

Coherent Perfect Absorption and Transmission Based on a Multi-Mode Optomechanical System

Huajun Chen, Xianwen Fang, Xudong Tang, Guanghong Miao

School of Science, Anhui University of Science and Technology, Huainan Anhui
Email: chenphysics@126.com

Received: Dec. 7th, 2015; accepted: Dec. 26th, 2015; published: Dec. 29th, 2015

Copyright © 2015 by authors and Hans Publishers Inc.
This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).
<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

We present a generalized multi-mode cavity optomechanical system, where two cavity modes with strong control fields and weak signal fields are coupled to a common mechanical resonator. The weak input signal fields will be entirely absorbed by the system without generating any energy output from each of the cavity modes termed coherent perfect absorption (CPA), and the two cavity modes and mechanical mode will share the input probe fields energy when CPA occurs under parameter regimes. With changing the parameter conditions, a weak input signal field will transmit from one cavity to the other cavity without undergoing any energy loss termed coherent perfect transmission (CPT). The above phenomena are dependent on the coupling strength between the two cavity modes in this optomechanical system. The origin and conditions that enable these phenomena to achieve are analyzed, and potential applications in quantum information may be realized in all-optical domain based on such phenomena.

Keywords

Cavity Optomechanics, Coherent Perfect Absorption, Coherent Perfect Transmission

基于多模式光机械系统的相干完美吸收与透射

陈华俊, 方贤文, 唐旭东, 缪广红

安徽理工大学理学院, 安徽 淮南

Email: chenphysics@126.com

收稿日期: 2015年12月7日; 录用日期: 2015年12月26日; 发布日期: 2015年12月29日

摘要

本文提出一种广义的多模式腔光机械系统, 其中两光学腔由一束较强的控制场和一束较弱的信号场驱动与同一个机械振子耦合。较弱的信号场将会被该系统完全吸收而不产生任何能量输出, 定义该现象为相干完美吸收, 并且当相干完美吸收产生时输入信号场的能量将由两个腔场和机械模所分担。改变参数条件, 较弱的输入信号场将由一个腔传递到另一个腔而不产生任何的能量损耗, 定义该现象为相干完美透射。上述两种现象可由两腔场之间的耦合所操控, 并进一步分析了该现象产生的起源和条件。上述两种现象将在全光学领域中的量子信息方面有着潜在的应用。

关键词

腔光机械, 相干完美吸收, 相干完美透射

1. 引言

近年来, 通过辐射压力实现光与机械模相互作用的腔光机械系统[1], 由于其在揭示基本物理特性和在光机械器件上潜在的应用而备受研究者关注。在众多的光机械系统中, 一些典型的腔光机械系统, 比如法布里-洛珀光机械腔[2], 回音壁模式光机械腔[3], 玻色-爱因斯坦光机械腔[4]和回路腔电机系统[5]等引起了研究者的兴趣。在光机械系统的研究中, 一系列很显著的现象, 包括光学模式与机械模式的强耦合现象[2][6]、光机械诱导透明[3][7]、以及光学模式与机械模式的相干互换现象[8]相继被发现。基于这些现象, 可以实现量子信息协议和宏观量子相干, 尤其对于复合量子系统在实验及应用方面上实现指出了可行的方向。与此同时, 把机械振子冷却到基态也在实验上得到证实[9], 为量子机制下实现对微观尺度机械振子的控制铺平了道路。最近, 一个与电磁诱导透明相反的现象, 称之为相干完美吸收[10], 也在光机械系统中被理论证实。结果表明当光机械系统由一束较强的控制场和两束较弱的探测场驱动后, 在参数条件下可以得到相干完美吸收现象。然而, 目前大部分典型腔光机械系统仍然处于两个自由度之间的耦合, 即单个光学模式与单个机械模式的耦合。在过去一些年中, 超过两个自由度耦合的光机械系统[11]却较少被研究者所关注。

最近几年, 多模式光机械系统, 由于其对深入研究光机械和在量子信息上的潜在应用而逐渐成为一个研究趋势。三模式光机械耦合是一个典型的多模式系统, 它包括两个光学腔模或者两个微波腔模与单个机械振子耦合[12] (或者相反[13])、一个机械模式与一个超导微波腔和一个光学腔耦合[14]、以及把一个振动薄膜插入到一个光学腔中构成一个三模式光机械系统[15]。基于这些三模式系统, 多粒子纠缠[16]、量子态转移[17]、相干光学波长的转换[12]、光学暗态模[18]、以及声子调制的电磁诱导吸收[19]等现象相继在理论上被发现。不久前, 有研究者在双腔光机械系统中理论证明了相干完美吸收、相干完美透射以及合成现象, 其中该系统是由一个全反射镜(机械振子)插入到一个两端固定的部分透射镜中形成的光学腔中[20]。在多模光机械系统中, 如果考虑到腔与腔之间耦合, 将会在多模式光机械系统中观测到一些有趣的现象[21][22]。

