。

$$\epsilon_{\text{out}} + \epsilon_p \exp(-i\delta t) = 2\kappa_1 \delta a_{1+} \quad (15)$$

与前面的计算类似,可以把输出场写成下式形式

$$\epsilon_{\text{out}} = \epsilon_{\text{out}+} \exp(-i\delta t) + \epsilon_{\text{out}-} \exp(i\delta t), \quad (16)$$

式中: $\epsilon_{\text{out}+}$ 与输出场中频率 ω_p 的光场有关。从式(15)和式(16)可以得到

$$\epsilon_{\text{out}+} = 2\kappa_1 \delta a_{1+} - \epsilon_p \quad (17)$$

如果 $|\epsilon_{\text{out}+}/\epsilon_p|^2 > 1$,则发生光力诱导放大现象。

根据式(5)、(9)和(17),可以得到

$$\frac{\epsilon_{\text{out}+}}{\epsilon_p} = \frac{3\kappa_1^2 \kappa_2 - \kappa_2^3 + 2\kappa_1(\kappa_2^2 + 4\omega_m^2)}{\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_2)^2} \quad (18)$$

这意味着在 $\delta=-\omega_m$ 处的输出谱 $|\epsilon_{\text{out}+}/\epsilon_p|^2$ 与力学耗散速率 γ_m 的大小无关。这也可以从图 6 中得到验证。图 6 为输出谱 $|\epsilon_{\text{out}+}/\epsilon_p|^2$ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线,其中力学耗散速率分别为 $\gamma_m=1$ (黑色实线)、 $\gamma_m=10$ (蓝色点线)、 $\gamma_m=100$ (红色点线),以及参数 $\kappa_1=\kappa_2=\omega_m=10^4$ 。从图 6 可以清楚地看出,力学耗散速率 γ_m 的大小只影响输出谱 $|\epsilon_{\text{out}+}/\epsilon_p|^2$ 的宽度,而不影响谱线的高度。根据这些参数,由式(18)可以得到输出谱 $|\epsilon_{\text{out}+}/\epsilon_p|^2$ 的最大值为 9,这与图 6 中的数值结果相一致。

图 7 为辅助腔弛豫速率分别为 $\kappa_2=4\times 10^3$ (红色点线)、 $\kappa_2=5\times 10^3$ (蓝色点线)、 $\kappa_2=6\times 10^3$ (黑色实

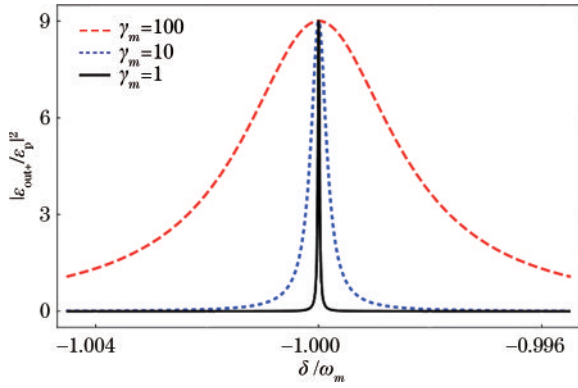


图 6 不同力学耗散速率下, 输出谱 $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线

Fig. 6 Variation curves of output spectrum $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ with normalized frequency detuning δ/ω_m under different mechanical dissipation rates

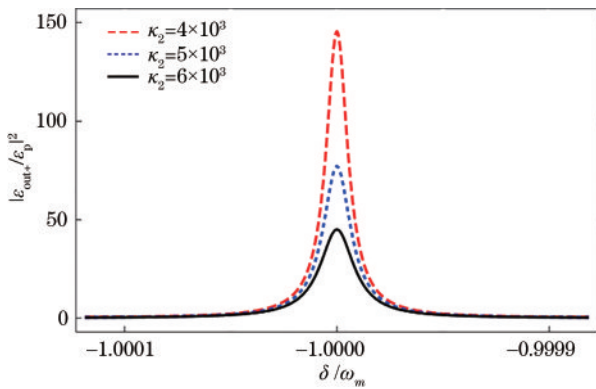


图 7 不同辅助腔弛豫速率下, 输出谱 $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线

Fig. 7 Variation curves of output spectrum $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ with normalized frequency detuning δ/ω_m under different relaxation rates of auxiliary cavity

