

# Optical Transistor and Coherent Optical Storage Based on Graphene Optomechanics System

Huajun Chen<sup>1</sup>, Xianwen Fang<sup>1</sup>, Xudong Tang<sup>1</sup>, Guanghong Miao<sup>1</sup>, Kadi Zhu<sup>2</sup>

<sup>1</sup>School of Science, Anhui University of Science and Technology, Huainan Anhui

<sup>2</sup>Key Laboratory of Artificial Structures and Quantum Control (Ministry of Education), Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai

Email: [chenphysics@126.com](mailto:chenphysics@126.com)

Received: Oct. 11<sup>th</sup>, 2015; accepted: Oct. 26<sup>th</sup>, 2015; published: Oct. 29<sup>th</sup>, 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

Graphene, atomically thin two-dimensional nanomaterials, may be considered as the ultimate nanomaterial for fabricating nanomechanical resonator due to its unique properties for studying its quantum behavior of the motion. In this work, we theoretically demonstrate optomechanically induced transparency based on the coupled graphene nanomechanical resonator-microwave cavity system with a strong microwave pump field and a weak signal field under the condition of red sideband. At the blue sideband, the signal field can be efficiently attenuated or amplified with calculating the transmission spectrum of the signal field, depending on the power of a second “gating” (pump) field which can behave as an optical transistor to amplify a weak microwave field. In addition, the graphene optomechanics can obtain the slow and fast light effect with controlling the strong pump field, and the slow and fast light effect can be switched via adjusting the detuning between the cavity field and the pump field. This scheme may be a promising candidate for light storage and pave the way for numerous applications in telecommunication and quantum information technologies.

## Keywords

Grapheme Optomechanics, Coherent Optical Properties, Optical Transistor

---

# 基于石墨烯光机械系统的光学三极管和相干光学存储

陈华俊<sup>1</sup>, 方贤文<sup>1</sup>, 唐旭东<sup>1</sup>, 缪广红<sup>1</sup>, 朱卡的<sup>2</sup>

文章引用: 陈华俊, 方贤文, 唐旭东, 缪广红, 朱卡的. 基于石墨烯光机械系统的光学三极管和相干光学存储[J]. 应用物理, 2015, 5(10): 115-122. <http://dx.doi.org/10.12677/app.2015.510016>

<sup>1</sup>安徽理工大学理学院, 安徽 淮南

<sup>2</sup>上海交通大学物理与天文系, 人工结构和量子调控重点实验室(教育部), 上海

Email: [chenphysics@126.com](mailto:chenphysics@126.com)

收稿日期: 2015年10月11日; 录用日期: 2015年10月26日; 发布日期: 2015年10月29日

## 摘要

原子尺寸厚度的二维纳米材料——石墨烯, 由于它对于研究其量子运动行为的独特性质, 石墨烯也许是构成纳米机械振子的最终纳米材料。本文在红边带条件下, 通过用一个强的微波泵浦场和一个弱的信号场驱动石墨烯纳米机械振子-微波腔耦合系统, 理论证明了系统中的光机械诱导透明。在蓝边带条件下, 通过计算信号场的透射谱, 发现信号场可以实现有效地减弱和放大取决于栅极场(泵浦场)的功率强度。这样在蓝边带下石墨烯光机械系统呈现出类似一个光学三极管实现弱微波信号的放大。此外通过控制强泵浦场, 石墨烯光机械系统可以实现快光和慢光效应, 并且通过调节腔场与泵浦场之间的失谐能实现快光和慢光效应之间的转换。石墨烯光机械系统对于光的存储将会是一个很有希望的方案, 同时对于在通讯和量子信息技术上的应用也指出了方向。

## 关键词

石墨烯光机械, 相干光学性质, 光学三极管

## 1. 引言

石墨烯是原子厚度的二维纳米材料, 由单层碳原子构成, 近年来受到了研究者的广泛关注。由于石墨烯具有超低质量密度、高频率、高机械品质因子以及本质的小尺寸等独特的性质, 它被当做是制造纳米机械振子系统的最终材料[1] [2], 用于研究纳米机械振子运动的量子行为。由于石墨烯这些独特的性质, 石墨烯基于的纳米机械系统在弱力探测[3]和质量传感[4] [5]上都有着潜在的应用。然而目前所有这些科学应用仍然处于经典物理学领域。尽管目前的光学和高频技术[6]使得石墨烯振子的探测和描述成为可能, 然而这些方案依然没有指明一种通往量子领域的途径。

