光学学报

多模腔光力系统中反电磁诱导透明研究

刘云鹤，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 腔光力系统的反电磁诱导透明(IEIT)现象越来越多地受到研究者的广泛关注。所谓的IEIT现象发生在非线性系统中，在1个控制场和2个探测场的共同驱动下，腔内的机械振子对2个探测场的能量进行完全吸收，而不发生透射和反射现象。提出一个多模腔光力系统，该系统由2个机械振子和1个光学谐振腔构成，由1个控制场和2个探测场所驱动。通过控制该系统中有效的光力耦合速率(由腔场功率决定)、2个机械振子与腔光子耦合强度之间的比值，该腔光力系统出现了IEIT现象。此外，进一步解决了能量驻留的问题，发现在2个振子的作用下，系统的耦合效果得到显著增强。通过调节腔场的功率和机械振子与腔的耦合关系，该系统可以实现滤波、能量分配调节，此研究可能适用于量子通信和能量储存等领域。

关键词 反电磁诱导透明；非线性系统；腔光力系统；量子通信
中图分类号 O431.2 **文献标志码** A **DOI:** 10.3788/AOS230998

1 引 言

腔光力学是量子光学和经典物理学的交叉领域，研究光场和机械运动之间的混合相互作用[1-4]。20世纪70年代物理学家Braginsky等[5-6]在微波腔中观察到辐射压力对悬挂腔镜的运动既有阻碍又有促进的作用，由此腔光力学开始进入人们的视野。1983年，Dorsel等[7]进行了第一个光学波段的腔光力学实验。后续的几十年里，腔光力学得到快速发展，腔光力学系统也发生了巨大的变化，从最初的法布里-珀罗腔[8]，到如今的回音壁谐振腔[9]和光子晶体谐振腔[10]，同时也发现了像电磁感应透明、快慢光效应、光学双稳态和四波混频等[11-26]有趣的光学现象。最值得一提的是机械振子的相干完美吸收(CPA)[27-28]现象，该现象越来越成为腔光力学的热门问题之一。2014年，吉林大学严晓波团队[29]在一个复合光力系统中验证了CPA现象。该光力系统由2个固定镜组成，在2个固定镜中间位置插入1个活动镜，构成了双腔加一个机械振子的光学模式。一束泵浦光和一束探测光从左腔镜射入，另一束探测光从右腔镜射入，调节合适的腔场功率，发现左右两束探测光都被中间的活动镜完全吸收，而没有从两个端镜透射和反射。

反电磁诱导透明(IEIT)现象指在非线性系统中，在强控制场的作用下，探测场被机械激励完全吸收，不发生反射和透射现象，这与CPA非常类似，但由于发生的系统有区别，因此称之为IEIT现象。Agarwal研究团队[30]证实在具有1个光学微腔和1个机械振子这样的结构中可以发生IEIT现象，并且发现在发生IEIT现象时，入射探测场的能量在腔场和相干声子之间共享，并主要驻留在其中一个极化激子模式中。

因此，在上述研究的启发下，本文提出了一种新系统，该系统是在1个光学腔中插入2个透射的活动镜，1个光学腔和2个机械振子组成的结构。一束泵浦光和一束探测光从左侧射入，右侧只有一束探测光，在这三束光的驱动下发现：调节腔场功率和参数n(定义为机械振子b_1与b_2耦合系数之比)，该系统仍然可以发生IEIT现象，能量由腔场与2个机械振子共享，即在发生IEIT现象时，腔场能量等于2个机械振子能量之和。当增加一个机械振子，以同样的腔场功率条件驱动，耦合效果要优于单个振子，并且腔场可在较小的功率下发生IEIT现象，也可以调节n的大小来调节机械振子b_1能量的大小。此研究可能在滤波、量子信息处理[31-35]、量子通信[36-38]等领域有很好的应用前景。

2 模型与理论

由2个部分透射的固定镜构成一个腔体，腔体内部有2个可以完全透射的活动镜(等效为2个机械振子)。新系统的等效图如图1所示，其中$\varepsilon_{\mathrm{outL}}$和$\varepsilon_{\mathrm{outR}}$分别

收稿日期：2023-05-17；**修回日期**：2023-06-26；**录用日期**：2023-07-12；**网络首发日期**：2023-08-02
基金项目：国家自然科学基金(11647001，11804004)、中国博士后科学基金(2020M681973)、安徽省自然科学基金(1708085QA11)、高校优秀青年骨干教师国外访问研修项目(gxgwfx2021024)
通信作者：*chenphysics@126.com

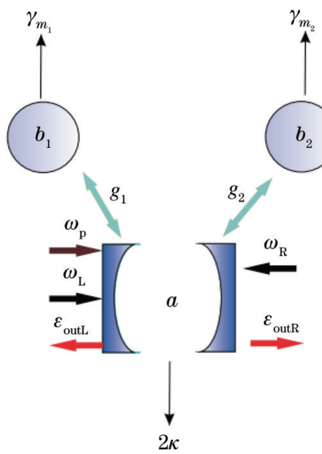

图 1　模型的腔光力系统示意图

Fig. 1　Schematic of the cavity optomechanical system of this model

是左和右腔的输出场，腔与 2 个机械振子之间都有耦合，2 个机械振子之间没有干扰和耦合。则该系统的哈密顿量可以写为

$$\begin{aligned}H=&\hbar\Delta_1 a^\dagger a+\hbar\omega_{m_1}b_1^\dagger b_1+\hbar\omega_{m_2}b_2^\dagger b_2-\\&\hbar g_1 a^\dagger a(b_1^\dagger+b_1)-\hbar g_2 a^\dagger a(b_2^\dagger+b_2)+\\&\mathrm{i}\hbar\varepsilon_{\mathrm{P}}(a^\dagger-a)+\mathrm{i}\hbar\varepsilon_{\mathrm{L}}[a^\dagger\exp(-\mathrm{i}\delta t)-a\exp(\mathrm{i}\delta t)]+\\&\mathrm{i}\hbar\varepsilon_{\mathrm{R}}[a^\dagger\exp(-\mathrm{i}\delta t)-a\exp(\mathrm{i}\delta t)],\end{aligned}\tag{1}$$