本文中, 考虑一个广义的三模耦合光机械系统, 其中两个光学腔模或微波腔模与一个机械振子耦合,

并且关注于其在实验上的实现，以及给出一个更为普遍的三模光机械系统。当分别对这两个光腔施加一个较强的控制场和一个较弱的信号场时，在不同参数机制下，在该三模光机械系统中实现了相干完美吸收和相干完美透射现象。当相干完美吸收产生时，输入的信号场能量完全转化为内腔场的能量和振子的内部相干振动。与文献[20]不同的是，可以通过控制腔与腔之间的耦合来实现对相干完美吸收、相干完美透射以及能量转换的控制。基于以上现象，我们可以设计一个可调节的多模光机械系统，进而实现在量子信息处理方面的全光学控制光子器件。

2. 理论模型与计算

三模光机械系统，其中两个耦合强度为 J 的腔与机械模式相耦合的系统已经被证实[21] [22]。这里考虑更为普遍的波色三模系统，并且考虑特殊的情况，即两个光学模或者微波模腔与一个机械振子相耦合的情况，如图 1 所示。三模光机械系统的哈密顿量为：

$$H = \sum_{k=1,2} \left[\hbar\omega_k a_k^\dagger a_k + \hbar g_k a_k^\dagger a_k (b^\dagger + b) \right] + \hbar\omega_m b^\dagger b + \hbar J (a_1^\dagger a_2 + a_1 a_2^\dagger) + H_p \quad (1)$$

$$H_p = i\hbar \sum_{n=l,r} E_{cn} (a_k^\dagger e^{-i\omega_c t} - a_k e^{i\omega_c t}) + (a_k^\dagger E_{sn} e^{-i\omega_s t} - a_k E_{sn}^* e^{i\omega_s t}) \quad (2)$$

a_k 是腔 k 的湮灭算符(频率为 ω_k ，阻尼率为 κ_k)， b 是机械模的湮灭算符(频率为 ω_m ，阻尼率为 γ_m)， g_k 是光机械耦合强度。 J 是两腔之间的耦合强度，可由一个光纤连接两个腔来调节两腔之间的耦合。 H_p 描述两个控制场(信号场)分别从两个腔的左边和右边驱动该系统，其中 $|E_{cl}| = \sqrt{2P_{cl}\kappa/\hbar\omega_c}$ 和 $|E_{sl}| = \sqrt{2P_{sl}\kappa/\hbar\omega_s}$ ($|E_{cr}| = \sqrt{2P_{cr}\kappa/\hbar\omega_c}$ 和 $|E_{sr}| = \sqrt{2P_{sr}\kappa/\hbar\omega_s}$)， P_{cl} ， P_{sl} ， P_{cr} 和 P_{sr} 是相应的功率， ω_c (ω_s) 是控制场(信号场)的频率。以控制场的频率 ω_c 为旋转坐标，根据海森堡运动方程，得到如下的量子郎之万方程：

$$\dot{b} = -(i\omega_m + \gamma_m)b - ig_1 a_1^\dagger a_1 - ig_2 a_2^\dagger a_2 + \sqrt{2\gamma_m} b_{in} \quad (3)$$

$$\dot{a}_1 = -(i\Delta_1 + \kappa_1)a_1 - ig_1 a_1 (b^\dagger + b) - iJa_2 + E_{cl} + E_{sl} e^{-i\delta t} + \sqrt{2\kappa} a_{in,1} \quad (4)$$

$$\dot{a}_2 = -(i\Delta_2 + \kappa_2)a_2 - ig_2 a_2 (b^\dagger + b) - iJa_1 + E_{cr} + E_{sr} e^{-i\delta t} + \sqrt{2\kappa} a_{in,2} \quad (5)$$

其中 $\Delta_k = \omega_k - \omega_c$ 是腔与控制场之间的失谐， $\delta = \omega_s - \omega_c$ 是信号场与控制场之间的失谐。 b_{in} ($a_{in,k}$) 是机械振子的热噪声(两个腔的输入真空噪声)，它们的平均值为零。

在强驱动场的条件下，算符 a_k 和 b 可以写成平均值与小的涨落之和： $O = O_0 + \delta O$ ($O = a_1, a_2, b$)，并且 $|O_0| \gg \delta O$ 。平均值满足如下方程：

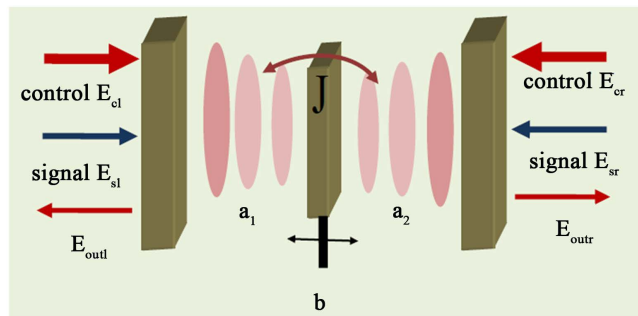


Figure 1. Schematic of the proposed double cavity optomechanics where cavity a_1 (a_2) with a strong control field and a weak signal field is coupled to the same mechanical resonator