最近如何通过纳米机械振子延伸到量子区域吸引了研究者的广泛兴趣[7], 并且有三个研究组分别通过压电晶体谐振器[8]、超导振子[9]和光机械晶体[10]证明了机械振子的振动量可以实现小于 1。由石墨烯构成的机械振子与光通过光热相互作用也在实验上被证实[11], 其中石墨烯覆盖在一个芯片尺度上的沟槽上形成一个光学腔。然而由于石墨烯构成的末端镜使得 98%光被透射出去, 石墨烯振子的品质因子将远小于 1, 因此典型的腔光机械系统中的辐射压力[7]现象很难在石墨烯末端镜构成的微腔中观测到。研究者设计了一个用石墨烯构成的超导微波腔最近在实验上被证实[12] [13], 其中高品质因子的多层石墨烯振子电容耦合到一个超导微波腔。尽管多层石墨烯的质量远大于单层石墨烯, 然而由于其低电阻特性对于与超导腔耦合是一个有益条件, 并且原子厚度尺寸的二维石墨烯也是实现较大电容耦合的理想条件。就在最近, 基于双层石墨烯构成的机械振子耦合到芯片尺度微波腔的石墨烯光机械系统在实验上被证实, 该方案实现了机械运动与光的辐射压力相互作用[14]。石墨烯光机械系统在实验上的证实对石墨烯振子的运动接近量子机制下成为了可能。

本文构造了一种由石墨烯纳米机械振子与微波腔耦合的石墨烯光机械系统, 同时用一束频率为  $\omega_p$  的较强泵浦场和一束频率为  $\omega_s$  较弱的信号光来驱动该系统。在红边带条件下, 在信号探测谱中观测到了光

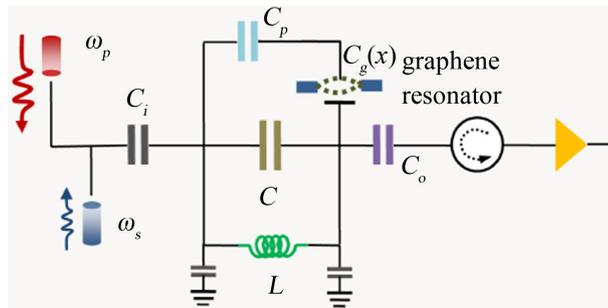
机械诱导透明现象。在蓝表带下, 信号探测谱呈现放大的趋势, 这种行为类似于光学三极管的特性, 能有效地控制微波场的传播。此外, 通过控制腔场-泵浦场的失谐能有效实现快光与慢光行为之间的转换。与先前典型的光机械系统相比[7], 其中光可调谐延迟在纳秒量级, 石墨烯-微波腔光机械系统中慢光现象的数量级可以达到毫秒量级。实验结果表明石墨烯光机械有着潜在的应用, 并最终实现芯片尺度上的光子器件[14]。

## 2. 石墨烯光机械系统的理论模型与计算

图 1 为石墨烯光机械系统的模型图[12]-[14], 它由一个石墨烯机械振子电容耦合到一个高品质因子  $Q$  的一个微波腔, 其中  $L$  是等效电感,  $C$  是等效电容。图中耦合电容可以近似表示为  $C_g(x) \sim \epsilon_0 h W / (d - x)$ , 其中  $h$  是悬浮部分石墨烯的宽度,  $W$  是石墨烯下面栅极的宽度,  $d$  是狭窄的真空带隙,  $x$  是相对于平衡位置石墨烯薄膜的最大偏差位移[14]。因此耦合系统总的电容  $C_{tot}(x)$  是常数电容  $C$  与一个与  $x$  有关的小的电容  $C_g(x)$  之和。微波腔的共振频率的表达式为  $\omega_c = 1/\sqrt{L(C + C_g(x))}$ 。考虑用一束频率为  $\omega_p$  强的泵浦场和一束频率为  $\omega_s$  较弱的信号场作用于这个耦合系统。这两束场的拍频使得石墨烯机械振子振动, 改变了微波腔的电容, 进而影响共振频率。在以泵浦场频率  $\omega_p$  为旋转参考系下, 得到系统的总的哈密顿量为[7] [14]

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_{dr} \\ H_0 &= \hbar\Delta_p a^\dagger a + \hbar\omega_m b^\dagger b - \hbar g a^\dagger a (b^\dagger + b) \\ H_{dr} &= i\hbar\sqrt{k_e} (E_p a^\dagger - E_p^* a + E_s a^\dagger e^{-i\Omega t} - E_s^* a e^{i\Omega t}) \end{aligned} \quad (1)$$