式中：$\hbar$ 为约化普朗克常数；g_1 和 g_2 分别是机械振子 b_1 和 b_2 与腔光子之间的耦合强度；t 为时间；$a^\dagger(a)$、$b_1^\dagger(b_1)$、$b_2^\dagger(b_2)$ 分别是腔光子、机械振子 b_1、机械振子 b_2 的玻色子产生（湮灭）算符，且 $[a^\dagger,a]=1$、$[b_1^\dagger,b_1]=1$、$[b_2^\dagger,b_2]=1$；Δ_1 为谐振腔的谐振频率；ω_{m_1} 和 ω_{m_2} 分别为机械振子 b_1 和 b_2 的谐振频率；δ 为探测场 $\varepsilon_{\mathrm{L}}(\varepsilon_{\mathrm{R}})$ 与控制场 ε_{P} 之间的频率失谐量；ω_{L} 和 ω_{R} 分别是左右探测场的谐振频率，且二者相等，下面都用 ω_{L} 表示。式(1)中，前 3 项是系统的自由哈密顿量，第 4、5 项分别是光子与机械振子 b_1、b_2 的耦合哈密顿量，第 6 项是左侧控制场与腔的耦合哈密顿量，第 7、8 项分别是左、右两侧探测场与腔的耦合哈密顿量。

利用海森伯运动方程，并考虑相应的阻尼项和噪声项，得到的机械模式和光学模态算子的量子朗之万方程为

$$\begin{cases}\dot{a}=-[\mathrm{i}\Delta_1-\mathrm{i}g_1(b_1^\dagger+b_1)-\mathrm{i}g_2(b_2^\dagger+b_2)+2\kappa]a+\varepsilon_{\mathrm{P}}+\varepsilon_{\mathrm{L}}\exp(-\mathrm{i}\delta t)+\varepsilon_{\mathrm{R}}\exp(-\mathrm{i}\delta t)+\sqrt{2\kappa}\,a^{\mathrm{in}}\\ \dot{b}_1=-\mathrm{i}\omega_{m_1}b_1+\mathrm{i}g_1a^\dagger a-\dfrac{\gamma_{m_1}}{2}b_1+\sqrt{\gamma_{m_1}}\,b_1^{\mathrm{in}}\\ \dot{b}_2=-\mathrm{i}\omega_{m_2}b_2+\mathrm{i}g_2a^\dagger a-\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}b_2+\sqrt{\gamma_{m_2}}\,b_2^{\mathrm{in}}\end{cases},\tag{2}$$

式中：γ_{m_1} 和 γ_{m_2} 分别是机械振子 b_1 和 b_2 机械耦合阻尼率；2κ 是腔内传输损失引起的腔光子衰减率[30]；a^{in}、b_1^{in}、b_2^{in} 分别是腔、机械振子 b_1、b_2 的输入量子真空噪声算子，平均值为 0。在没有探测场 ε_{L} 和 ε_{R} 的情况下，可以利用式(2)对稳态的平均值进行因式分解，$\langle ab_i\rangle=\langle a\rangle\langle b_i\rangle$，得到稳态平均值，有

$$\langle b_1\rangle=b_{1\mathrm{s}}=\frac{\mathrm{i}g_1}{\mathrm{i}\omega_{m_1}+\dfrac{\gamma_{m_1}}{2}}|a_{\mathrm{s}}|^2,\ \langle b_2\rangle=b_{2\mathrm{s}}=\frac{\mathrm{i}g_2}{\mathrm{i}\omega_{m_2}+\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}}|a_{\mathrm{s}}|^2,\ \langle a\rangle=a_{\mathrm{s}}=\frac{\varepsilon_{\mathrm{P}}}{\mathrm{i}\Delta_a+2\kappa},\tag{3}$$

式中：空腔场与探测场之间的有效失谐 $\Delta_a=\Delta_1-g_1(b_{1\mathrm{s}}^*+b_{1\mathrm{s}})-g_2(b_{2\mathrm{s}}^*+b_{2\mathrm{s}})$，包括机械运动引起的频移；$a^*$、$b_1^*$、$b_2^*$ 分别是 a、b_1、b_2 的共轭；$b_{1\mathrm{s}}$、$b_{2\mathrm{s}}$ 决定稳态下的机械位移，a_{s} 为稳态下的腔场振幅。存在探测场 ε_{L} 和 ε_{R} 的情况下，求解非线性耦合式(2)，把每个算子写成平均值和这个平均值周围的小量子涨落的形式，$b_i=b_{i\mathrm{s}}+\delta b_i$，$a=a_{\mathrm{s}}+\delta a$，将 $\delta b_i\ll|b_i|$ 和 $\delta a\ll|a_{\mathrm{s}}|$ 代入式(3)，只保留线性项，得到的线性化的量子朗之万方程为

