

压缩光力学:电磁诱导透明高阶边带放大

郭雪莹¹, 蒋亚静¹, 张现周¹, 景辉²

(1.河南师范大学 物理与材料科学学院, 河南 新乡 453007;

2.湖南师范大学 物理学院 量子效应与应用协同创新中心, 长沙 410007)

摘要:从理论上研究了含有光学参量放大器的光力系统中的二阶边带现象.由于放大器会影响腔内光子数并产生光学压缩,探测光及光力二阶边带的透光率都将随之改变.发现透射谱可以被驱动场相位和非线性增益调节,其中二阶边带的透光率明显增强且线宽得到有效抑制.此外,光学参量放大器还为高阶边带快慢光转换提供了新的可能.这些结果有望在光传播与开关器件、弱信号精确测量等方面获得实际应用.

关键词:非线性光学;光力系统;光学参量放大器;二阶边带过程;群延迟

中图分类号:O437

文献标志码:A

近 20 年,电磁共振腔与微纳米机械振荡器相结合,辐射压作用(或等效辐射压作用)而形成的光力系统在实验和理论方面都有一系列重要进展,展示出诸多重要实际应用^[1-5].比如量子运动压缩^[5],力学基态冷却^[6],力学混频与声子激光^[2],弱力检测^[7],光电转换^[8],量子信息调控^[9]等.其中特别值得注意的是光力诱导透明现象(Optomechanically Induced Transparency, OMIT)^[3, 10-11].OMIT 的本质可以分为 2 种物理机制:线性近似下,主要是光的腔吸收或声学吸收通道间的量子干涉效应,可以看作原子物理学熟悉的电磁诱导透明现象^[3, 12-13]的固态或液态类比^[14];非线性情形下,会有一系列新效应出现,例如:多力学振子的级联 OMIT^[15],宇称-时间谐振腔中的反转 OMIT^[11, 16],光声极化子^[17],Kerr 腔中的 OMIT^[18-19],光力高阶边带^[20]等.此外,二次型 OMIT 的实验及理论研究也有诸多进展^[21],在无损声子数测量等方面具有重要应用^[22].OMIT 的应用还包括力学冷却^[23]、精密测量^[24-25]等.

目前已经提出了众多不同的基于非线性光腔的实验方案并且给予了验证.吴颖小组发现普通光力系统中的二阶边带透光率可以被驱动场调节,且输出场频率为 $\omega_l \pm 2\Omega$ ^[20](这里 ω_l 为驱动场频率, Ω 为探测光-驱动光频率失谐).在此结论基础上考虑加入一个外力.这种设置的最大优势在于可以消除探测场与外力干扰过程中热噪声对弱外力测量的负面影响,但是二阶边带的输出场频率仅仅提升了 2 倍^[26].另一方面,利用腔内光学参量放大器的研究在近几年里变得活跃起来.2009 年黄素梅小组首次发现将光学参量放大器放入光腔内可以有效改善机械反射镜的冷却,从而使其达到亚开尔文温度^[27].吴颖小组提出了通过在光力系统中使用光学参量放大器来增强量子压缩的方案^[28].这些研究表明将光学参量放大器应用于腔光力学中将会出现有趣的光学非线性效应.

本文考虑把以上 2 个研究领域相结合,着重研究在拥有光学参量放大器的光力系统中,由驱动场和弱探测场驱动的二阶边带过程.图 1(a)为该系统的理论模型,图 1(b)为该系统的频谱图.发现使用光学参量放大器可以将二阶边带过程的透光率大幅度提升,透光率峰值约为 65%.不仅如此,二阶边带的线宽也可以通过调制放大器来调节.

此外,伴随电磁诱导透明或光力诱导透明的过程,还会出现光信号的群延迟现象^[13, 29-30].实验上,利用原子气体已经实现了光速减慢到 17 m/s^[31].最大相干缓冲时间可达到 2 065 ns^[32].此外,在有增益的情形下,

收稿日期:2018-04-20;修回日期:2018-05-30.

基金项目:国家自然科学基金(11474087;11774086;5201029120110);湖南人才青年计划.

作者简介:郭雪莹(1992-),女,河南新乡人,河南师范大学硕士研究生,研究领域为量子光学.

通信作者:景辉(1973-),男,湖南师范大学教授,研究领域为量子光学,E-mail:jinghui73@gmail.com.