在  $H_0$  中, 第一项是微波腔场的能量,  $a^\dagger(a)$  是腔场的产生(湮灭)算符,  $\Delta_p = \omega_c - \omega_p$  是腔场与泵浦场的频率失谐。第二项是石墨烯振子的能量其中  $b^\dagger(b)$  是石墨烯纳米振子的产生(湮灭)算符, 振子的频率为  $\omega_m$ , 有效质量为  $m_{eff}$ 。第三项对应于微波腔与石墨烯振子之间的电容耦合, 其中  $g = (\partial\omega_c/\partial x)x_{zp}$  是腔场与机械振子之间的耦合强度,  $x_{zp} = \sqrt{\hbar/2m_{eff}\omega_m}$  是机械振子的零点位移。由于石墨烯独有的特性,  $x_{zp}$  的数值几乎是金属薄膜振子数值的两倍[15], 这对于研究机械振子的量子行为时非常有益的。 $H_{dr}$  是腔场与两束驱动光场之间的相互作用,  $E_p$  和  $E_s$  分别是泵浦场和信号场的振幅, 它们与相应的功率有关系式为



**Figure 1.** Schematic of a graphene mechanical resonator capacitively coupled to a microwave cavity denoted by equivalent inductance  $L$  and equivalent capacitance  $C$  in the presence of a strong pump field  $\omega_p$  and a weak signal field  $\omega_s$ . The transmitted signal field can be detected at room temperature by a spectrum analyzer

图 1. 由等效电感  $L$  和等效电阻  $C$  构成的微波腔电容耦合到一个石墨烯振子的示意图, 微波腔由一束频率为  $\omega_p$  的泵浦光和一束频率  $\omega_s$  的信号光驱动。透射信号在室温下可以通过一个频谱分析仪测量

$|E_p| = \sqrt{P_{in}/\hbar\omega_p}$  和  $|E_s| = \sqrt{P_s/\hbar\omega_s}$ ,  $\kappa_e$  是额外损耗率。

根据海森堡运动方程, 并且引入相应的噪声和阻尼项, 得到如下量子郎之万方程:

$$\dot{a}(t) = -(i\Delta_p + \kappa)a(t) + iga(t)X(t) - \sqrt{\kappa_e}(E_p + E_s e^{-i\Omega t}) + \hat{a}_{in}(t) \quad (2)$$

$$\ddot{X}(t) + \gamma_m \dot{X}(t) + \omega_m^2 X(t) = 2g\omega_m a^2(t) + \hat{\xi}(t) \quad (3)$$

其中  $X = b^\dagger + b$  是位置算符,  $\gamma_m$  是石墨烯振子的衰减率,  $\kappa$  是微波腔模的衰减率。

$\hat{a}_{in}(t)$  是  $\delta$  关联的郎之万噪声算符, 它的平均值  $\langle \hat{a}_{in}(t) \rangle = 0$ , 并且有关联函数  $\langle \hat{a}_{in}(t)\hat{a}_{in}(t') \rangle \sim \delta(t-t')$ 。机械振子模式受一个随机力的影响并且布朗随机力的平均值为零, 它的关联函数为

$$\langle \hat{\xi}^\dagger(t)\hat{\xi}(t') \rangle = \frac{\gamma_m}{\omega_m} \int \frac{d\omega}{2\pi} \omega e^{-i\omega(t-t')} \left[ 1 + \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right] \quad (4)$$

上式中  $k_B$  和  $T$  分别是玻尔兹曼常数和这个耦合系统的库温度。

在强耦合条件下, 每个算符都可以写成一个稳态值和一个小的涨落之和:  $O \rightarrow O_s + \delta O$  ( $O = a, X$ )。假定驱动场比较弱并且是经典相干场, 这样所有的算符可以用它们的平均值来替换, 这样量子噪声和热噪声项便可以省略[7]。把这些算符带入方程(2)和(3)中, 并且忽略非线性项, 得到两个关于稳态平均值的方程和小的涨落的方程。稳态平均值由  $a_s = \sqrt{\kappa_e} E_p / [i(\Delta_p + gX_s) + \kappa]$  和  $X_s = 2g|a_s|^2/\omega_m$  组成, 它们决定了内腔光子数 ( $n_0 = |a_s|^2$ )

$$n_0 \left[ \kappa^2 + (\Delta_p - 2g^2 n_0 / \omega_m)^2 \right] = \kappa_e |E_p|^2 \quad (5)$$