$$\begin{cases}\delta\dot{a}=\mathrm{i}g_1\{\delta b_1^*\exp[\mathrm{i}(\Delta_a+\omega_{m_1})t]+\delta b_1\exp[-\mathrm{i}(\omega_{m_1}-\Delta_a)t]\}a_{\mathrm{s}}+\mathrm{i}g_2\{\delta b_2^*\exp[\mathrm{i}(\Delta_a+\omega_{m_2})t]+\\ \quad\delta b_2\exp[-\mathrm{i}(\omega_{m_2}-\Delta_a)t]\}a_{\mathrm{s}}+\varepsilon_{\mathrm{L}}\exp[-\mathrm{i}(\delta-\Delta_a)t]+\varepsilon_{\mathrm{R}}\exp[-\mathrm{i}(\delta-\Delta_a)t]+\sqrt{2\kappa}\,a^{\mathrm{in}}-2\kappa\delta a\\ \delta\dot{b}_1=\mathrm{i}g_1\{a_{\mathrm{s}}^*\delta a\exp[-\mathrm{i}(\Delta_a-\omega_{m_1})t]+a_{\mathrm{s}}\delta a^*\exp[\mathrm{i}(\Delta_a+\omega_{m_1})t]\}-\dfrac{\gamma_{m_1}}{2}\delta b_1+\sqrt{\gamma_{m_1}}\,b_1^{\mathrm{in}}\\ \delta\dot{b}_2=\mathrm{i}g_2\{a_{\mathrm{s}}^*\delta a\exp[-\mathrm{i}(\Delta_a-\omega_{m_2})t]+a_{\mathrm{s}}\delta a^*\exp[\mathrm{i}(\Delta_a+\omega_{m_2})t]\}-\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}\delta b_2+\sqrt{\gamma_{m_2}}\,b_2^{\mathrm{in}}\end{cases}。\tag{4}$$

系统在机械红色边带上驱动一个空腔模式（$\Delta_a\approx\omega_{m_1}\approx\omega_{m_2}$），该混合系统在已解决的边带状态下运行（$\omega_{m_1}\gg2\kappa,\omega_{m_2}\gg2\kappa$），该膜振荡器具有较高的机械质量系（$\omega_{m_1}\gg\gamma_{m_1},\omega_{m_2}\gg\gamma_{m_2}$），机械频率 ω_{m_1} 和 ω_{m_2} 要远大于 $g_1|a_{\mathrm{s}}|$ 和 $g_2|a_{\mathrm{s}}|$，且 $\delta b_1=\delta b_1\exp(-\mathrm{i}\omega_{m_1}t)$、$\delta b_2=\delta b_2\exp(-\mathrm{i}\omega_{m_2}t)$、$\delta a=\delta a\exp(-\mathrm{i}\Delta_a t)$，式(4)可以简化为

$$\begin{cases}\langle\delta\dot{a}\rangle=\mathrm{i}g_1\langle\delta b_1\rangle a_s+\mathrm{i}g_2\langle\delta b_2\rangle a_s+\varepsilon_L\exp(-\mathrm{i}xt)+\varepsilon_R\exp(-\mathrm{i}xt)+\sqrt{2\kappa}\,a^{\mathrm{in}}-2\kappa\langle\delta a\rangle\\ \langle\delta\dot{b}_1\rangle=\mathrm{i}g_1a_s^*\langle\delta a\rangle-\dfrac{\gamma_{m_1}}{2}\langle\delta b_1\rangle+\sqrt{\gamma_{m_1}}\,b_1^{\mathrm{in}}\\ \langle\delta\dot{b}_2\rangle=\mathrm{i}g_2a_s^*\langle\delta a\rangle-\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}\langle\delta b_2\rangle+\sqrt{\gamma_{m_2}}\,b_2^{\mathrm{in}}\end{cases},\tag{5}$$

式中：探测场与谐振腔共振频率的失谐 $x\approx\delta-\omega_{m_1}\approx\delta-\omega_{m_2}\approx\delta-\Delta_a$。然后，检查了涨落的期望值，并注意到量子噪声项和热噪声项的平均值为0。用这个形式写出平均值的解 $\langle\delta s\rangle=\delta s_+\exp(-\mathrm{i}xt)+\delta s_-\exp(\mathrm{i}xt)$，$s=b_1,b_2,a$，得到

$$\begin{cases}\delta a_+=\dfrac{\mathrm{i}g_1a_s\delta b_{1+}+\mathrm{i}g_2a_s\delta b_{2+}+\varepsilon_L+\varepsilon_R}{2\kappa-\mathrm{i}x}\\ \delta b_{1+}=\dfrac{\mathrm{i}g_1a_s^*\delta a_+}{\dfrac{\gamma_{m_1}}{2}-\mathrm{i}x}\\ \delta b_{2+}=\dfrac{\mathrm{i}g_2a_s^*\delta a_+}{\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}-\mathrm{i}x}\end{cases},\tag{6}$$

式中：有效的光力耦合速率 $G_1=g_1|a_s|$，$G_2=g_2|a_s|$。令 $n=g_1/g_2=G_1/G_2$，$h=\dfrac{\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}-\mathrm{i}x}{\dfrac{\gamma_{m_1}}{2}-\mathrm{i}x}$，代入式(6)，解得

$$\begin{cases}\delta a_+=\dfrac{\left(\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}-\mathrm{i}x\right)(\varepsilon_L+\varepsilon_R)}{\left(\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}-\mathrm{i}x\right)(2\kappa-\mathrm{i}x)+G_2^2(hn^2+1)}\\ \delta b_{1+}=\dfrac{\mathrm{i}hnG_2(\varepsilon_L+\varepsilon_R)}{\left(\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}-\mathrm{i}x\right)(2\kappa-\mathrm{i}x)+G_2^2(hn^2+1)}\\ \delta b_{2+}=\dfrac{\mathrm{i}G_2(\varepsilon_L+\varepsilon_R)}{\left(\dfrac{\gamma_{m_2}}{2}-\mathrm{i}x\right)(2\kappa-\mathrm{i}x)+G_2^2(hn^2+1)}\end{cases}。\tag{7}$$