还可以出现光超前或快光现象^[33].这里分析了二阶边带过程的群延迟现象^[19, 34],并发现可以通过控制光学参量放大器来调制.该研究可以为二阶边带过程的快慢光相互转换提供理论支持并且有助于实现调谐高阶边带中的光传输.

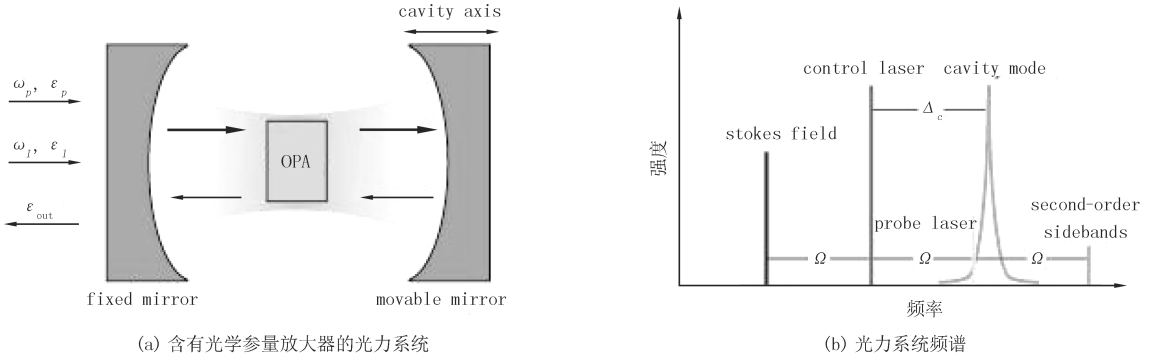


图1 光力系统理论模型

1 模型简介

为了便于描述,建立了一个光力系统模型.如图1所示,将光学参量放大器内置于一个由可固定腔镜和可移动全反射腔镜组成的法布里-珀罗腔中,其中腔镜可以近似看作是有效质量为 m , 振动频率为 ω_m 的纳米机械谐振器.频率为 ω_l , 振幅为 ϵ_l 的强驱动激光和频率为 ω_p , 振幅为 ϵ_p 的弱探测激光入射到光力系统上, 振幅 ϵ_l 与 ϵ_p 形式如下:

$$\epsilon_l = \sqrt{\gamma p_l / 2\hbar\omega_l}, \epsilon_p = \sqrt{\gamma p_p / 2\hbar\omega_p},$$

式中 p_l 与 p_p 分别代表相关激光的功率.腔体的频率用弱探测激光器来检测.如果机械振荡频率 ω_m 远小于驱动场的频率 ω_l , 那么光学模式将会与机械模式耦合.除此之外,光学参量放大器和光学腔之间还存在相互作用.基于上述条件,可以将系统的哈密顿量写成如下形式:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{OPA}} + \hat{H}_{dr}, \\ \hat{H}_0 &= -\hbar\Delta_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_m^2 \hat{x}^2 + \hbar g_0 x \hat{a}^\dagger \hat{a}, \\ \hat{H}_{dr} &= i\hbar\epsilon_l (\hat{a}^\dagger - \hat{a}) + i\hbar (\hat{a}^\dagger \epsilon_p e^{-i\Omega t} - \hat{a} \epsilon_p^* e^{i\Omega t}), \\ \hat{H}_{\text{OPA}} &= i\hbar G (\hat{a}^{\dagger 2} e^{i\theta} - \hat{a}^2 e^{-i\theta}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 \hat{a} (\hat{a}^\dagger) 为具有频率 ω_c 的单模腔场的湮灭(产生)算子, \hat{x} 和 \hat{p} 分别为纳米机械谐振器的位移和动量算子.非线性增益 G 和驱动场相位 θ 是描述探测场传输速率性能的两个重要参数,参数 g_0 为腔场与纳米机械谐振腔之间的耦合强度.而 $\Delta_c = \omega_l - \omega_c$, $\Delta_p = \omega_p - \omega_c$ 与 $\Omega = \omega_p - \omega_l$ 则分别代表腔-驱动光频率失谐,探测光-驱动光频率失谐以及探测光-驱动光频率失谐.

