

## 参量放大器腔中光力诱导透明与本征模劈裂性质\*

严晓波<sup>1)2)</sup> 杨柳<sup>2)</sup> 田雪冬<sup>2)</sup> 刘一谋<sup>2)</sup> 张岩<sup>3)†</sup>

1)(东北石油大学电子科学学院, 大庆 163318)

2)(吉林大学物理学院, 长春 130012)

3)(东北师范大学物理学院, 长春 130024)

(2014年4月22日收到; 2014年5月12日收到修改稿)

研究了在含有光学参量放大器的光力学腔中关于弱探测光的光力诱导透明与本征模劈裂的性质. 研究发现, 光学参量放大器的驱动场相位和非线性增益值的大小对光力诱导透明窗口宽度和本征模劈裂性质有非常重要的影响, 特别是当控制光频率工作在光力学红边带下, 通过适当调制相位和非线性增益可以实现比空腔时(没有光学参量放大器时)还狭窄的光力诱导透明窗口, 此时伴随着陡峭的色散曲线. 这些研究结果有利于在光力耦合系统中实现快慢光、光存储等量子信息处理过程.

**关键词:** 光力学, 光力诱导透明, 本征模劈裂, 光学参量放大器

**PACS:** 42.50.Wk, 42.65.Dr, 03.65.Ta

**DOI:** 10.7498/aps.63.204201

## 1 引言

随着纳米技术的进步, 作为纳米物理与量子光学的交叉学科, 腔光力学得到了快速发展. 对光力耦合系统的研究除了在理论上可以验证量子力学基本定理的正确性之外, 也有极其广泛的应用前景. 比如对物体的微小质量、弱力以及微小位移等微弱信号的高精度测量有重要的应用价值<sup>[1-4]</sup>. 另外, 光力学还提供了在迄今为止难以达到的宏观尺寸和质量的物理系统中观测到量子现象的可能性. 最简单标准的腔光力学系统是一侧为部分透射的固定腔镜, 而另一侧为全反射可移动腔镜的法布里-珀罗腔. 若用一束控制光从部分透射的腔镜入射并驱动腔中光模, 则可移动腔镜在腔中光子光压力的作用下位移发生改变, 而腔镜位移的改变又会反过来影响腔模的共振频率, 导致光压力(正比腔中光子数)大小发生变化, 从而实现腔中光场与可移动腔镜之间发生光力相互作用<sup>[5,6]</sup>. 应用先进的纳

米技术可以设计出其他各种光力耦合系统, 比如双盘环形光学微谐振腔<sup>[7]</sup>、微球回音壁腔<sup>[8]</sup>、光子晶体<sup>[9,10]</sup>以及包含玻色-爱因斯坦凝聚体的光力耦合系统<sup>[11]</sup>等. 人们研究了这些力光耦合系统中的非线性性质<sup>[12-14]</sup>、力学振子与腔模的纠缠<sup>[15-18]</sup>、机械振子基态冷却<sup>[19-23]</sup>等量子现象. 最近, 光力耦合系统中的光力诱导透明以及标志系统达到强耦合的本征模劈裂的量子相干现象引起了人们的广泛关注<sup>[24-30]</sup>. 由于力学振子弛豫速率非常小, 所以非常适合在光力耦合系统中实现快慢光<sup>[31]</sup>、光存储<sup>[32]</sup>等量子信息的处理过程.

本文研究了包含光学参量放大器(optical parametric amplifier, OPA)的标准法布里-珀罗腔光力耦合系统中的光力诱导透明和本征模劈裂的性质. 通过研究发现, 光学参量放大器的非线性增益及其驱动场的相位大小对光力诱导透明窗口的宽度和系统由光力诱导透明参数区域向本征模劈裂参数区域转换的临界功率值有着非常重要的影

\* 国家自然科学基金(批准号: 11247005)、中央高校基本科研业务费(批准号: 12QNJJ006)和吉林省博士后科研项目启动经费(批准号: RB201330)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangy345@nenu.edu.cn

响;特别是当光学参量放大器的驱动场相位满足一定条件时,可以得到比空腔时还狭窄的光力诱导透明窗口,此时伴随着比空腔时更加陡峭的正常色散曲线.我们期望这些研究结果能应用于观测光力系统中强耦合现象以及实现快慢光、光存储等量子信息处理过程.

## 2 理论模型与主要公式

本文研究了一个带有OPA的法布里-珀罗腔光力学系统.如图1所示,控制场与探测场从左侧部分透射的固定腔镜射入并驱动腔模 $\omega_0$ ,右侧是全反射的可移动腔镜,其性质可由量子谐振子来描述,振动频率与弛豫速率分别为 $\omega_m$ 和 $\gamma_m$ .腔中放入一个驱动光驱动的光学参量放大器,图1中 $\theta$ 是该驱动光的相位, $G$ 为光学参量放大器的非线性增益.设在没有输入场时腔长为 $L$ ,并且腔模与振动腔镜中声子的湮灭(产生)算符分别用 $c(c^\dagger)$ 和 $b(b^\dagger)$ 表示.探测场和控制场的振幅分别为

$$\begin{aligned}\varepsilon_p &= \sqrt{2\kappa\rho_p/(\hbar\omega_p)}, \\ \varepsilon_c &= \sqrt{2\kappa\rho_c/(\hbar\omega_c)},\end{aligned}$$