3 结果与讨论

首先进行理论分析，根据光腔两侧的输入输出关系，可以得到输出场与腔场的关系为

$$\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha}+\varepsilon_\alpha\exp(-\mathrm{i}xt)=2\kappa\langle\delta a\rangle,\ \alpha=\mathrm{L},\mathrm{R}。\tag{8}$$

同样地，将输出场改写成如下形式：

$$\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha}=\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha+}\exp(-\mathrm{i}xt)+\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha-}\exp(\mathrm{i}xt),\tag{9}$$

式中：$\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha+}$ 的斯托克斯频率为 ω_L；$\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha-}$ 的反斯托克斯频率为 $2\omega_P-\omega_L$。根据式(8)和式(9)可以解出

$$\varepsilon_{\mathrm{out}\alpha+}=2\kappa\delta a_+-\varepsilon_\alpha,\tag{10}$$

$\varepsilon_L=\varepsilon_R=1$，$h=1$，$\gamma_{m_2}=4\kappa$，$(n^2+1)G_2^2\geqslant4\kappa^2$，在一个振子的条件下，即 $n=0$ 时，有 $\varepsilon_{\mathrm{outL}+}=\varepsilon_{\mathrm{outR}+}=0$，如图2(a)所示。一个振子的作用下，当 $G_2=2\kappa$，在 $x=0$，发生IEIT现象，此时输入的探测场被这个非线性的光力系统(OMS)完全吸收，而不被反射或传输。这是左侧移动的探测场的反射光与来自右侧探测场的透射光之间的破坏性干涉的结果。因此，在一个机械振子的条件下，该系统可以实现IEIT。观察图2(b)～(d)，$n=0.5$、1、1.5，3幅图中虚线呈现出与图2(a)同样的曲线效果，都是抛物线的形式，发现此时 $G_2=\dfrac{2\kappa}{\sqrt{n^2+1}}$。当 $n=0$时，$G_2=2\kappa$；$n=0.5$时，$G_2=1.79\kappa$；$n=1$时，$G_2=1.41\kappa$；$n=1.5$时，$G_2=1.12\kappa$。因此，可见在两个振子的条件下，该系统仍然发生IEIT现象，此时 G_2 的取值明显小于 2κ。但是同样取 $G_2=2\kappa$、4κ、6κ 时，发现能量输出曲线的宽度会随着 n 取值的增大不断增大，峰值也不断增大，在 $G_2=2\kappa$ 时，$n=0.5$，图像发生显著的反向分裂。可见相比1个振子，2个振子可明显增大耦合作用，这在图4(d)中得到验证。

接下来，探究当IEIT发生时能量驻留在哪里的问题。为此，研究腔内的探针光子数 $|\delta a_+|^2$，以及当IEIT发生时机械振子中的量子激发 $|\delta b_{1+}|^2$ 和 $|\delta b_{2+}|^2$，数据代入式(7)，得

$$\begin{cases}\dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta a_+|^2=0.5,\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta b_{1+}|^2=0.1,\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.4,\quad n=0.5\\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta a_+|^2=0.5,\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta b_{1+}|^2=0.25,\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.25,\ n=1\\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta a_+|^2=0.5,\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta b_{1+}|^2=0.35,\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_L|^2+|\varepsilon_R|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.15,\ n=1.5\end{cases}。\tag{11}$$

从理论数据上看，当IEIT发生时，腔内探针光子数等于机械激励之和。对输出探针光子数、腔内探针光子数和机械激发进行仿真计算，以显示腔场功率对IEIT的影响。图3(a)和图3(b)分别展示了 $n=0$ 时腔

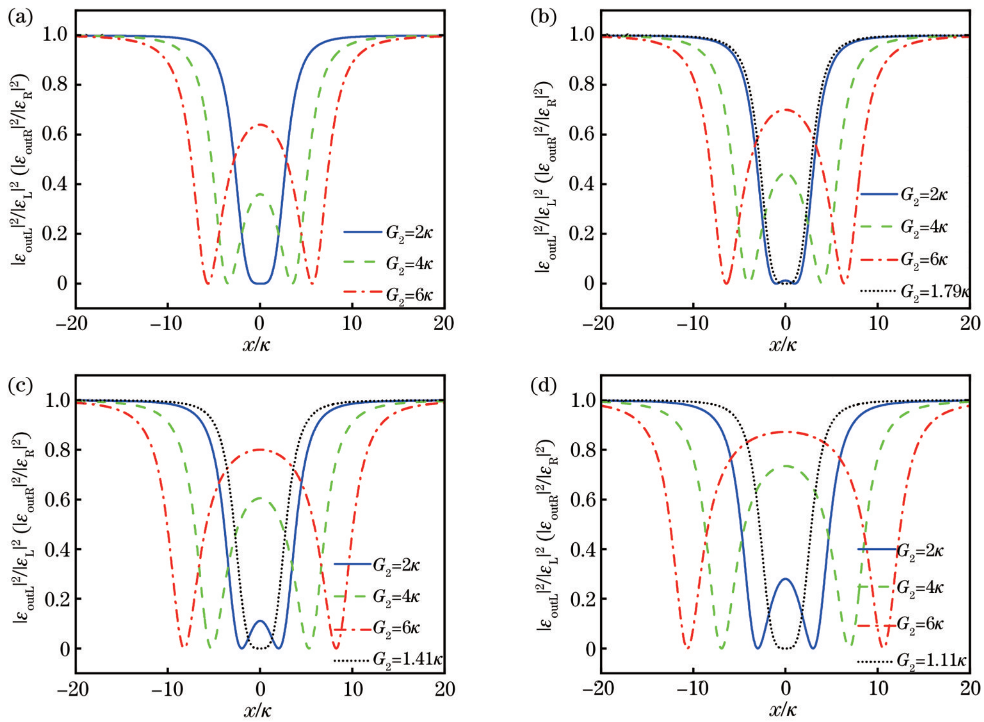

图 2　在不同腔场功率条件下，输出探针光子数随 n 取值的变化情况。(a) $n=0$；(b) $n=0.5$；(c) $n=1$；(d) $n=1.5$

Fig. 2　Variation of number of output probe photons with n value under different cavity field power conditions. (a) $n=0$; (b) $n=0.5$; (c) $n=1$; (d) $n=1.5$