对于与小的涨落有关的方程, 做变换[7]

$$\langle \delta O \rangle = O_+ e^{-i\Omega t} + O_- e^{i\Omega t} \quad (6)$$

解方程得到

$$a_+ = \frac{\sqrt{\kappa_e} E_s}{\kappa + i(\bar{\Delta} - \Omega) - \frac{g^2 \chi^2 n_0^2}{\kappa - i(\bar{\Delta} + \Omega)}} \quad (7)$$

其中  $\chi = 2g\omega_m/(\omega_m^2 - \Omega^2 - i\Omega\gamma_m)$ ,  $\bar{\Delta} = \Delta_p - gX_s - g\chi n_0$ 。

通过标准的输入-输出关系[7]  $a_{out}(t) = a_{in}(t) - \sqrt{\kappa_e} a(t)$ , 得到

$$\langle a_{out}(t) \rangle = (E_p - \sqrt{\kappa_e} a_0) e^{-i\omega_p t} + (E_s - \sqrt{\kappa_e} a_+) e^{-i(\Omega + \omega_p)t} - \sqrt{\kappa_e} a_- e^{-i(\Omega - \omega_p)t} \quad (8)$$

其中  $a_{out}(t)$  是输出场算符。信号场的透射场可以由输出与输入场的振幅的比值得到

$$t(\omega_s) = \frac{E_s - \sqrt{\kappa_e} a_+}{E_s} = 1 - \frac{\kappa_e}{\kappa + i(\bar{\Delta} - \Omega) - \frac{g^2 \chi^2 n_0^2}{\kappa - i(\bar{\Delta} + \Omega)}} \quad (9)$$

同时也得到了透射群速的延迟[7]

$$\tau_g = \left. \frac{d\phi}{d\omega_s} \right|_{\omega_s = \omega_c} = \left. \frac{d\{\arg[t(\omega_s)]\}}{d\omega_s} \right|_{\omega_s = \omega_c} \quad (10)$$

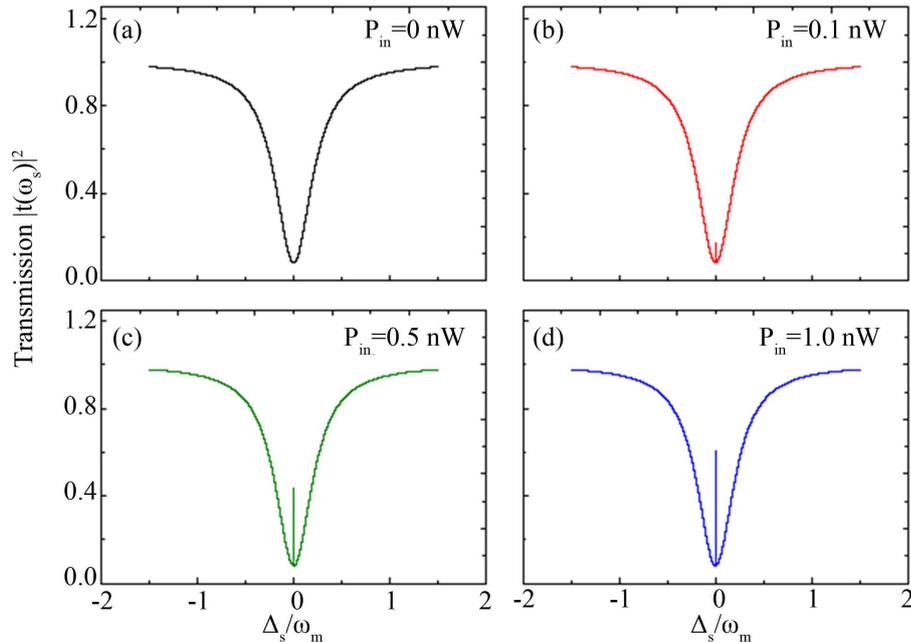
其中  $\phi(t) = \arg[t(\omega_s)]$  是信号脉冲的相位差。