图 1. 两个被泵浦光和探测光驱动的双腔光机械示意图

$$b_0 = -\frac{i \left[g_1 |a_{10}|^2 + g_2 |a_{20}|^2 \right]}{i\omega_m + \gamma_m} \quad (6)$$

$$a_{10} = \frac{(i\Delta_2 + \kappa_2) E_{cl} - iJ E_{cr}}{(\kappa_1 + i\bar{\Delta}_1)(\kappa_2 + i\bar{\Delta}_2) + J^2} \quad (7)$$

$$a_{20} = \frac{(i\Delta_1 + \kappa_1) E_{cr} - iJ E_{cl}}{(\kappa_1 + i\bar{\Delta}_1)(\kappa_2 + i\bar{\Delta}_2) + J^2} \quad (8)$$

$\bar{\Delta}_k = \Delta_k + g_k (b_0^* + b)$ 是机械振子偏离其平衡位置时驱动场与腔模之间的有效失谐。与此同时也得到了有关算符涨落的方程组：

$$\delta \dot{b} = -(i\omega_m + \gamma_m) \delta b - ig_1 (a_{10} \delta a_1^+ + a_{10}^* \delta a_1) - ig_2 (a_{20} \delta a_2^+ + a_{20}^* \delta a_2) + \sqrt{2\gamma_m} b_{in} \quad (9)$$

$$\delta \dot{a}_1 = -(i\Delta_1 + \kappa_1) \delta a_1 - ig_1 a_{10} (\delta b^+ + \delta b) - iJ \delta a_2 + E_{sl} e^{-i\delta t} + \sqrt{2\kappa} a_{in,1} \quad (10)$$

$$\delta \dot{a}_2 = -(i\Delta_2 + \kappa_2) \delta a_2 - ig_2 a_{20} (\delta b^+ + \delta b) - iJ \delta a_1 + E_{sr} e^{-i\delta t} + \sqrt{2\kappa} a_{in,2} \quad (11)$$

只保留涨落算符的线性项，通过引入如下变换转到相互作用绘景下： $\delta b \rightarrow \delta b e^{-i\omega_m t}$ ， $b_{in} \rightarrow b_{in} e^{-i\omega_m t}$ ， $\delta a_k \rightarrow \delta a_k e^{-i\bar{\Delta}_k t}$ ， $a_{m,k} \rightarrow a_{m,k} e^{-i\bar{\Delta}_k t}$ ，得到如下线性量子郎之万方程：

$$\langle \delta \dot{b} \rangle = -\gamma_m \langle \delta b \rangle - ig_1 a_{10}^* \langle \delta a_1 \rangle - ig_2 a_{20} \langle \delta a_2 \rangle \quad (12)$$

$$\langle \delta \dot{a}_1 \rangle = -\kappa_1 \langle \delta a_1 \rangle - ig_1 a_{10} \langle \delta b \rangle - iJ \langle \delta a_2 \rangle + E_{sl} e^{-imt} \quad (13)$$

$$\langle \delta \dot{a}_2 \rangle = -\kappa_2 \langle \delta a_2 \rangle - ig_2 a_{20} \langle \delta b \rangle - iJ \langle \delta a_1 \rangle + E_{sr} e^{-imt} \quad (14)$$

上面方程组中只考虑了算符的平均值。当如下条件满足时：在红边带条件下 ($\Delta_1 \approx \Delta_2 = \omega_m$)，系统在边带可分辨条件下 ($\omega_m \gg \kappa_k$)，机械振子具有较高的品质因子 ($\omega_m \gg \gamma_m$)，并且振子频率远大于 $g_1 |a_{10}|$ 和 $g_2 |a_{20}|$ ，快速振动项 $e^{\pm 2i\omega_m t}$ 可以忽略。 $m = \delta - \omega_m$ 是信号场与腔肠的有效失谐。为了计算简便，我们考虑 $\kappa_1 = \kappa_2$ 。

对方程组(12)~(14)做变换[3] $\langle \delta O \rangle = O_+ e^{-imt} + O_- e^{imt}$ ($O = B, A_1, A_2$)，并带入到方程(12)~(14)中，得到

$$B_+ = \frac{-iG(E_{sl} + nE_{sr})(\kappa - im) - JG(E_{sr} + nE_{sl})}{(\gamma_m - im)[(\kappa - im) + J^2] + G^2(1+n^2)(\kappa - im) - 2inJG^2} \quad (15)$$

$$A_{1+} = \frac{G^2(n^2 E_{sl} + nE_{sr}) + (\gamma_m - im)[(\kappa - im)E_{sl} - iJE_{sr}]}{(\gamma_m - im)[(\kappa - im) + J^2] + G^2(1+n^2)(\kappa - im) - 2inJG^2} \quad (16)$$

$$A_{1+} = \frac{G^2(E_{sr} - nE_{sl}) + (\gamma_m - im)[(\kappa - im)E_{sr} - iJE_{sl}]}{(\gamma_m - im)[(\kappa - im) + J^2] + G^2(1+n^2)(\kappa - im) - 2inJG^2} \quad (17)$$