现在,应用海森堡运动方程来描述这个系统,重点分析系统对探测场的平均效应.因此在接下来的计算中忽略量子噪声产生的影响,并使用所有算符的期望值.则该系统的海森堡运动方程为:

$$\begin{aligned} \dot{a} &= (i\Delta_c - i g_0 x - \frac{\gamma}{2})a + 2G e^{i\theta} a^\dagger + \epsilon_l + \epsilon_p e^{-i\Omega t}, \\ \dot{x} + \gamma_m x + \omega_m^2 x &= -\frac{\hbar g_0}{m} a^\dagger a. \end{aligned} \quad (2)$$

式中 γ 与 γ_m 分别为腔场和机械模式的衰减率.下面将引入失谐系数 $\Delta = \Delta_c - x_s g_0$, 则动力学变量的稳态方程就能够表示为:

$$a_s = \frac{2G e^{i\theta} + i\Delta + \frac{\gamma}{2}}{\frac{\gamma^2}{4} + \Delta^2 - 4G^2} \epsilon_l, x_s = -\frac{\hbar g_0}{m\omega_m^2} |a_s|^2. \quad (3)$$

由于驱动场的频率 ω_l 远大于探测场的频率 ω_p , 所以将每个算子展开为其稳态值加上该值附近的微小波动, 即

$$a = a_s + \delta a, x = x_s + \delta x.$$

将上式代入方程(3)中可以得到:

$$\begin{aligned} \delta \dot{a} &= (i\Delta - \frac{\gamma}{2})\delta a + 2Ge^{i\theta}\delta a^* + \epsilon_p e^{-i\Omega t} - ig_0(a_s\delta x + \delta a\delta x), \\ \delta \dot{x} + \gamma_m\delta \dot{x} + \omega_m^2\delta x &= -\frac{\hbar g_0}{m}(a_s\delta a^* + a_s^*\delta a + \delta a\delta a^*). \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\delta a\delta x$ 、 $\delta a\delta a^*$ 为二阶非线性项. 由于本文主要讨论的是探测场对光机械系统的反馈, 所以此处忽略了量子噪声和热噪声项. 现在通过引入

$$\begin{aligned} \delta a &= a_{1-}e^{-i\Omega t} + a_{1+}e^{i\Omega t}a_{2-}e^{-2i\Omega t} + a_{2+}e^{2i\Omega t}, \\ \delta x &= x_{1-}e^{-i\Omega t} + x_{1+}e^{i\Omega t} + x_{2-}e^{-2i\Omega t} + x_{2+}e^{2i\Omega t}, \end{aligned} \quad (5)$$

来计算表达式(4).

经过上述变换, 很容易得到 6 个方程式. 为了使式子表达更为简洁, 定义

$$\lambda_1(\Omega) = \Omega^2 + i\gamma_m\Omega - \omega_m^2, \lambda_{2,3}(\Omega) = i\Omega - \frac{\gamma}{2} \pm i\Delta.$$

如果先忽略(5)式中的二阶项, 就可以得到线性方程组

$$\begin{aligned} \lambda_1(\Omega)x_{1-} - \frac{\hbar g_0}{m}(a_s a_{1+}^* + a_s^* a_{1-}) &= 0, \\ \lambda_2(\Omega)a_{1-} + 2Ge^{i\theta}a_{1+}^* - ig_0 a_s x_{1-} + \epsilon_p &= 0, \\ \lambda_3(\Omega)a_{1+}^* + 2Ge^{-i\theta}a_{1-} + ig_0 a_s^* x_{1-} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

同时, 剩下的 3 个式子表示的就是二阶边带过程, 即:

$$\begin{aligned} \lambda_1(2\Omega)x_{2-} - \frac{\hbar g_0}{m}(a_s a_{2+}^* + a_s^* a_{2-} + a_{1+}^* a_{1-}) &= 0, \\ \lambda_2(2\Omega)a_{2-} + 2Ge^{i\theta}a_{2+}^* - ig_0(a_{1-}x_{1-} + a_s x_{2-}) &= 0, \\ \lambda_3(2\Omega)a_{2+}^* + 2Ge^{-i\theta}a_{2-} + ig_0(a_{1+}^* x_{1-} + a_s^* x_{2-}) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