### 3. 数值结果与讨论

在 22 mK 的温度下, 石墨烯纳米振子耦合到微波腔系统的参数如下[14]:  $m = 10 \text{ fg}$ ,  $m_{\text{eff}} = 0.4 \text{ m}$ ,  $C = 45 \text{ fF}$ ,  $C_g = 0.4 \text{ fF}$ ,  $\omega_c/2\pi = 7.82 \text{ GHz}$ ,  $\omega_m/2\pi = 24 \text{ MHz}$ ,  $\kappa/2\pi = 5.6 \text{ MHz}$ ,  $g/2\pi = 35 \text{ Hz}$ , 石墨烯机械振子的品质因子  $Q = 15 \times 10^3$ ,  $\gamma_m/2\pi = \omega_m/Q = 1.6 \text{ kHz}$ 。由于机械振子频率大于腔线宽, 即  $\omega_m > \kappa$ , 因此系统处在可分辨边带条件下。

我们首先考虑驱动微波腔在红边带条件下, 即  $\Delta_p = \omega_m$ 。图 2(a)~图 2(d)画出了在泵浦场功率分别为  $P_{\text{in}} = 0$ ,  $P_{\text{in}} = 0.1 \text{ nW}$ ,  $P_{\text{in}} = 0.5 \text{ nW}$  和  $P_{\text{in}} = 1.0 \text{ nW}$  时信号场的透射  $|t|^2$  作为信号-腔失谐  $\Delta_s = \omega_s - \omega_c$  的函数。显然在有泵浦场的条件下, 在  $\Delta_s = 0$  处信号场的透射表现出一个显著的透明窗口, 并且这个透射窗口可以通过泵浦场来调节, 一些研究组在腔光机械系统和腔电机系统中也观测到了类似的现象[7]。这个现象很类似于原子系统中的电磁诱导透明现象, 我们对产生这个现象的物理机制给出如下的解释。泵浦场和信号场的存在诱导出一个在拍频  $\Omega = \omega_s - \omega_p$  共振的辐射压力, 进而驱动石墨烯机械振子在其频率附近振动。当拍频  $\Omega$  接近石墨烯振子的频率  $\omega_m$  时, 机械模式共振相干, 导致斯托克斯光 ( $\omega_s = \omega_p - \omega_m$ ) 和反斯托克斯光 ( $\omega_{\text{AS}} = \omega_p + \omega_m$ ) 的散射。由于驱动腔在红边带下, 频率为  $\omega_p - \omega_m$  的斯托克斯光被强烈抑制, 只有频率为  $\omega_p + \omega_m$  的反斯托克斯反射光构建内腔场。反斯托克斯场和信号场的破坏性干涉抑制内腔信号场的建立诱导出了一个较窄的透明窗口。这样的确在这个耦合的石墨烯光机械系统中证实了由辐射压力引起的光机械诱导透明现象, 这也使得基于石墨烯光机械系统的慢光效应成为了可能。

调节腔-泵浦失谐  $\Delta_p$  从红边带  $\Delta_p = \omega_m$  到蓝边带  $\Delta_p = -\omega_m$ , 并且增强泵浦场的强度, 在六个不同的泵浦场功率下我们给出信号透射谱作为信号场失谐的函数, 如图 3(a)~图 3(f)所示。在蓝边带条件下, 微波腔场与石墨烯振子之间的有效相互作用哈密顿量约化为  $H_{\text{int}} = \hbar G (a^+ b^+ + ab)$ , 有效耦合强度  $G = g\sqrt{n_0}$  ( $n_0$  为腔光子数), 引起参数的放大。在泵浦场  $P_{\text{in}} = 0$  时, 信号场的透射谱表现出一个常规的洛伦兹线形。