内的探针光子数和机械振子 b_2 的机械激励，因为机械振子 b_1 的机械激励为 0。图 3(c) 和图 3(d) 分别展示了 $n=1$ 时腔内的探针光子数和机械振子 b_2 的机械激励，因为机械振子 b_1 的机械激励与 b_2 的相同。

$$\begin{cases}\dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta a_+|^2=0.5, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{1+}|^2=0, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.5, & n=0\\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta a_+|^2=0.5, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{1+}|^2=0.25, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.25, & n=1\end{cases}, \tag{12}$$

可以看出：当发生 IEIT 现象时，结果与分析的结果一致，腔内探针光子数等于机械激励之和；且当发生 IEIT 现象时，腔内的探针光子数在各个时段都达到了最大值，如图 3(c) 中的虚线所示，但此时腔场功率要小于 2κ。这是两种特殊的情况，当 $n=0.5$ 和 $n=1.5$ 时，结果如图 4 和图 5 所示。

图 4(a)～(c) 分别展示的是 $n=0.5$ 时腔内的探针光子数、机械振子 b_1 的机械激励、机械振子 b_2 的机械激励。图 5(a)～(c) 分别展示的是 $n=1.5$ 时腔内的探针光子数、机械振子 b_1 的机械激励、机械振子 b_2 的机械激励。

$$\begin{cases}\dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta a_+|^2=0.5, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{1+}|^2=0.1, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.4, & n=0.5\\ \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta a_+|^2=0.5, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{1+}|^2=0.35, \dfrac{4\kappa^2}{|\varepsilon_{\mathrm{L}}|^2+|\varepsilon_{\mathrm{R}}|^2}|\delta b_{2+}|^2=0.15, & n=1.5\end{cases}, \tag{13}$$

可以看出：当发生 IEIT 现象，结合 $n=0$ 和 $n=1.5$ 时的情况和理论分析的结果，可知两个机械振子模式下能量驻留的问题与单振子模式下完全相同，即当 IEIT 发生时，腔内探针光子数等于机械激励的总和。因此，输入探测场的能量完全转移到具有相等激发作用的腔场和机械振子中。进一步地，腔模和声子模都被相干激发。并且当发生 IEIT 现象时，腔内的探针光子数的曲线是完全一致的，但所需要的腔场功率有所减小，在同样的功率作用下，两个振子作用的结果要比单振子作用更强，输出探针光子要更早地开始反向分裂，开始出现两个峰值，峰值之间的宽度也越来越大。图 4(d) 和图 5(d) 展示的是 $G_2=2\kappa$ 时腔内的探针光子数、机械振子 b_1 的机械激励、机械振子 b_2 的机械激励在 n 不同取值时峰值和两个峰值之间宽度的变化情况，可见随着 n 值的不断增大，腔内的探针光子数和机械振子 b_2 的机械激励在不断减小，机械振子 b_1 的机械激励在

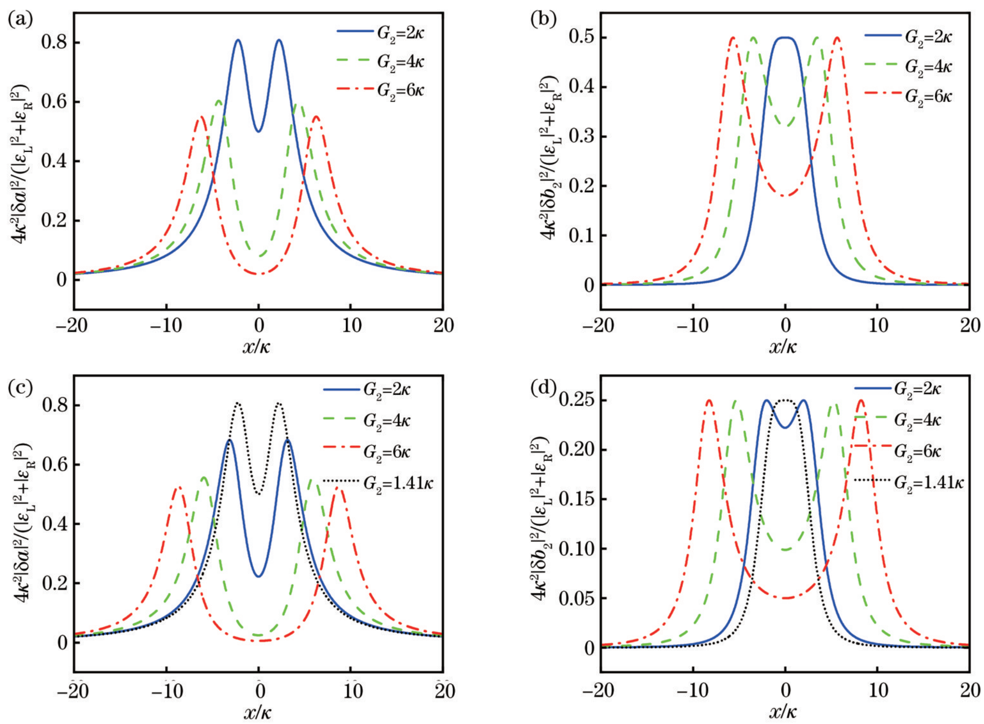

图3 在不同腔场功率条件下，腔内的探针光子数、机械激励 b_2 随 n 取值的变化情况。(a)(b)$n=0$；(c)(d)$n=1$

Fig. 3 Variation of number of probe photons and mechanical excitation b_2 with n value under different cavity field power conditions. (a)(b) $n=0$; (c)(d) $n=1$