为使表达式更为简洁, 定义 3 个参数

$$\begin{aligned} a &= \frac{i\hbar g_0^2 |a_s|^2}{m}, \\ G(\Omega) &= \frac{2G}{|a_s|^2}(a_s^2 e^{-i\theta} - (a_s^*)^2 e^{i\theta}) - \frac{4G^2}{a}\lambda_1(\Omega), \\ f(\Omega) &= \frac{1}{\lambda_1(\Omega)\lambda_2(\Omega)\lambda_3(\Omega) + a[\lambda_2(\Omega) - \lambda_3(\Omega) + G(\Omega)]}. \end{aligned} \quad (8)$$

代入计算并化简, 即可得到描述在该光力系统中的一阶边带以及二阶边带过程 a_{1-} 与 a_{2-} 的表达式:

$$\begin{aligned} x_{1-} &= \frac{(\lambda_2(\Omega)\lambda_3(\Omega) - 4G^2)a_{1-} + \lambda_3(\Omega)\epsilon_p}{ig_0(\lambda_3(\Omega)a_s + 2Ge^{i\theta}a_s^*)}, \\ a_{1-} &= -f(\Omega)[\lambda_1(\Omega)\lambda_3(\Omega) + a]\epsilon_p, \\ a_{2-} &= f(2\Omega)[(ig_0\lambda_1(2\Omega)\lambda_3(2\Omega) - \frac{\hbar g_0^3 |a_s|^2}{m})a_{1-}x_{1-} + \\ & a(\frac{\lambda_3(2\Omega)}{a_s^*} + \frac{2Ge^{i\theta}}{a_s}) + (2ig_0Ge^{i\theta}\lambda_1(2\Omega) + \frac{\hbar g_0^3 a_s^2}{m})a_{1+}^* + x_{1-}]. \end{aligned} \quad (9)$$

探测场的传输速率和二阶边带的透光率由 $|t_p|$ 和 η 来描述. 根据文献[20], 令 $\epsilon_p = 0.05\epsilon_l$, 并且基于上述设定, 一阶边带的透光率可以用 $|t_p|^2$ 来表示. 则一阶边带与二阶边带的透光率的表达式分别为:

$$|t_p|^2 = |1 - \frac{\gamma a_{1-}}{2\epsilon_p}|^2, \quad (10)$$

$$\eta = \left| -\frac{\gamma a_{2-}}{\epsilon_p} \right|. \quad (11)$$

2 结果讨论

将先讨论光学参量放大器对透光率的影响.选用相关实验或理论工作^[20]中的可行参数: $m=20 \text{ ng}$, $g_0/(2\pi)=1.2 \times 10^{19} \text{ Hz/m}$, $\gamma_m/(2\pi)=41.0 \text{ kHz}$, $\gamma/(2\pi)=15.0 \text{ MHz}$, $\omega_m/(2\pi)=51.8 \text{ MHz}$, $\lambda=1064 \text{ nm}$, $p_l=933 \mu\text{W}$ 以及 $\Delta_c = -\omega_m$.图2展示了该系统的一阶边带与二阶边带透光率伴随着 Ω/ω_m 的变化曲线.

图2(a)为空腔情况,即 $G=0, \theta=0$.可以清楚地看到在共振($\Omega=\omega_m$)附近出现了由于探测光的吸收被破坏干扰而产生的光力诱导透明现象.而 η 的变化规律与之恰好相反,在此处达到了一个极小值;从形状上来看,二阶边带过程具有相反的光力诱导透明形状.图2(b)和图2(c)分别为在非线性增益 $G=0.3\gamma$ 的情况下,当 θ 取值在 $(-3/2)\pi$ 到 0 之间的变化时,一阶边带的透光率 $|t_p|^2$ 以及二阶边带的透光率 η 分别作为 Ω/ω_m 函数的变化情况.与空腔时的透明窗口相比,图2(b)中的透明窗口会先随着 θ 增大而变宽,然后在 $\theta \in (-\pi/2, 0)$ 范围内随着的增加而变窄.有趣的是在图2(c)中展示的抑制窗口也具有相同的周期性变化特征.这是由于 θ 导致了腔内光子数的变化.可以从(3)式中得到解释,腔内光子数与 $\sin \theta$ 函数成正比,所以当 θ 增大,系数 $g_0^2 |a_s|^2$ 会随之呈现出相应的周期性变化,从而导致线宽的变化.除此之外,对比于空腔时,在腔中加入光学参量放大器, η 的极大值明显具有优势.在一个周期中,当 $\theta = (-3/2)\pi$ 时,二阶边带透光率的效果更好.不仅如此,还发现 θ 对二阶边带过程的影响主要集中在左峰.这些行为表现可以用式(11)来解释.可见,驱动场相位为调节光学机械系统中的二阶边带透光率带来新的自由度.