其中 $G = g_1 a_{10}$ 是有效光机械耦合强度， $n^2 = |a_{20}/a_{10}|^2$ 是两腔中光子数的比值。由输入 - 输出关系[23]，两腔的输出场可以描述为 $E_{out_l} + E_{sl} e^{-imt} = 2\kappa \langle \delta a_1 \rangle$ 和 $E_{out_r} + E_{sr} e^{-imt} = 2\kappa \langle \delta a_2 \rangle$ 。考虑到关系式 $E_{out_n} = E_{out_n+} e^{-imt} + E_{out_n-} e^{imt}$ ($n = l, r$)，得到输出场

$$E_{out_l+} = 2\kappa A_{1+} - E_{sl}, E_{out_r+} = 2\kappa A_{2+} - E_{sr} \quad (18)$$

E_{out_l+} 与 E_{out_r+} 和 E_{sl} 与 E_{sr} 有共同的斯托克斯频率 ω_s ，是本文所关注的重点。

3. 数值结果与讨论

为了接下来讨论的方便,我们定义几个参数:无控制场时的内腔探测光子数 $N = (|E_{sl}|^2 + |E_{sr}|^2) / 4\kappa^2$, 腔中归一化后的内腔探测光子数 $N_{A1+} = |A_{1+}|^2 / N$ ($N_{A2+} = |A_{2+}|^2 / N$), 归一化的机械激发 $N_{B+} = |B_+|^2 / N$, 归一化的输出的探测光子数 $E_l = |E_{out_l+}|^2 / |E_{sl}|^2$ ($E_r = |E_{out_r+}|^2 / |E_{sr}|^2$), 归一化的输出探测场的能量 $E_{Tl} = |E_{out_l+}|^2 / |E_{sl}|^2$ ($E_{Tr} = |E_{out_r+}|^2 / |E_{sr}|^2$)。

首先考虑如何实现相干完美吸收。相干完美吸收表明输入的探测场完全被两个腔模吸收而没有产生任何输出,即是在 $E_{sl} \neq 0$ 和 $E_{sr} \neq 0$ 时, $E_{out_l+} = 0$ 和 $E_{out_r+} = 0$ 。根据方程(15)~(17)得到,只有当条件

$$E_{sr} = nE_{sl} \quad (19)$$

$$\gamma_m = \kappa \quad (20)$$

$$m^2 = (n^2 + 1)G^2 - \kappa^2 \quad (21)$$

同时满足时,相干完美吸收才能产生。这个条件与文献[10]中的条件是有点差别的,这是由于在我们的多模式光机械系统中多了一个 n 因子。图 2(a)中给出 $n=1$ 和 $J=0$ 时,在几个不同的有效光机械耦合下,归一化的输出信号光子数 E_l (E_r) 作为有效失谐 m/κ 的函数。显然相干完美吸收的出现与有效光机械耦合强度有关。如上面所描述的,相干完美吸收的意思是两束输入的信号场被两个腔模和机械模完全吸收而没有反射或透射到腔外,这是由于机械模衰减很快时,向左传播和向右传播的信号场光子数产生了完美的破坏性干涉。两腔中的光子数比率 n 是另外一个影响相干完美吸收的因子。如图 2(b)所示,我们进一步给出了在 $G=1.5\kappa$ 和 $J=0$ 时, n 因子对归一化的输出信号场光子数 E_l (E_r) 的影响。随着增加 n 因子数值,输出信号场表现出明显的模式分裂现象,这是由于增加内腔光子数导致了腔场与机械振子之间的强

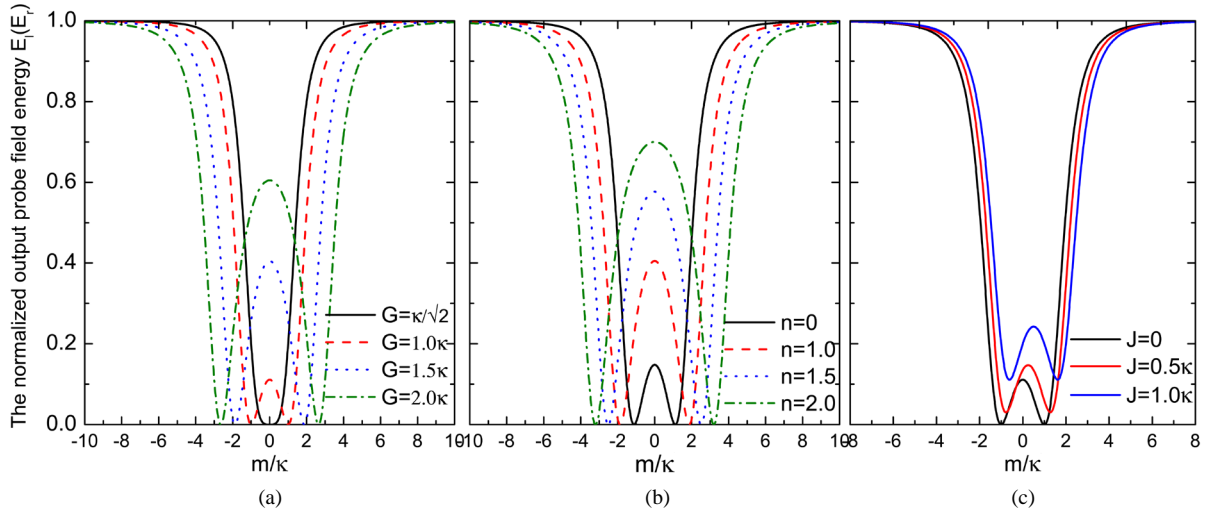


Figure 2. (a) and (b) The normalized output signal photon number E_l (E_r) as a function of the normalized input signal field detuning m/κ under several different effective optomechanical coupling rates G and the cavity photon number ratio n at $J=0$, respectively. (c) The normalized output signal photon number E_l (E_r) for three cavity-cavity coupling strength J under $G=1.0\kappa$ and $n=1$