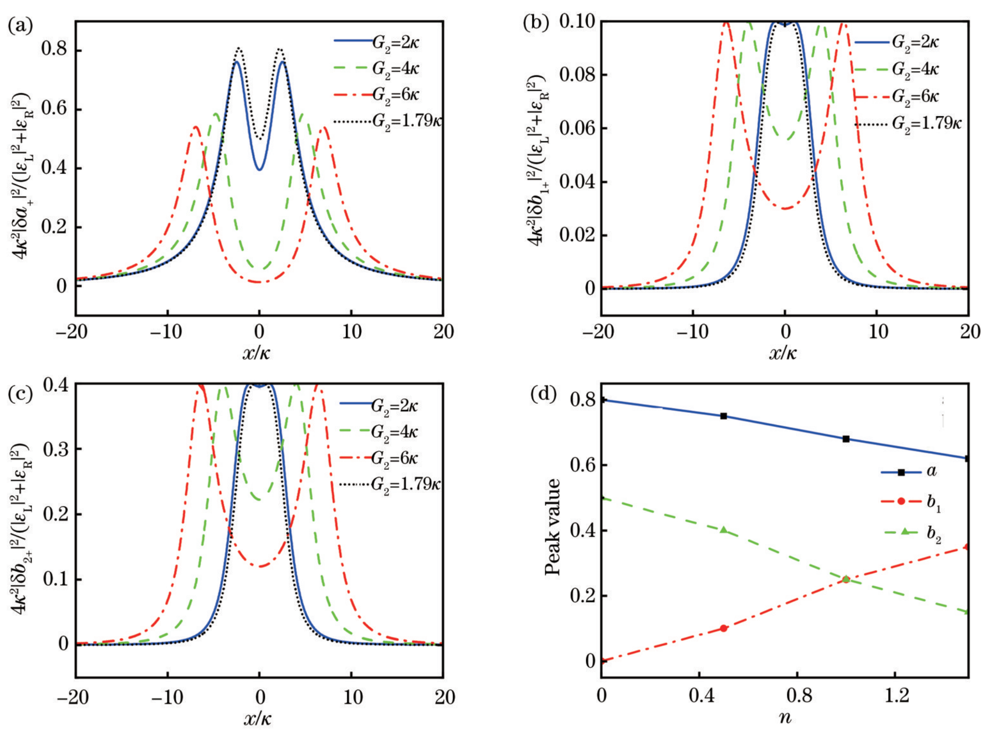

图4 不同条件下，腔内的探针光子数和两个机械激励的变化情况。(a)～(c)在不同腔场功率条件下，腔内的探针光子数、机械激励 b_1、b_2 在 $n=0.5$ 时的变化情况；(d)$G_2=2\kappa$ 时，探针光子数和机械激励 b_1、b_2 峰值随 n 的变化情况

Fig. 4 Variation of number of probe photons and two mechanical excitations in the cavity under different conditions. (a)-(c) Variation of number of probe photons and mechanical excitation b_1 and b_2 in the cavity at $n=0.5$ under different cavity field power conditions; (d) when $G_2=2\kappa$, peak value of number of probe photons and mechanical excitation b_1 and b_2 varing with n

不断增大，可见 n 的取值对 b_1 有促进作用，但是峰值之间的宽度都是随着 n 的增大而增大的。还可以看出，探针光子数、机械激励 b_1、b_2 所出现的两个波峰和一个波谷是OMS的泵浦探头响应中的光力正态模分裂现