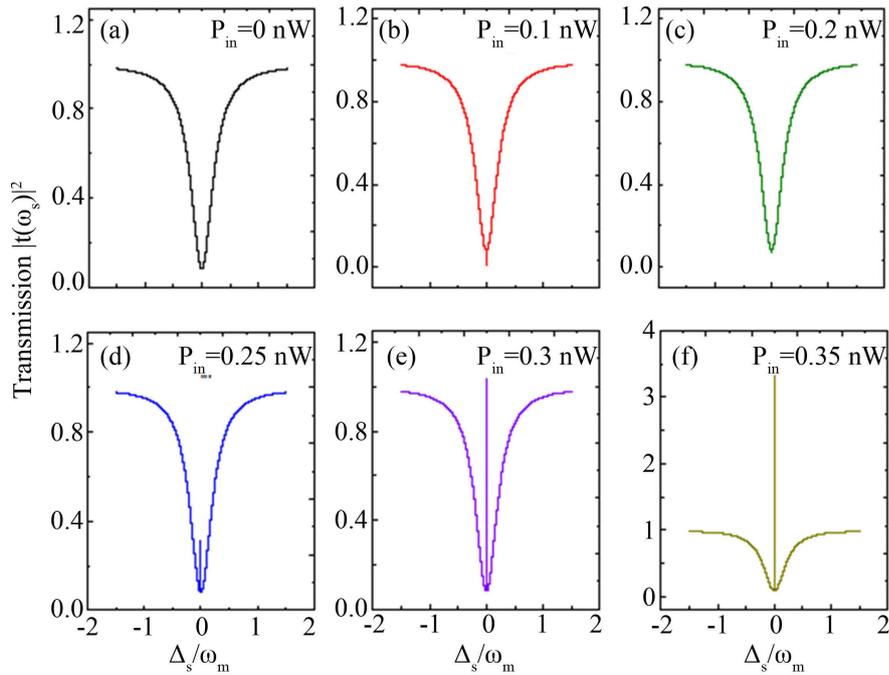
**Figure 2.** The normalized magnitude of the cavity transmission  $|t|^2$  as a function of signal-cavity detuning  $\Delta_s = \omega_s - \omega_c$  with four pump powers (a)  $P_{\text{in}} = 0$ , (b)  $P_{\text{in}} = 0.1 \text{ nW}$ , (c)  $P_{\text{in}} = 0.5 \text{ nW}$ , and (d)  $P_{\text{in}} = 1.0 \text{ nW}$ , respectively

**图 2.** 在红边带下  $\Delta_p = \omega_m$ , 泵浦功率分别为(a)  $P_{\text{in}} = 0$ , (b)  $P_{\text{in}} = 0.1 \text{ nW}$ , (c)  $P_{\text{in}} = 0.5 \text{ nW}$  和(d)  $P_{\text{in}} = 1.0 \text{ nW}$  时腔的透射谱作为信号-腔失谐  $\Delta_s = \omega_s - \omega_c$  的函数

打开泵浦场, 在  $P_{in} = 0.1 \text{ nW}$  时, 与没有泵浦场相比, 信号透射场表现减弱的趋势。当进一步增加泵浦场功率到  $P_{in} = 0.3 \text{ nW}$ , 系统经历一个从吸收到参数放大过程的转变[7], 导致信号的放大。这样石墨烯光机械系统表现出光子晶体管的特性, 其中信号场作为源场由作为栅极的泵浦场控制。可以对这个行为给出如下的物理解释。在失谐  $\Delta_p = \pm\omega_m$  时, 辐射压力驱动石墨烯振子在其振动频率附近共振。当两束微波场的拍频  $\Omega$  接近石墨烯振子的频率  $\omega_m$  时, 机械模式共振相干, 导致斯托克斯光和反斯托克斯光的散射。由于驱动腔在蓝边带下, 只有斯托克斯散射光与近共振探测场发生干涉, 进而修饰信号谱。这样斯托克斯场与信号场的破坏性干涉导致信号场的放大。

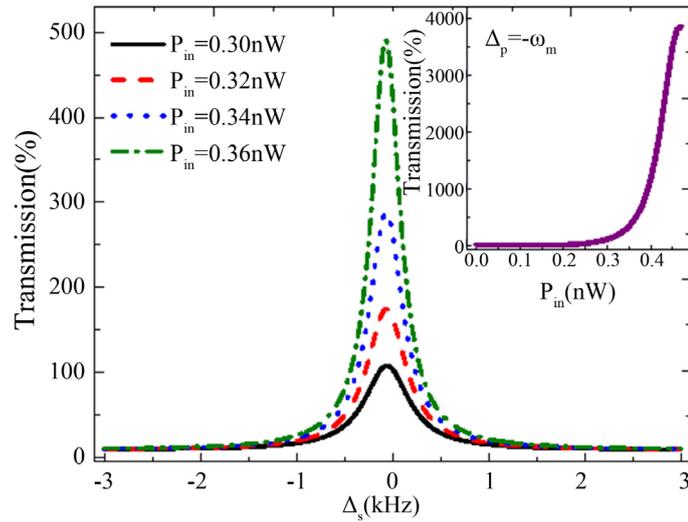
进一步考虑在失谐  $\Delta_s \approx 0$  的附近一个很窄的区域内, 研究探测场的放大行为, 并且画出了在几个泵浦场功率下信号场的透射作为失谐  $\Delta_s$  的函数, 如图 4 所示。很显然在高泵浦场功率下, 在失谐  $\Delta_s \approx 0$  附近透射场表现出显著增强的效应。图 4 中的插入图给出在  $\Delta_p = -\omega_m$  时信号场的透射与泵浦场的功率之间的曲线图, 表明在到达临界值前, 信号透射场表现出放大的行为, 并且最近实验上也证实了类似的结果[7]。因此, 在蓝边带条件下, 在强泵浦场驱动下, 这个耦合系统的信号透射场可以产生减弱或者放大的行为。