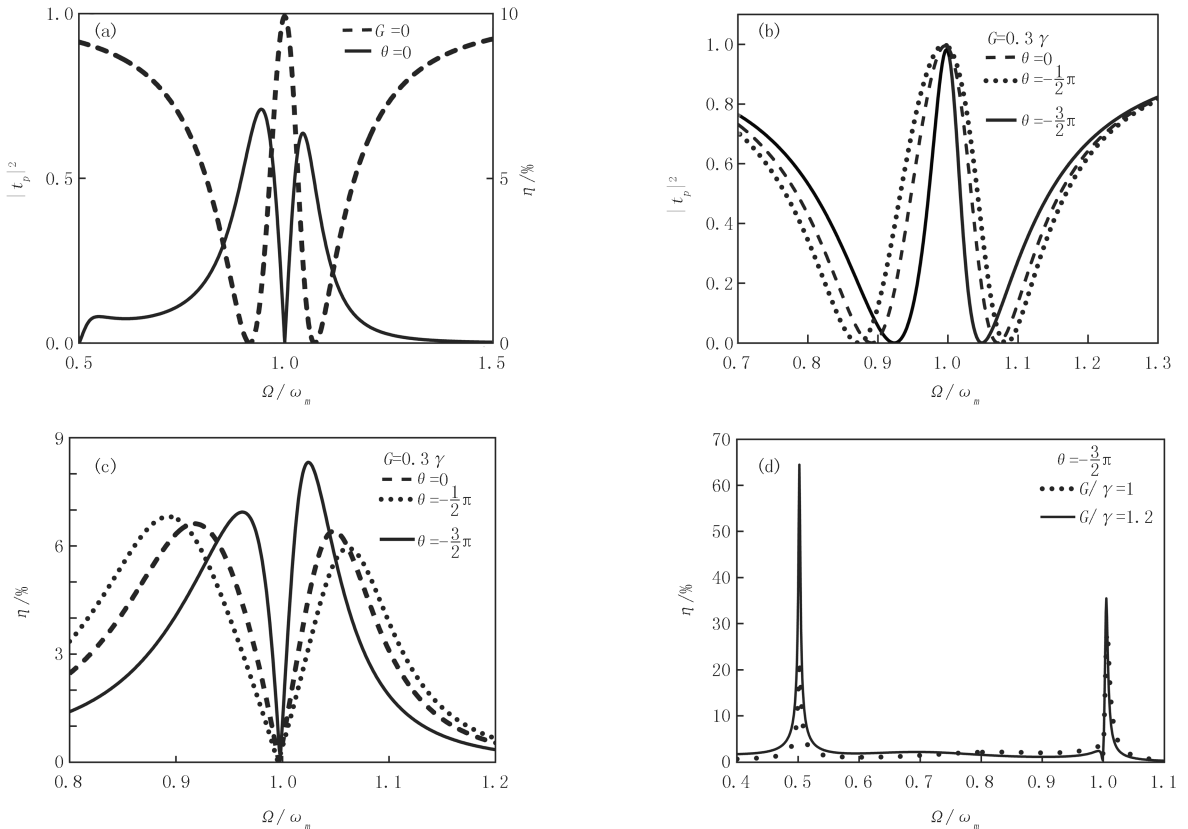


图2 (a) 为空腔时,一阶边带透光率 $|t_p|^2$ 和二阶边带透光率 η 随 Ω/ω_m 的变化; $G=0.3\gamma$, 一阶边带透光率 $|t_p|^2$ 和二阶边带透光率 η 在不同驱动场相位 θ 下, (b) $|t_p|^2$ 和 (c) η 随 Ω/ω_m 的变化; (d) $\theta = -\pi$, 二阶边带透光率 η 在不同非线性增益 G 下随 Ω/ω_m 的变化.