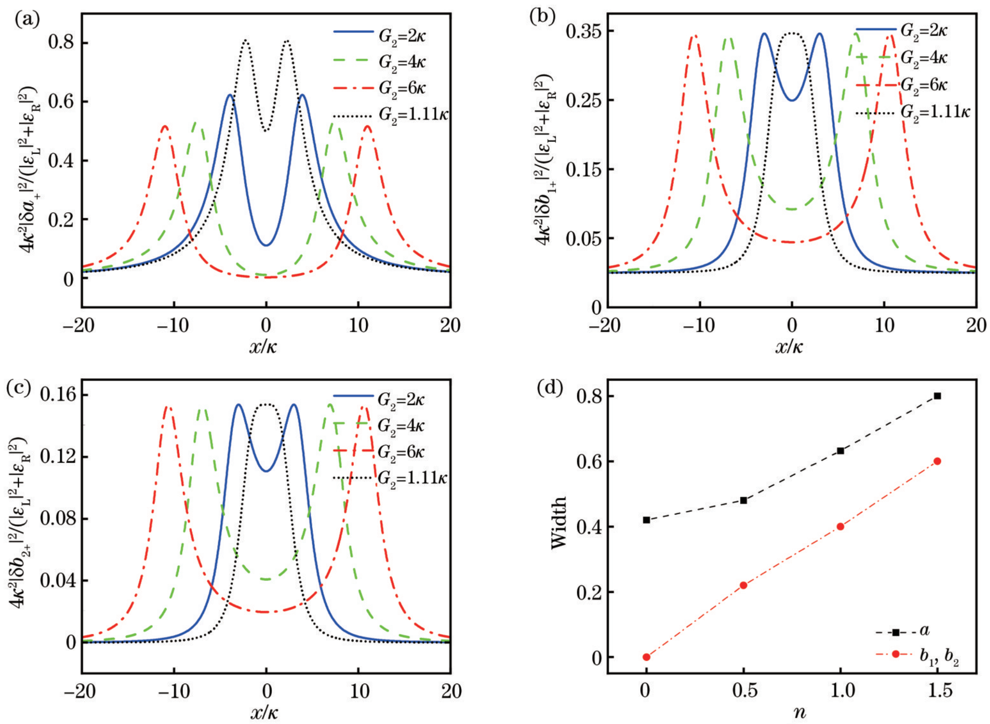

图 5 不同条件下，腔内的探针光子数和两个机械激励的变化情况。(a)～(c)在不同腔场功率条件下，腔内的探针光子数、机械激励 b_1、b_2 在 $n=1.5$ 时的变化情况；(d) $G_2=2\kappa$ 时，探针光子数和机械激励 b_1、b_2 宽度随 n 的变化情况

Fig. 5 Variation of number of probe photons and two mechanical excitations in the cavity under different conditions. (a)-(c) Variation of number of probe photons and mechanical excitation b_1 and b_2 in the cavity at $n=1.5$ under different cavity field power conditions; (d) when $G_2=2\kappa$, variation of the width of number of probe photons and mechanical excitation b_1 and b_2 with n

象所产生的结果，可在后续的工作中得到深入研究。

4 结 论

提出了一个多模腔光力系统，该系统由 1 个控制场和 2 个探测场驱动，腔光子与两个机械振子之间存在耦合关系。控制该系统中有效的光力耦合速率(由腔场功率决定)和机械振子与腔光子耦合强度之间的比值等参数，结果表明，该光力系统可以实现 IEIT 现象，并且能量驻留的问题得到进一步讨论。此外，发现在两个机械振子的作用下，系统的耦合效果得到显著增强。通过调节腔场功率和机械振子与腔的耦合关系，该系统将在滤波、能量分配调节、量子通信及能量储存等方面有着潜在的应用价值。

参 考 文 献

[1] Meystre P. A short walk through quantum optomechanics[J]. Annalen Der Physik, 2013, 525(3): 215-233.

[2] Metcalfe M. Applications of cavity optomechanics[J]. Applied Physics Reviews, 2014, 1(3): 031105.

[3] Chen H J. High-resolution biomolecules mass sensing based on a spinning optomechanical system with phonon pump[J]. Applied Physics Express, 2021, 14(8): 082005.

[4] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F. Cavity optomechanics[J]. Reviews of Modern Physics, 2014, 86(4): 1391-1452.

[5] Braginsky V B, Manukin A B, Hamilton W O. Measurement of weak forces in physics experiments[J]. Physics Today, 1978, 31(2): 51-52.

[6] Braginsky V B, Khalili F Y, Thorne K S. Quantum measurement[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.

[7] Dorsel A, McCullen J D, Meystre P, et al. Optical bistability and mirror confinement induced by radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1983, 51(17): 1550-1553.

[8] 关柏鸥，余有龙，葛春风，等. 光纤光栅法布里-珀罗腔透射特性的理论研究[J]. 光学学报，2000，20(1): 34-38.
Guan B O, Yu Y L, Ge C F, et al. Theoretical studies on transmission characteristics of fiber grating Fabry-Perot cavity[J]. Acta Optica Sinica, 2000, 20(1): 34-38.

[9] 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.
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.

[10] Chen H J. Multiple-Fano-resonance-induced fast and slow light in the hybrid nanomechanical-resonator system[J]. Physical Review A, 2021, 104(1): 013708.

[11] Chen H J. Phonon pump enhanced fast and slow light in a spinning optomechanical system[J]. Results in Physics, 2021, 31: 105002.

[12] 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.

[13] Jiang C, Jiang L, Yu H L, et al. Fano resonance and slow light in hybrid optomechanics mediated by a two-level system[J]. Physical Review A, 2017, 96(5): 053821.

[14] Jiang C, Cui Y S, Zhai Z Y, et al. Phase-controlled amplification and slow light in a hybrid optomechanical system[J]. Optics Express, 2019, 27(21): 30473-30485.

[15] Chen H J, Wu H W, Yang J Y, et al. Controllable optical bistability and four-wave mixing in a photonic-molecule optomechanics[J]. Nanoscale Research Letters, 2019, 14(1): 1-10.

[16] Chen B, Wang X F, Yan J K, et al. Controllable optical bistability in a three-mode optomechanical system with atom-cavity-mirror couplings[J]. Superlattices and Microstructures, 2018, 113: 301-309.

[17] Wang Z, Jiang C, He Y, et al. Tunable optical bistability in multi-mode optomechanical systems[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2020, 37(2): 579-585.

[18] Jiang C, Cui Y S, Liu H X. Controllable four-wave mixing based on mechanical vibration in two-mode optomechanical systems[J]. EPL (Europhysics Letters), 2013, 104(3): 34004.

[19] Liu L W, Gengzang D J, Shi Y Q, et al. Controllable four-wave mixing based on hybrid BEC-optomechanical systems[J]. Acta Physica Polonica A, 2019, 136(3): 444-453.

[20] Jiang L, Yuan X R, Cui Y S, et al. Optical bistability and four-wave mixing in a hybrid optomechanical system[J]. Physics Letters A, 2017, 381(38): 3289-3294.

[21] Chen H J. The fast-slow light transitions induced by fano resonance in multiple nanomechanical resonators[J]. Optics and Laser Technology, 2023, 161(10):109242.