如我们所知, 当辐射压力驱动石墨烯振子振动时, 机械振子的位移  $x$  将会改变微波腔的电容, 进而改变共振频率。这样在红边带下传播的信号场所感受的有效折射率将会发生改变, 并且产生一个相位移动。如图 2 所示, 当泵浦场功率为  $P_{in} = 1.0 \text{ nW}$  时, 在  $\Delta_s = 0$  附近石墨烯光机械中展现一个窄的透明窗口处, 存在一个非常陡峭的正相位耗散, 导致透射信号场有一个可调节的群速延迟现象产生, 这就是所说的慢光效应。图 5(a) 给出腔透射的相位作为失谐  $\Delta_s$  的函数, 图 5(b) 中给出信号场的群速延迟  $\tau_g$  作为泵浦场功率的函数。发现最大透射场的延迟可以达到  $\tau_g \approx 0.4 \text{ ms}$ , 要远大于在纳米尺度光机械晶体系统中的



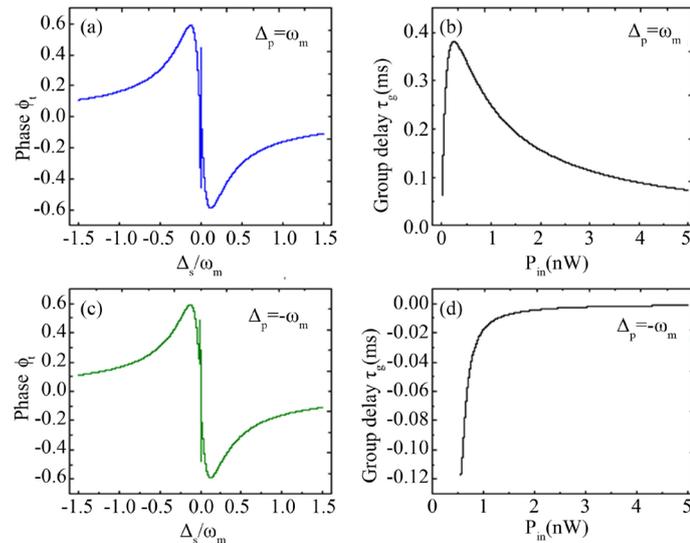
**Figure 3.** (a) to (f) show the normalized magnitude of the cavity transmission  $|t|^2$  as a function of signal-cavity detuning  $\Delta_s$  for six different pump powers under the condition blue sideband  $\Delta_p = -\omega_m$

**图 3.** 在蓝边带下  $\Delta_p = -\omega_m$ , (a)到(f)为在六个不同泵浦功率下腔的透射谱作为信号 - 腔失谐  $\Delta_s$  的函数



**Figure 4.** The magnified transparency window as a function of probe-detuning with several different pump powers. The inset shows the probe transmission as a function of the pump power under the blue sideband

**图 4.** 在不同的功率下透明窗口作为失谐的函数。插图为在蓝边带下探测透射与泵浦功率的关系



**Figure 5.** (a) The phase of the cavity transmission as a function of signal-cavity detuning  $\Delta_s$  and (b) the group delay as a function of the pump power  $P_{in}$  at the condition of red sideband  $\Delta_p = \omega_m$ . (c) The phase of the cavity transmission as a function of signal cavity detuning  $\Delta_s$  and (d) the group delay as a function of the pump power  $P_{in}$  under the blue sideband and  $\Delta_p = -\omega_m$

**图 5.** 在红边带条件下, (a) 腔透射的相位作为失谐  $\Delta_s$  的函数和 (b) 群速度与泵浦功率  $P_{in}$  的关系。在蓝边带条件下, (c) 腔透射的相位作为失谐  $\Delta_s$  的函数和 (d) 群速度与泵浦功率  $P_{in}$  的关系

光学延迟[7]。

调节失谐  $\Delta_p$  到蓝边带条件下  $\Delta_p = -\omega_m$ , 在泵浦功率  $P_{in} = 5 \text{ nW}$  时, 我们画出信号透射场作为失谐  $\Delta_s$