图2 一阶和二阶边带透光率随失谐变化

图2(d)为二阶边带透光率 η 在不同的 G 值下随 Ω/ω_m 的变化曲线.为了便于研究,在参数的选取上选

择 $\theta = (-3/2)\pi$, 而其他参数与图 2(a) 中的参数保持一致. G 值对 η 的极大值具有较大的影响, 当 $G = 1.2\gamma$ 时, η 的极大值约为 65%. 而且随着 G 的增加, η 的极大值增大. 这就意味着二阶边带透光率的极大值可以通过调节非线性增益 G 的大小来调制. 综上所述, 图 2 中的透射曲线显示出该光力系统二阶边带的透光率深受非线性增益 G 与驱动场相位 θ 的影响.

上述的现象可以基于文献[20]来分析, a_{2-} 的表达式分为 2 部分: 1) 表示直接的二阶边带; 2) 表示上转换的一阶边带, 其中这一部分对二阶边带过程起重要作用. 当光力诱导透明现象出现时, 由于探测场与反斯托克斯场之间的破坏性干扰, 上转换的一阶边带过程受到抑制, 从而二阶边带过程产生抑制窗口. 而在光腔中加入的光学参量放大器会减弱反斯托克斯场, 之后, 上转换的一阶边带部分增大. 因此通过适当的调节光学参量放大器, 二阶边带透光率的极大值会产生较大的变化, 这些结果可能有助于弱信号的精确测量.

光力诱导透明现象能够延迟甚至存储光脉冲, 这些结论都已经得到验证^[11]. 为了进一步验证光学参量放大器对系统二阶边带过程的影响, 进行了包括群延迟在内的数值模拟. 探测场的一阶、二阶边带的快慢光

计算公式分别为 $\tau_g = \frac{d \arg(t_p)}{d\Omega} \Big|_{\Omega=\omega_m}$, $\tau'_g = -\frac{d \arg(a_{2-})}{2d\Omega} \Big|_{\Omega=\omega_m}$ ^[3]. 图 3(a) 展示了在 G 取不同值的情况下 τ_g

作为驱动光功率 p_i 函数的变化曲线. τ_g 的最大值随着 G 的增加而变小, 并且驱动光功率 $p_i > 1.4 \mu\text{W}$, τ_g 的值皆为正. 这意味着探测光处于慢光状态. 而对于二阶边带过程, 从图 3(b) 中可知, τ'_g 值的大小不仅可以通过改变驱动场的功率来调节, 而且可以通过调节非线性增益 G 的大小来有效控制. 且随着 G 的增大, 将慢光转换为快光所需的功率降低. 这一结论将为在高阶边带区域内慢光和快光相互转换的实验提供理论支持.