图 2. (a)和(b)是 $J=0$ 时,在不同的有效耦合强度 G 和腔光子数率 n 下,输出信号场光子数 E_l (E_r) 作为输入信号场失谐 m/κ 的函数。(c)是在 $G=1.0\kappa$ 和 $n=1$ 时,三个不同的腔-腔耦合 J 所对应的输出信号场光子数 E_l (E_r) 作为输入信号场失谐 m/κ 的函数

耦合[2] [23]。在图 2(c)中我们进一步考虑在 $G=1\kappa$ 和 $n=1$ 时, 腔与腔之间的耦合强度 J 对完美相干吸收的影响。发现随着增加 J 的数值, 输出的信号场光子数并没有被这个三模系统完全吸收, 也就是说相干完美吸收现象被两个腔之间的耦合所破坏。因此, 对于在三腔光机械系统中实现相干完美吸收, J 参数是一个不好的因子而需要克服掉, 尤其是对于两个腔模与一个机械模式相耦合的情况。

由于相干完美吸收的意思是两束输入的信号场被系统完全吸收而没有反射或透射到腔外, 研究系统中能量的分布是很有必要的。图 3(a)到图 3(c)我们给出在 $n=1$ 和 $J=0$ 时, 有效光机械耦合与内腔信号场光子数与机械激元之间的关系。图 3(a)和图 3(b)表明两个腔的内腔探测光子数相等, 而机械激元则是两内腔信号场光子数之和, 如图 3(c)所示, 这是由于机械模与两个腔模相耦合后, 机械模接收了来自两个腔模能量的传递。回到单个腔模与一个机械振子耦合的情况, 则机械激元与内腔探测光子数相等, 两个自由度耦合的光机械系统的讨论请参看文献[10]。也就是说当相干完美吸收发生时, 两个腔模和一个机械模式共同分担了输入的能量。图 3(d)到图 3(f)给出当考虑了两腔模之间的耦合 J 时的情况。当 $J=0$ 时, 输入场能量的传递主要来自于两腔模与机械模的耦合, 而存在腔与腔的耦合后, 该系统提供了另外一条传递输入场能量的途径, 即通过腔与腔之间的耦合。

另一方面, 在不同的参数机制下, 相干完美透射的现象也会在该系统中出现。相干完美透射的意思是输入的信号场会从一个腔传递到另一个腔而不会产生任何能量的损耗。即 $E_{sl} \neq 0$ 和 $E_{sr} = 0$ 时, $E_{rl} = 0$ 和 $E_{tr} = 1$, 也即是在没有右边的信号场时, 左边的信号场经过这个三模系统后被完美的透射, 并且从右边的腔输出中能观测到。我们首先考虑实现相干完美透射的条件。根据方程(15)~(17)得到当条件