线)时的输出谱 $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ 与标准化频率失谐 δ/ω_m 的关系曲线, 其他参数为 $\kappa_1 = \omega_m = 10^4$ 且 $\gamma_m = 1$ 。从图 7 可以看出, 输出谱 $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ 的最大值对参数 κ_2 非常敏感。即随着 κ_2 的减小, 谱线的最大值会显著增大。比如: 当 $\kappa_2 = 0.4\kappa_1$ 时, $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2 \approx 145$ (见红色点线); 当 $\kappa_2 = 0.1\kappa_1$ 时, 最大值约为 4727, 说明辅助腔为高品质腔 (弛豫速率 κ_2 较小) 时, 很容易实现光力诱导放大现象。

当 κ_1 的取值适当时, $\epsilon_{out+} = 0$, 这说明系统会出现完美光力诱导吸收现象。由式 (18) 可知, 如果

$$\kappa_1 = \frac{2\sqrt{\kappa_2^4 + 4\omega_m^4} + 2\kappa_2^2\omega_m^2 - \kappa_2^2 - 4\omega_m^2}{3\kappa_2}, \quad (19)$$

则 $\epsilon_{out+} = 0$ 。图 8 为输出谱 $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ 随着标准化频率

失谐 δ/ω_m 的变化曲线, 其中腔的弛豫速率分别为 $\kappa_1 = 2 \times 10^3$ (黑色实线)、 $\kappa_1 = 2 \times 10^2$ (蓝色点线)、971 (红色点线), 其他参数 $\kappa_2 = \omega_m = 10^4$ 和 $\gamma_m = 1$ 。在这些参数下, 根据式 (19) 可知, 当 $\kappa_1 = 971$ 时, 便可实现完美光力诱导吸收现象 ($\epsilon_{out+} = 0$), 这与图 8 中的数值结果一致 (见红色点线)。

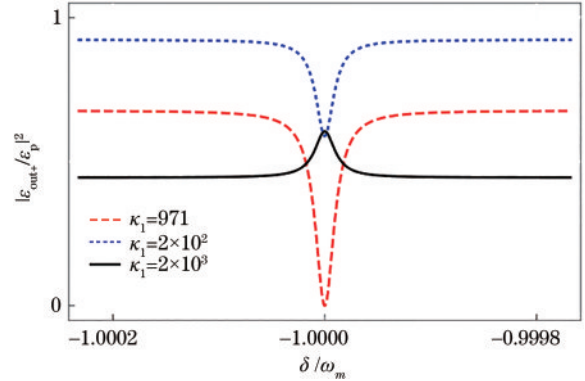


图 8 不同弛豫速率下, 输出谱 $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ 随着标准化频率失谐 δ/ω_m 的变化曲线

Fig. 8 Variation curves of output spectrum $|\epsilon_{out+}/\epsilon_p|^2$ with normalized frequency detuning δ/ω_m under different relaxation rates

5 结 论

本文利用完美光力诱导透明条件在耦合腔光力系统中实现超慢光和光力诱导放大以及吸收效应。从理论结果可以得出一些重要结论: 1) 在完美光力诱导透明和高品质辅助腔的条件下, 在透明窗口处 ($\delta = \omega_m$) 的时间延迟很容易超过单腔光力系统中时间延迟的上限; 2) 在式 (9) 条件下, 力学耗散速率 γ_m 的大小并不影响输出谱在 $\delta = -\omega_m$ 处的最大放大倍数, 而只影响谱线宽度, 特别是采用高品质辅助腔时, 输出谱的强度会大大提高; 3) 如果第一个腔的弛豫速率满足式 (19) 的条件, 则可以实现完美光力诱导吸收现象 (输出场中没有频率为 ω_p 的光)。本文研究结果可以应用于量子信息处理中的光传输控制。

参 考 文 献

- [1] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F. Cavity optomechanics[J]. Review of Modern Physics, 2014, 86: 1391.
- [2] Kippenberg T J, Vahala K J. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale[J]. Science, 2008, 321(5893): 1172-1176.
- [3] Marquardt F, Clerk A A, Girvin S M. Quantum theory of optomechanical cooling[J]. Journal of Modern Optics, 2008, 55(19/20): 3329-3338.
- [4] Verlot P, Tavernarakis A, Briant T, et al. Backaction amplification and quantum limits in optomechanical