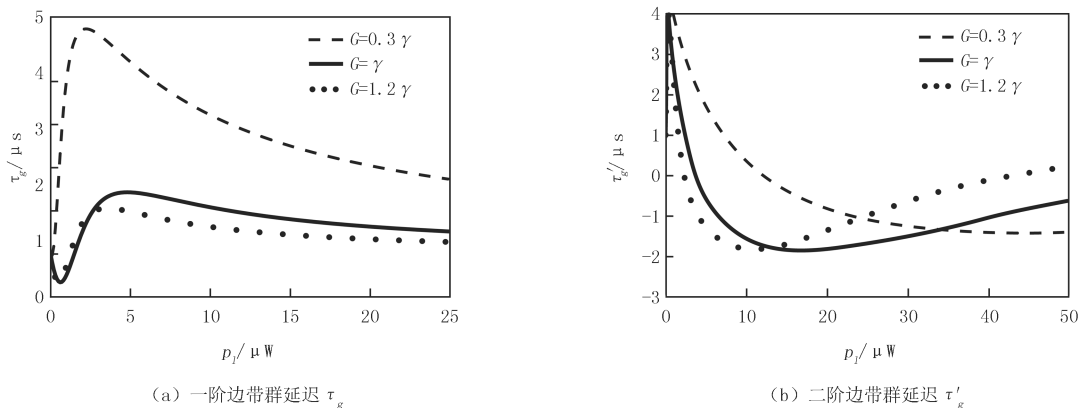


图 3 边带群延迟随功率 p_i 的变化

3 结 论

通过在法布里-珀罗腔中引入光学参量放大器, 从理论上研究了这一混合光机系统中的二阶边带过程, 且它的透光率和群延迟等性质都深受光学参量放大器的影响. 经过讨论驱动场相位 θ 的影响以及 θ 和 G 的综合效应, 发现一阶边带与二阶边带的透射谱都可以被驱动场相位和非线性增益调节, 其中二阶边带的透光率可以被极大的增强并且线宽得到有效的抑制. 具体来讲, 与其他光力系统相比, 该混合光机系统可大幅度提高二阶边带透光率的极大值. 并且在 $\theta \in ((-3/2)\pi, (-1/2)\pi)$ 的范围内, 二阶边带的线宽随着 θ 的增大呈现增加的趋势; 而当 θ 的取值在 $(-1/2)\pi$ 到 0 之间变化时, θ 的增加则会导致线宽变窄. 因此, 非线性增益 G 和驱动场相位 θ 在二阶边带透光率中起着重要的作用. 除此之外, 非线性增益 G 的大小可以有效控制二阶边带的群延迟效应, 从而实现快慢光之间的相互转换. 且随着 G 的增大, 将慢光转换为快光所需的功率降低. 这些发现能够为精确测量弱信号提供理论依据, 同时也希望对实现调谐高阶边带中的光传播提供帮助. 在本文的讨论中忽略了量子噪声、温度等对系统的影响, 然而在特定的情况下这些因素会对系统产生怎样的影响, 在未来的工作中仍需要进一步研究. 除此之外, 当考虑 Kerr 非线性效应时, 光力系统也会相应的产生一

些有趣的现象^[35],这些将在以后的工作中进行探索.

致谢:感谢焦亚峰同学的帮助.

参 考 文 献

- [1] Kippenberg T J, Vahala K J. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale[J]. *Science*, 2008, 321: 1172-1176.
- [2] Vahala K, Herrmann M, Knünz S, et al. A phonon laser[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(9): 682-686.
- [3] Weis S, Rivière R, Deléglise S, et al. Optomechanically induced transparency[J]. *Science*, 2010, 330(6010): 1520.
- [4] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F. Cavity optomechanics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 86(4): 1391-1452.
- [5] Safavi-Naeini A H, Gröblacher S, Hill J T, et al. Squeezed light from a silicon micromechanical resonator[J]. *Nature*, 2013, 500(7461): 185.
- [6] Teufel J D, Donner T, Li D, et al. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state[J]. *Nature*, 2011, 475: 359-363.
- [7] Agatsuma K, Friedrich D, Ballmer S, et al. Precise measurement of laser power using an optomechanical system[J]. *Opt Express*, 2014, 22: 2013-2030.
- [8] Safavi-Naeini A H, Painter O. Proposal for an optomechanical traveling wave phononphoton translator[J]. *New J Phys*, 2011, 13: 013017.
- [9] Stannigel K, Rabl P, Sørensen A S, et al. Optomechanical transducers for long-distance quantum communication[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 220501.
- [10] Kronwald A, Marquardt F. Optomechanically induced transparency in the nonlinear quantum regime[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, 111(13): 133601.
- [11] Jing H, Sahin K Ö, Geng Z, et al. Optomechanically-induced transparency in parity-time-symmetric microresonators[J]. *Sci Rep*, 2015, 5: 9663.
- [12] Huang S, Agarwal G S. The electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(4): 1334-1342.
- [13] Safavi-Naeini A H, Alegre T P M, Chan J, et al. Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics[J]. *Nature*, 2011, 472: 69-73.
- [14] Martin L L, Dahan R, Carmon T. Droplet optomechanics[J]. *Optica*, 2016, 3(2): 175-178.
- [15] Fan L, Fong K Y, Poot M, et al. Cascaded optical transparency in multimode-cavity optomechanical systems[J]. *Nature Communication*, 2014(6): 5850.
- [16] Li W, Jiang Y, Li C, et al. Parity-time-symmetry enhanced optomechanically-induced-transparency[J]. *Sci Rep*, 2016, (6): 31095.
- [17] Lemonde M A, Didier N, Clerk A A. Nonlinear interaction effects in a strongly driven optomechanical cavity[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, 111(5): 053602.
- [18] Dong C H, Sun F W, Guo G C, et al. Compensation of the Kerr effect for transient optomechanically induced transparency in a silica microsphere[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(6): 1249-1252.
- [19] Jiao Y F, Lu T X, Jing H. Optomechanical second-order sidebands and group delays in a Kerr resonator[J]. *Phys Rev A*, 2018, 97(1): 013843.
- [20] Xiong H, Si L G, Zheng A S, et al. Higher-order sidebands in optomechanically induced transparency[J]. *Phys Rev A*, 2012, 86(1): 013815.
- [21] Wang H, Gu X, Liu Y, et al. Optomechanical analog of two-color electromagnetically-induced transparency: photon transmission through an optomechanical device with a two-level system[J]. *Phys Rev A*, 2014, 90(2): 023817.
- [22] Wang Q, Li W J, Ma P C, et al. Precision mass measurement with optomechanically induced transparency in an optomechanical system[J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 2017, 56(7): 2212-2220.
- [23] Li Y, Wu L A, Wang Y D, et al. Nondeterministic ultrafast ground-state cooling of a mechanical resonator[J]. *Phys Rev B*, 2011, 84: 094502.
- [24] Xiong H, Liu Z X, Wu Y. Highly sensitive optical sensor for precision measurement of electrical charges based on optomechanically induced difference-sideband generation[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(18): 3630.
- [25] Kong C, Xiong H, Wu Y. Coulomb-interaction-dependent effect of high-order sideband generation in an optomechanical system[J]. *Phys Rev A*, 2017, 95(3): 033820.
- [26] Ma J, You C, Si L G, et al. Optomechanically induced transparency in the presence of an external time-harmonic-driving force[J]. *Sci Rep*, 2015, 5(3): 11278.
- [27] Huang S, Agarwal G S. Enhancement of cavity cooling of a micromechanical mirror using parametric interactions[J]. *Phys Rev A*, 2009, 79(1): 11662-11662.
- [28] Lü X Y, Wu Y, Johansson J R, et al. Squeezed optomechanics with phase-matched amplification and dissipation.[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 114(9): 093602.