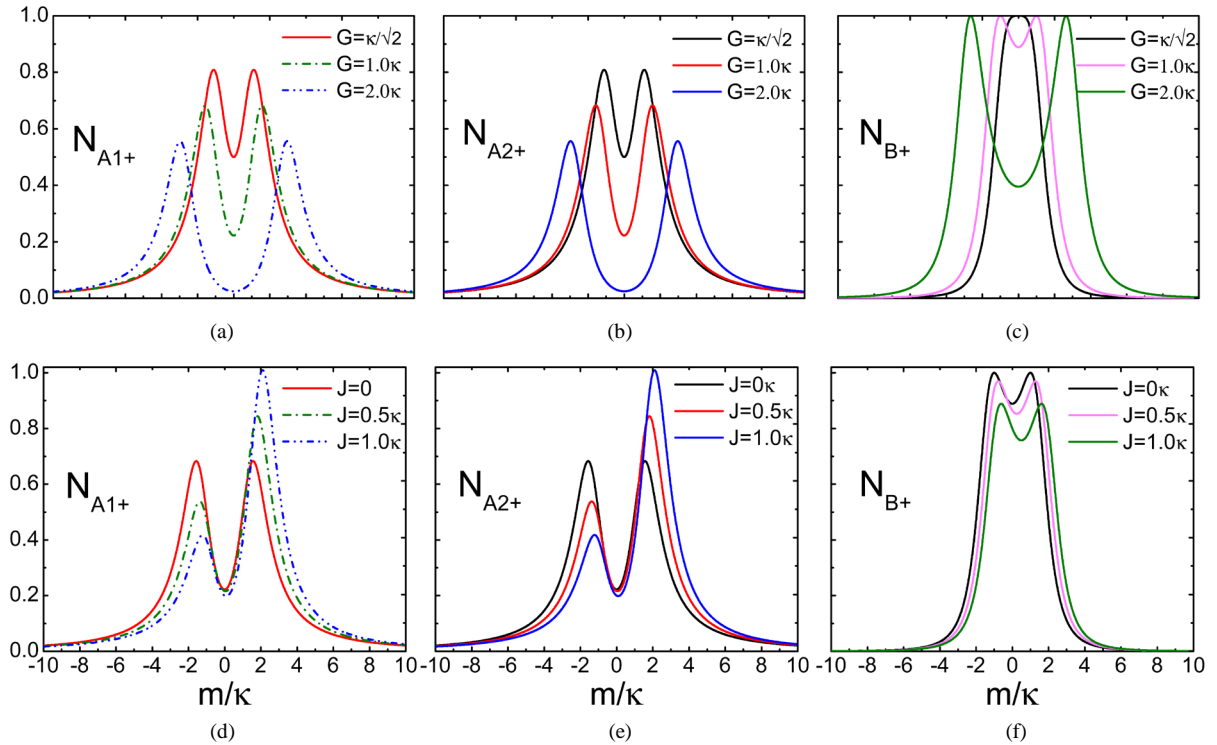


Figure 3. (a)-(c) The normalized intracavity signal photon number N_{A1+} , N_{A2+} , and the normalized mechanical excitation N_{B+} as a function of m/κ for several different values of the effective optomechanical coupling rate G at $n=1$ and $J=0$, respectively. (d)-(f) plot the cavity-cavity coupling strength J that effect N_{A1+} , N_{A2+} , N_{B+}

图 3. (a)到(c)分别为在 $n=1$ 和 $J=0$ 时, 在几个不同的有效耦合强度 G 下, 内腔信号光子数 N_{A1+} , N_{A2+} 和激子激元 N_{B+} 作为 m/κ 的函数。(d)到(f)是腔 - 腔耦合对 N_{A1+} , N_{A2+} , N_{B+} 的影响

$$E_{sl} \neq 0, E_{sr} = 0 \quad (22)$$

$$n = 1 \quad (23)$$

$$\gamma_m \rightarrow 0 \quad (24)$$

$$m_{\pm} = \pm\sqrt{2G^2 - \kappa^2} \quad (G > \kappa/\sqrt{2}) \quad (25)$$

同时满足时, 相干完美透射会出现在 $m = 0$ 和 $m_{\pm} = \pm\sqrt{2G^2 - \kappa^2}$ 的位置。因此机械模式需要有较高的品质因子以避免机械快速衰减而引起的能量损耗。图 4(a)和图 4(b)在 $J = 0$ 时有效光机械耦合 G 对两腔的输出信号场能量的影响。当 $G = 0.2\kappa$, 相干完美透射出现在 $m = 0$ 的位置, 而当 $G > 0.2\kappa$ 时, 相干完美透射出现在 $m = 0$ 和 $m_{\pm} = \pm\sqrt{2G^2 - \kappa^2}$ 的位置。相干完美透射是一个纯量子光机械现象, 是由于能量从一个腔到另一个腔的传递取决于信号场的无损耗隧穿, 这就需要机械振子没有损耗。因此需要机械振子的衰减率 γ_m 足够小或者机械振子的品质因子 Q 足够大。

当增加振子的衰减率或者降低振子的品质因子时, 能量从一个腔传递到另一腔的过场中将会产生能量的损耗, 而且相干完美透射现象也会突然消失。图 5(a)和 5(b)给出在 $G = 1.5\kappa$ 和 $n = 1$ 时机械振子的衰减率对相干完美透射的影响, 显然相干完美透射过程被破坏。进一步考虑腔与腔之间的耦合 J , 尽管在 $\gamma_m \neq 0$ 时相干完美透射被破坏, 依然会在输出信号能量中看到一个类似于相干完美透射的分裂。与 $\gamma_m = 0$ 相比, 在 $\gamma_m \neq 0$ 时损失的能量被机械模分担。图 4 显示在 $J = 0$ 时, 当 G 比较小时, 相干完美透射只出现在 $m = 0$ 的位置, 而当 $J = 1\kappa$ 时, 相干完美透射现象将会转变为类似于光机械诱导透明现象, 即使在 $\gamma_m \neq 0$ 时, 这个现象依然存在, 如图 5(c)和图 5(d)所示。因此腔与腔的耦合 J 提供了一个调节相干完美透射与光机械诱导透明之间转变的通道。

4. 结论

本文提出一种常规的三模光机械系统, 研究了在不同参数机制下的相干完美吸收、相干完美吸收发生时输入能量的分布、和相干完美透射行为。在三模光机械系统中, 腔与腔之间的耦合相互作用在该系统中起着重要作用, 有效操控这些现象。通过设计光学和机械模式器件, 该现象可在多模光机械系统中