- measurements[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(13): 133602.
- [5] Mahajan S, Kumar T, Bhattacharjee A B, et al. Ground-state cooling of a mechanical oscillator and detection of a weak force using a Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(1): 013621.
- [6] Yan X B. Optomechanically induced optical responses with non-rotating wave approximation[J]. *European Journal of Physics*, 2021, 54(3): 035401.
- [7] Gigan S, Böhm H R, Paternostro M, et al. Self-cooling of a micromirror by radiation pressure[J]. *Nature*, 2006, 444(7115): 67-70.
- [8] Arcizet O, Briant T, Heidmann A, et al. Beating quantum limits in an optomechanical sensor by cavity detuning[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(3): 033819.
- [9] Kippenberg T J, Rokhsari H, Carmon T, et al. Analysis of radiation-pressure induced mechanical oscillation of an optical microcavity[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(3): 033901.
- [10] Tomes M, Carmon T. Photonic micro-electromechanical systems vibrating at X-band (11-GHz) rates[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(11): 113601.
- [11] Lin Q, Rosenberg J, Chang D, et al. Force-mediated parametric generation in nano-optomechanical structures [C]//Quantum Electronics and Laser Science Conference 2010, May 16-21, 2010, San Jose, California, United States. Washington, D. C.: Optica Publishing Group, 2010: QTuA1.
- [12] Regal C A, Teufel J D, Lehnert K W. Measuring nanomechanical motion with a microwave cavity interferometer[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(7): 555-560.
- [13] Teufel J D, Li D L, Allman M S, et al. Circuit cavity electromechanics in the strong-coupling regime[J]. *Nature*, 2011, 471(7337): 204-208.
- [14] Thompson J D, Zwickl B M, Jayich A M, et al. Strong dispersive coupling of a high-finesse cavity to a micromechanical membrane[J]. *Nature*, 2008, 452(7183): 72-75.
- [15] Jayich A M, Sankey J C, Zwickl B M, et al. Dispersive optomechanics: a membrane inside a cavity[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(9): 095008.
- [16] Sankey J C, Yang C, Zwickl B M, et al. Strong and tunable nonlinear optomechanical coupling in a low-loss system[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(9): 707-712.
- [17] Karuza M, Biancofiore C, Bawaj M, et al. Optomechanically induced transparency in a membrane-in-the-middle setup at room temperature[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(1): 013804.
- [18] Yang J Y, Wang D Y, Bai C H, et al. Ground-state cooling of mechanical oscillator via quadratic optomechanical coupling with two coupled optical cavities [J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 22855-22867.
- [19] Feng J S, Tan L, Gu H Q, et al. Auxiliary-cavity-assisted ground-state cooling of an optically levitated nanosphere in the unresolved-sideband regime[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(6): 063818.
- [20] Liu Y C, Xiao Y F, Luan X S, et al. Coupled cavities for motional ground-state cooling and strong optomechanical coupling[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(3): 033818.
- [21] Marquardt F, Chen J P, Clerk A A, et al. Quantum theory of cavity-assisted sideband cooling of mechanical motion[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(9): 093902.
- [22] Wilson-Rae I, Nooshi N, Zwerger W, et al. Theory of ground state cooling of a mechanical oscillator using dynamical backaction[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(9): 093901.
- [23] He B, Yang L, Lin Q, et al. Radiation pressure cooling as a quantum dynamical process[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(23): 233604.
- [24] Yan X B. Enhanced output entanglement with reservoir engineering[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(5): 053831.
- [25] Deng Z J, Yan X B, Wang Y D, et al. Optimizing the output-photon entanglement in multimode optomechanical systems[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(3): 033842.
- [26] Yan X B, Deng Z J, Tian X D, et al. Entanglement optimization of filtered output fields in cavity optomechanics[J]. *Optics Express*, 2019, 27(17): 24393-24402.
- [27] Qu K, Agarwal G S. Phonon-mediated electromagnetically induced absorption in hybrid opto-electromechanical systems[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(3): 031802.
- [28] 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.
- [29] 陈冬成, 周岳辉, 黄金凤, 等. 混合腔光力系统的双光子散射[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 0327015.
Chen D C, Zhou Y H, Huang J F, et al. Two-photon scattering in mixed cavity optomechanical system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 0327015.
- [30] 侯宝成, 陈华俊. 基于磁光力系统的相干光学传输特性研究[J]. *光学学报*, 2021, 41(21): 2127001.
Hou B C, Chen H J. Coherent optical transmission characteristics based on magneto-optical force system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(21): 2127001.
- [31] 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.
- [32] Yan X B, Lu H L, Gao F, et al. Perfect optical nonreciprocity in a double-cavity optomechanical system [J]. *Frontiers of Physics*, 2019, 14(5): 52601.
- [33] Du L, Liu Y M, Jiang B, et al. All-optical photon switching, router and amplifier using a passive-active optomechanical system[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2018, 122(2): 24001.
- [34] Xia C C, Yan X B, Tian X D, et al. Ideal optical isolator with a two-cavity optomechanical system[J]. *Optics Communications*, 2019, 451: 197-201.
- [35] Yan X B, Gu K H, Fu C B, et al. Electromagnetically induced transparency in a three-mode optomechanical