- [29] Nikoghosyan G, Fleischhauer M. Photon-number selective group delay in cavity induced transparency.[J]. Phys Rev Lett, 2010, 105(1): 013601.
- [30] Jiang C, Liu H, Cui Y, et al. Electromagnetically induced transparency and slow light in two-mode optomechanics[J]. Optics Express, 2013, 21(10): 12165.
- [31] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, et al. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. Nature, 1999, 397(6720): 594-598.
- [32] Yoshiki W, Honda Y, Tetsumoto T, et al. All-optical tunable buffering with coupled ultra-high Q whispering gallery mode microcavities [J]. Sci Rep, 2017, 7(1): 10688.
- [33] Zhou X, Hocke F, Schliesser A, et al. Slowing, advancing and switching of microwave signals using circuit nanoelectromechanics[J]. Nature Physics, 2013, 9(3): 179-184.
- [34] Jiao Y, Lü H, Qian J, et al. Nonlinear optomechanics with gain and loss: amplifying higher-order sideband and group delay[J]. New Journal of Physics, 2016, 18(8): 083034.
- [35] Xiao Y F, Ozdemir S K, Gaddam V, et al. Quantum nondemolition measurement of photon number via optical Kerr effect in an ultra-high-Q microtoroid cavity[J]. Optics Express, 2008, 16(26): 21462.

Squeezed Optomechanics : Amplifying on high-order sidebands in Electromagnetically Induced Transparency

Guo Xueying¹, Jiang Yajing¹, Zhang Xianzhou¹, Jing Hui²

(1. School of Physical material science, Henan Normal University, Xixiang 453007, China;
2. Department of Physics and Synergetic Innovation Center for Quantum Effects and Applications,
Hunan Normal University, Changsha 410007, China)

Abstract: We studied the second-order transmission process of optomechanical system with an optical parametric amplifier (OPA) theoretically. We found that the number of photons can be strongly affected by OPA, to generate squeezing. Furthermore, the probe light and the transmittance of the second-order sideband process will also be influenced by OPA. In particular, the transmission spectrum can be adjusted by the phase of the drive field. And the light transmittance varies with the phase. Moreover, it is also affected by the strength of OPA, where the second-order sideband process can be greatly enhanced and the line width is effectively suppressed. On the other hand, the group delay in this hybrid system could be tuned by appropriate modulating OPA. Furthermore, the presence of OPA can realize a way of interconversion between fast and slow light in higher-order sideband, and these results are expected to be applied in light propagation, switching devices and weak signal precision measurement.

Keywords: nonlinear optics; optomechanical system; optical parametric amplifier; the second-order sideband process; group delay

[责任编辑 杨浦]