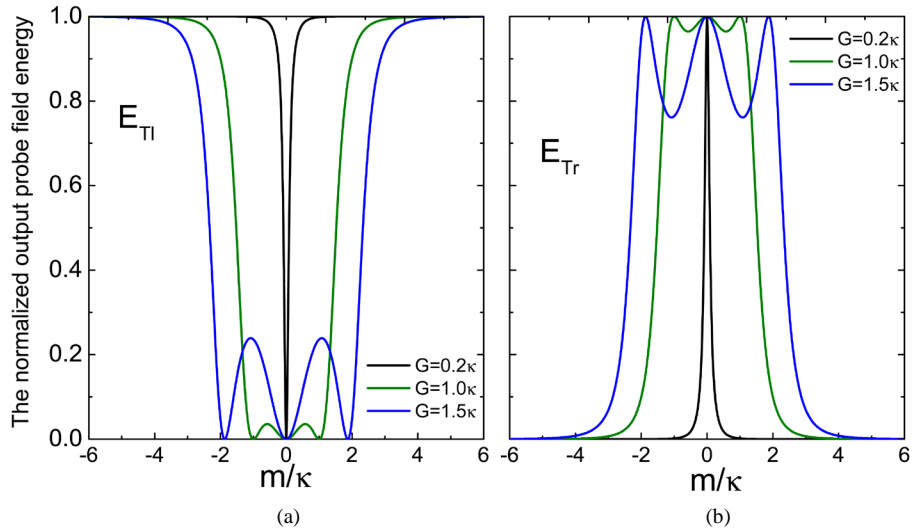


Figure 4. The normalized output probe field energy E_{Tl} and E_{Tr} as a function m/κ for several G at $J = 0$, respectively

图 4. 在 $J = 0$ 时, 几个不同有效耦合对输出探测场能量 E_{Tl} 和 E_{Tr} 的影响

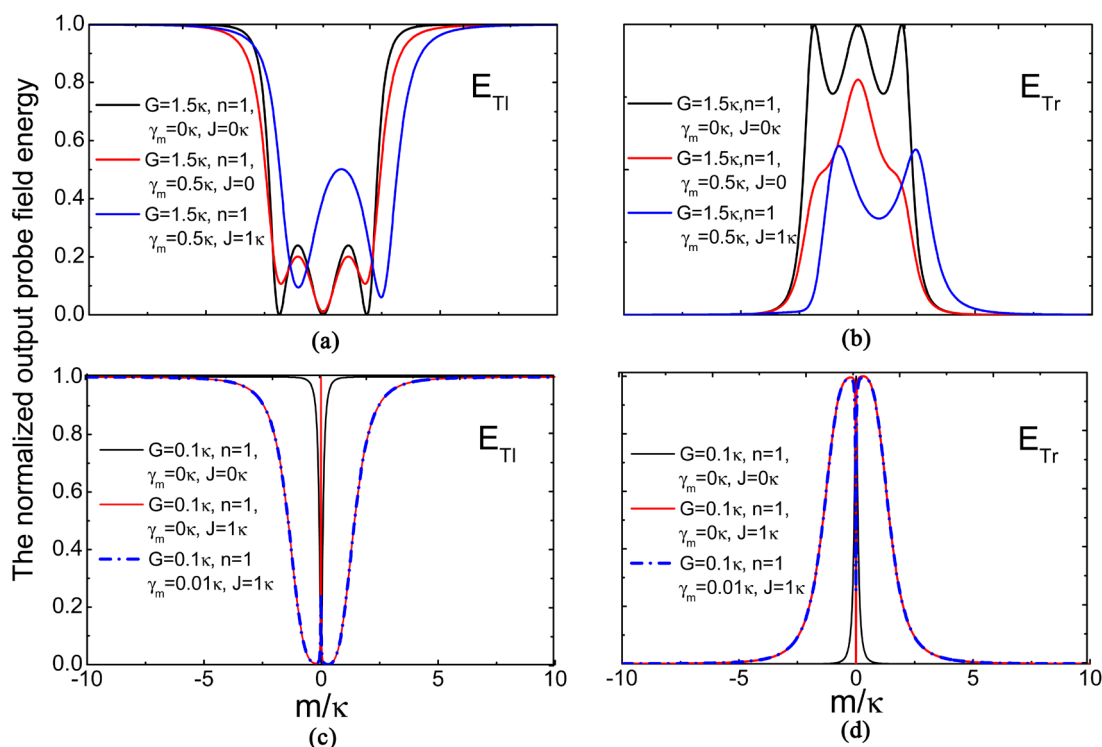


Figure 5. The normalized output signal field energy E_{Tl} and E_{Tr} as a function m/κ under different parameter regimes
图 5. 在不同的机制下输出信号场能量 E_{Tl} 和 E_{Tr} 的影响

实现。研究和操控相干完美吸收与相干完美透射将在光学开关、光学调制器、及光学滤波器器件上有着潜在的应用。

基金项目

国家自然科学基金(61272153, 61272153), 安徽省教育厅重点项目(KJ2012A085)和安徽理工大学博士基金。

参考文献 (References)