的函数(如图 3 所示), 其中图 5(c)在  $\Delta_s = 0$  处出现一个陡峭的负相位耗散, 进而导致快光效应的产生。图 5(d)给出在  $\Delta_p = -\omega_m$  时, 信号场的群速延迟  $\tau_g$  作为泵浦场功率的函数。由于群速延迟是负值, 表明系统中出现了快光效应。与在红边带条件相比, 我们可以提出一个方案通过调节泵浦-腔失谐来有效操控群速延迟与快光效应之间的转变。首先调节泵浦场与腔场共振, 即是  $\omega_s = \omega_c$ , 然后在腔场近共振频率  $\omega_c$  附近扫描泵浦场的频率, 当失谐  $\Delta_p$  分别等于  $\omega_m$  和  $-\omega_m$  时, 便可以实现群速延迟与快光的转变而不用考虑信号场是吸收还是放大。

#### 4. 结论

在不同的驱动条件下, 证明了石墨烯光机械系统中的光机械诱导透明和微波放大现象。信号场与反斯托克斯场之间的破坏性干涉引起信号透射谱出现一个透明窗口, 进而产生一个陡峭的正相位耗散, 导致慢光效应。数值结果表明光速延迟可以达到 0.4 ms。在蓝表带下, 信号场与斯托克斯场之间的破坏性干涉使得较弱的探测场产生放大, 表现出光学三极管的行为, 负相位耗散导致了快光的产生。基于现行的实验条件[14], 期望以上行为将来在实验上得到证实。

#### 基金项目

国家自然科学基金(10974133, 11274230, No. 61272153, No. 61572035)和安徽理工大学博士基金。

#### 参考文献 (References)

- [1] Song, X., Oksanen, M., Sillanpää, M.A., et al. (2011) Stamp transferred suspended graphene mechanical resonators for radio frequency electrical readout. *Nano Letters*, **12**, 198-202.
- [2] Chen, C., Lee, S., Deshpande, V.V., et al. (2013) Graphene mechanical oscillators with tunable frequency. *Nature Nanotechnology*, **8**, 923-927.
- [3] Moser, J., Güttinger, J., Eichler, A., et al. (2013) Ultrasensitive force detection with a nanotube mechanical resonator. *Nature Nanotechnology*, **8**, 493-496.
- [4] Chiu, H.Y., Hung, P., Postma, H.W.C., et al. (2008) Atomic-scale mass sensing using carbon nanotube resonators. *Nano Letters*, **8**, 4342-4346.
- [5] Chaste, J., Eichler, A., Moser, J., et al. (2012) A nanomechanical mass sensor with yoctogram resolution. *Nature Nanotechnology*, **7**, 301-304.
- [6] Singh, V., Sengupta, S., Solanki, H.S., et al. (2010) Probing thermal expansion of graphene and modal dispersion at low-temperature using graphene nanoelectromechanical systems resonators. *Nanotechnology*, **21**, 165204.
- [7] Aspelmeyer, M., Kippenberg, T.J. and Marquardt, F. (2014) Cavity optomechanics. *Reviews of Modern Physics*, **86**, 1391.
- [8] O'Connell, A.D., Hofheinz, M., Ansmann, M., et al. (2010) Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator, *Nature*, **464**, 697-703.
- [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.
- [10] Chan, J., Alegre, T.P.M., Safavi-Naeini, A.H., et al. (2011) Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state. *Nature*, **478**, 89-92.
- [11] Barton, R.A., Storch, I.R., Adiga, V.P., et al. (2012) Photothermal self-oscillation and laser cooling of graphene optomechanical systems. *Nano Letters*, **12**, 4681-4686.
- [12] Weber, P., Güttinger, J., Tsioutsios, I., et al. (2014) Coupling graphene mechanical resonators to superconducting microwave cavities. *Nano Letters*, **14**, 2854-2860.
- [13] Singh, V., Bosman, S.J., Schneider, B.H., et al. (2014) Optomechanical coupling between a multilayer graphene mechanical resonator and a superconducting microwave cavity. *Nature Nanotechnology*, **9**, 820-824.
- [14] Song, X., Oksanen, M., Li, J., et al. (2014) Graphene optomechanics realized at microwave frequencies. *Physical Review Letters*, **113**, 027404.
- [15] Dobrindt, J.M. and Kippenberg, T.J. (2010) Theoretical analysis of mechanical displacement measurement using a multiple cavity mode transducer. *Physical Review Letters*, **104**, 033901.