- system[J]. Chinese Physics B, 2014, 23(11): 114201.
- [36] Shahidani S, Naderi M H, Soltanolkotabi M. Control and manipulation of electromagnetically induced transparency in a nonlinear optomechanical system with two movable mirrors[J]. Physical Review A, 2013, 88(5): 053813.
- [37] Liu Y X, Davanço M, Aksyuk V, et al. Electromagnetically induced transparency and wideband wavelength conversion in silicon nitride microdisk optomechanical resonators[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(22): 223603.
- [38] 王婧, 田雪冬. 基于非旋转波近似效应的完美光力诱导透明和放大[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(5): 0512002.
Wang J, Tian X D. Ideal optomechanically induced transparency and amplification based on nonrotating wave approximation effect[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(5): 0512002.
- [39] Pan G X, Xiao R J, Chen H J, et al. Multicolor optomechanically induced transparency in a distant nano-electro-optomechanical system assisted by two-level atomic ensemble[J]. Laser Physics, 2021, 31(6): 065202.
- [40] Yan X B. Optomechanically induced transparency and gain[J]. Physical Review A, 2020, 101(4): 043820.
- [41] Agarwal G S, Huang S M. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. Physical Review A, 2010, 81(4): 041803.
- [42] Weis S, Rivière R, Deléglise S, et al. Optomechanically induced transparency[J]. Science, 2010, 330(6010): 1520-1523.
- [43] Safavi-Naein A H, Mayer Alegre T P, Chan J, et al. Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics[J]. Nature, 2011, 472: 69-73.
- [44] Yan X B. Optomechanically induced optical responses with non-rotating wave approximation[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2021, 54(3): 035401.
- [45] Chen B, Jiang C, Zhu K D. Slow light in a cavity optomechanical system with a Bose-Einstein condensate [J]. Physical Review A, 2011, 83(5): 055803.
- [46] Tarhan D, Huang S M, Müstecaplıoğlu Ö E. Superluminal and ultraslow light propagation in optomechanical systems[J]. Physical Review A, 2013, 87(1): 013824.
- [47] 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.
- [48] Chang D E, Safavi-Naeini A H, Hafezi M, et al. Slowing and stopping light using an optomechanical crystal array[J]. New Journal of Physics, 2011, 13(2): 023003.
- [49] Akram M J, Khan M M, Saif F. Tunable fast and slow light in a hybrid optomechanical system[J]. Physical Review A, 2015, 92(2): 023846.
- [50] Yan X B. Optomechanically induced ultraslow and ultrafast light[J]. Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures, 2021, 131: 114759.
- [51] Wang L, Chen Y T, Yin K, et al. Nonreciprocal transmission and asymmetric fast-slow light effect in an optomechanical system with two PT -symmetric mechanical resonators[J]. Laser Physics, 2020, 30(10): 105205.
- [52] Nunnenkamp A, Sudhir V, Feofanov A K, et al. Quantum-limited amplification and parametric instability in the reversed dissipation regime of cavity optomechanics [J]. Physical Review Letters, 2014, 113(2): 023604.
- [53] Metelmann A, Clerk A A. Quantum-limited amplification via reservoir engineering[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(13): 133904.
- [54] 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.
- [55] Bhattacharya M, Uys H, Meystre P. Optomechanical trapping and cooling of partially reflective mirrors[J]. Physical Review A, 2008, 77(3): 033819.
- [56] Gröblacher S, Hammerer K, Vanner M R, et al. Observation of strong coupling between a micromechanical resonator and an optical cavity field[J]. Nature, 2009, 460(7256): 724-727.
- [57] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W. Nanofabrication of optical structures and devices for photonics and biophotonics[J]. Science, 2003, 301: 200-202.