- [1] Aspelmeyer, M., Kippenberg, T.J. and Marquardt, F. (2014) Cavity Optomechanics. *Reviews of Modern Physics*, **86**, 1391. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.86.1391>
- [2] Gröblacher, S., Hammerer, K., Vanner, M.R., *et al.* (2009) Observation of Strong Coupling between a Micromechanical Resonator and an Optical Cavity Field. *Nature*, **460**, 724-727. <http://dx.doi.org/10.1038/nature08171>
- [3] Weis, S., Rivière, R., Deléglise, S., *et al.* (2010) Optomechanically Induced Transparency. *Science*, **330**, 1520-1523. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1195596>
- [4] Brennecke, F., Ritter, S., Donner, T., *et al.* (2008) Cavity Optomechanics with a Bose-Einstein Condensate. *Science*, **322**, 235-238. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1163218>
- [5] Teufel, J.D., Li, D., Allman, M.S., *et al.* (2011) Circuit Cavity Electromechanics in the Strong-Coupling Regime. *Nature*, **471**, 204-208. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09898>
- [6] Verhagen, E., Deléglise, S., Weis, S., *et al.* (2012) Quantum-Coherent Coupling of a Mechanical Oscillator to an Optical Cavity Mode. *Nature*, **482**, 63-67. <http://dx.doi.org/10.1038/nature10787>
- [7] Safavi-Naeini, A.H., Alegre, T.P.M., Chan, J., *et al.* (2011) Electromagnetically Induced Transparency and Slow Light with Optomechanics. *Nature*, **472**, 69-73. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09933>
- [8] Fiore, V., Yang, Y., Kuzyk, M.C., *et al.* (2011) Storing Optical Information as a Mechanical Excitation in a Silica Op-

- tomemchanical Resonator. *Physical Review Letters*, **107**, 133601. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.133601>
- [9] Teufel, J.D., Donner, T., Li, D., *et al.* (2011) Sideband Cooling of Micromechanical Motion to the Quantum Ground State. *Nature*, **475**, 359-363. <http://dx.doi.org/10.1038/nature10261>
- [10] Agarwal, G.S. and Huang, S. (2014) Nanomechanical Inverse Electromagnetically Induced Transparency and Confinement of Light in Normal Modes. *New Journal of Physics*, **16**, Article ID: 033023. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/16/3/033023>
- [11] Dobrindt, J.M. and Kippenberg, T.J. (2010) Theoretical Analysis of Mechanical Displacement Measurement Using a Multiple Cavity Mode Transducer. *Physical Review Letters*, **104**, Article ID: 033901. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.033901>
- [12] Hill, J.T., Safavi-Naeini, A.H., Chan, J., *et al.* (2012) Coherent Optical Wavelength Conversion via Cavity Optomechanics. *Nature Communications*, **3**, 1196. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2201>
- [13] Massel, F., Cho, S.U., Pirkkalainen, J.M., *et al.* (2012) Multimode Circuit Optomechanics near the Quantum Limit. *Nature Communications*, **3**, 987. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1993>
- [14] Tian, L. (2012) Adiabatic State Conversion and Pulse Transmission in Optomechanical Systems. *Physical Review Letters*, **108**, Article ID: 153604. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.153604>
- [15] Ludwig, M., Safavi-Naeini, A.H., Painter, O., *et al.* (2012) Enhanced Quantum Nonlinearities in a Two-Mode Optomechanical System. *Physical Review Letters*, **109**, Article ID: 063601. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.063601>
- [16] Tian, L. (2013) Robust Photon Entanglement via Quantum Interference in Optomechanical Interfaces. *Physical Review Letters*, **110**, Article ID: 233602. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.233602>
- [17] Wang, Y.D. and Clerk, A.A. (2012) Using Interference for High Fidelity Quantum State Transfer in Optomechanics. *Physical Review Letters*, **108**, Article ID: 153603. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.153603>
- [18] Dong, C., Fiore, V., Kuzyk, M.C., *et al.* (2012) Optomechanical Dark Mode. *Science*, **338**, 1609-1613. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1228370>
- [19] Qu, K. and Agarwal, G.S. (2013) Phonon-Mediated Electromagnetically Induced Absorption in Hybrid Opto-Electromechanical Systems. *Physical Review A*, **87**, Article ID: 031802. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.87.031802>
- [20] Yan, X.B., Cui, C.L., Gu, K.H., *et al.* (2014) Coherent Perfect Absorption, Transmission, and Synthesis in a Double-Cavity Optomechanical System. *Optics Express*, **22**, 4886-4895. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.22.004886>
- [21] Joshi, C., Larson, J., Jonson, M., *et al.* (2012) Entanglement of Distant Optomechanical Systems. *Physical Review A*, **85**, Article ID: 033805. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.85.033805>
- [22] Jing, H., Özdemir, S.K., Lü, X.Y., *et al.* (2014) PT-Symmetric Phonon Laser. *Physical Review Letters*, **113**, Article ID: 053604. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.053604>
- [23] Dobrindt, J.M., Wilson-Rae, I. and Kippenberg, T.J. (2008) Parametric Normal-Mode Splitting in Cavity Optomechanics. *Physical Review Letters*, **101**, Article ID: 263602. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.263602>