[22] 陈咏雷, 陈华俊, 刘云鹤, 等. 基于复合旋转光力系统的非线性光学特性研究[J]. 光学学报, 2023, 43(1): 0119001.
Chen Y L, Chen H J, Liu Y H, et al. Study on nonlinear optical characteristics based on compound rotating optical force system [J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(1): 0119001.

[23] 侯宝成, 陈华俊. 辅助腔增强磁光力系统中的相干光学传输[J]. 中国激光, 2023, 50(6): 0612001
Hou B C, Chen H J. Coherent optical transmission in magneto-optomechanical systems enhanced by auxiliary cavity[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(6): 0612001.

[24] Nie Z Q, Zheng H B, Li P Z, et al. Interacting multiwave mixing in a five-level atomic system[J]. Physical Review A, 2008, 77(6): 063829.

[25] Li P Y, Zheng H B, Zhang Y Q, et al. Controlling the transition of bright and dark states via scanning dressing field[J]. Optical Materials, 2013, 35(5): 1062-1070.

[26] 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.

[27] Paternostro M, Vitali D, Gigan S, et al. Creating and probing multipartite macroscopic entanglement with light[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(25): 250401.

[28] Agarwal G S, Huang S M. Coherent perfect absorption in cavity opto-mechanics[EB/OL]. (2013-04-27) [2023-02-03]. https://arxiv.org/abs/1304.7323v1.

[29] 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.

[30] 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.

[31] Wang X F, Chen B. Four-wave mixing response in a hybrid atom-optomechanical system[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2019, 36(2): 162-167.

[32] Tian L. Robust photon entanglement via quantum interference in optomechanical interfaces[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(23): 233602.

[33] Wang Y D, Clerk A A. Reservoir-engineered entanglement in optomechanical systems[J]. Physical Review Letters, 2013, 110 (25): 253601.

[34] Liao J Q, Law C K. Correlated two-photon scattering in cavity optomechanics[J]. Physical Review A, 2013, 87(4): 043809.

[35] Mirza I M. Strong coupling optical spectra in dipole - dipole interacting optomechanical Tavis - Cummings models[J]. Optics Letters, 2016, 41(11): 2422-2425.

[36] Liu X Y. The generation of four component entanglement in cavity optomechanical system[D]. Taiyuan: Shanxi University, 2019.

[37] Kimble H J. The quantum internet[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1023-1030.

[38] Zhang J, Adesso G, Xie C D, et al. Quantum teamwork for unconditional multiparty communication with Gaussian states[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(7): 070501.

Inverse Electromagnetically Induced Transparency in Multimode Cavity Optomechanical Systems

Liu Yunhe, Chen Huajun*

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

Abstract

Objective Cavity optomechanical systems are the cross field of quantum optics and classical physics, which study the mixed interactions between light field and mechanical motion. As cavity optomechanical systems develop, scientists have discovered the phenomenon of inverse electromagnetically induced transparency (IEIT). We propose a new system that inserts two transmissive active mirrors into an optical cavity to form a structure of an optical cavity and two mechanical oscillators. A beam of pump light and a beam of probe light are emitted from the left side, while there is only one beam of probe light on the right side. Driven by the three beams of light, the system can still undergo the IEIT phenomenon, and the cavity field energy is equal to the energy sum of the two mechanical oscillators after adjusting the cavity field power and the parameter n (the ratio of two mechanical oscillators b_1 and b_2 to coupling coefficients). When a mechanical oscillator is added and driven by the same cavity field power, the coupling effect is better than that of a single oscillator, and the mechanical oscillator energy can also be controlled by adjusting the parameter n. Our study may have good application prospects in filtering, quantum information processing, quantum communication, and other fields.

Methods Beginning with a new optomechanical system model, we investigate the composition of the system and provide definitions for each parameter. The obtained Hamiltonian is solved by Heisenberg equations of motion, factorization, and other methods, and the relationship between the cavity field and the output field is established. Finally, the relationship between cavity field energy and mechanical oscillator energy under different parameters is explored to conduct further analysis.

Results and discussions The results indicate that when n is set as different values, it can all satisfy $\varepsilon_{\mathrm{outL}+}=\varepsilon_{\mathrm{outR}+}=0$, which means that the IEIT phenomenon occurs. The satisfied condition is $G_2=\frac{2\kappa}{\sqrt{n^2+1}}$ (Fig. 2), and the coupling effect is significantly enhanced. When $n=0$, only the mechanical oscillator b_2 has energy, as shown in Fig. 3(b), while under $n=1$, mechanical oscillators b_1 and b_2 have the same energy, as shown in Fig. 3(d). Figs. 4(b), 4(c), 5(b), and 5(c) respectively represent the energy possessed by the mechanical oscillators b_1 and b_2 at $n=0.5$ and $n=1.5$. By comparing with the energy of the cavity field, when IEIT occurs, number of photons in the cavity probe is equal to the sum of mechanical excitations. Adjusting n can achieve energy distribution adjustment.

Conclusions We propose a composite multimode cavity optomechanical system, which consists of a control field and two probe fields driven by an optical resonant cavity coupled with two mechanical oscillators. The parameters in this system are controlled, including the coupling strength between the mechanical oscillator and the cavity photon, and the ratio between the coupling strengths of the mechanical oscillators. Numerical results show that this cavity optomechanical system can realize the IEIT phenomenon and further discuss the energy residency problem. Additionally, the coupling effect of the system is significantly enhanced with the action of two mechanical oscillators. By adjusting the cavity field power and the coupling relationship between the mechanical oscillators and the cavity, the system will have potential applications in filtering, energy distribution regulation, quantum communication, and energy storage.

Key words inverse electromagnetically induced transparency; nonlinear system; cavity optomechanical system; quantum communication