其中 $\rho_p$  ( $\rho_c$ )和 $\omega_p$  ( $\omega_c$ )分别为探测场(控制场)的输入功率和频率, $\kappa$ 为腔模的弛豫速率.综上所述,整个系统的哈密顿量在相对控制场频率 $\omega_c$ 做旋转变换之后为

$$\begin{aligned}H &= \hbar\Delta_c c^\dagger c - \hbar g_0 c^\dagger c (b + b^\dagger) \\ &+ \hbar\omega_m (b^\dagger b) + i\hbar\varepsilon_c (c^\dagger - c) \\ &+ i\hbar(\varepsilon_p^\dagger e^{-i\delta t} - \varepsilon_p^* e^{i\delta t}) \\ &+ i\hbar G(e^{i\theta} c^{\dagger 2} - e^{-i\theta} c^2),\end{aligned}\quad (1)$$

其中 $\Delta_c = \omega_0 - \omega_c$ 为腔模与控制场失谐, $\delta = \omega_p - \omega_c$ 探测场与控制场失谐, $g_0 = \frac{\omega_c}{L} \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_m}}$ 腔模与力学振子之间的耦合常数.

由系统哈密顿量(1)式可以得出系统算符 $b, c$ 的海森堡-郎之万运动方程:

$$\begin{aligned}\dot{b} &= ig_0 c^\dagger c - i\omega_m b - \frac{\gamma_m}{2} b + \sqrt{\gamma_m} b_{in}, \\ \dot{c} &= -[\kappa + i(\Delta_c - g_0(b^\dagger + b))]c \\ &+ 2G e^{i\theta} c^\dagger + \varepsilon_c + \varepsilon_p e^{-i\delta t} + \sqrt{2\kappa} c_{in},\end{aligned}\quad (2)$$

其中 $b_{in}$ 为均值为零的环境热噪声算符, $c_{in}$ 均值为零的量子真空噪声,由于我们讨论的是系统对探测

场的平均效应,所以之后的讨论都忽略噪声项,并且乘积算符期望值满足分解假设: $\langle bc \rangle = \langle b \rangle \langle c \rangle$ .由此,在没有探测场输入时,算符 $b, c$ 的稳态解为

$$\begin{aligned}b_s &= \frac{ig_0 |c_s|^2}{\frac{\gamma_m}{2} + i\omega_m}, \\ c_s &= \frac{\varepsilon_c (2G e^{i\theta} - i\Delta + \kappa)}{\kappa^2 + \Delta^2 - 4G^2},\end{aligned}\quad (3)$$

其中 $\Delta = \Delta_c - g_0(b_s + b_s^*)$ 为腔模与控制场之间的有效失谐.

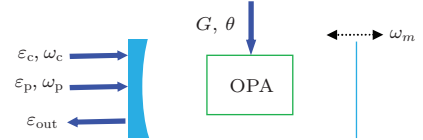


图1 光学参量放大器腔光力学示意图

为了求解方程(2),我们可以把算符 $b, c$ 分解为稳态解与涨落算符之和的形式: $b = b_s + \delta b$ ,  $c = c_s + \delta c$ .当 $|\delta b| \ll |b_s|$ 和 $|\delta c| \ll |c_s|$ 时,这种分解是合理的.把 $b = b_s + \delta b, c = c_s + \delta c$ 代入方程(2)中,得到涨落算符 $\delta b, \delta c$ 的运动方程:

$$\begin{aligned}\delta \dot{b} &= ig_0 (c_s \delta c^\dagger + c_s^* \delta c) - i\omega_m \delta b - \frac{\gamma_m}{2} \delta b, \\ \delta \dot{c} &= -(\kappa + i\Delta) \delta c + 2G e^{i\theta} \delta c^\dagger + \varepsilon_p e^{-i\delta t} \\ &+ ig_0 c_s (\delta b + \delta b^\dagger).\end{aligned}\quad (4)$$

为了方便求解,我们采用变换 $\delta b \rightarrow \delta b e^{-i\omega_m t}$ ,  $\delta c \rightarrow \delta c e^{-i\Delta t}$ ,则方程(4)化为

$$\begin{aligned}\delta \dot{b} &= ig_0 (c_s \delta c^\dagger e^{i(\Delta + \omega_m)t} \\ &+ c_s^* \delta c e^{-i(\Delta - \omega_m)t}) - \frac{\gamma_m}{2} \delta b, \\ \delta \dot{c} &= -\kappa \delta c + 2G e^{i\theta} \delta c^\dagger e^{2i\Delta t} \\ &+ \varepsilon_p e^{-i(\delta - \Delta)t} + ig_0 c_s (\delta b e^{-i(\omega_m - \Delta)t} \\ &+ \delta b^\dagger e^{i(\omega_m + \Delta)t}).\end{aligned}\quad (5)$$

如果控制场处于力学可分辨红失谐下( $\Delta = \omega_m$ 和 $\omega_m \gg \kappa$ )以及 $\omega_m \gg g_0 |c_s|$ ,则可采用旋波近似忽略掉高频项,则运动方程(5)化为线性方程:

$$\begin{aligned}\delta \dot{b} &= ig_0 c_s^* \delta c - \frac{\gamma_m}{2} \delta b, \\ \delta \dot{c} &= -\kappa \delta c + ig_0 c_s \delta b + \varepsilon_p e^{-ixt},\end{aligned}\quad (6)$$

其中 $x = \delta - \omega_m$ ,由方程(6)的具体形式,可以假设方程(6)的解具有如下形式:

$$\delta S = \delta S_+ e^{-ixt} + \delta S_- e^{ixt},\quad (7)$$

其中  $\mathbf{S} = \mathbf{b}, \mathbf{c}$ . 把方程 (7) 代入方程 (6) 中, 对比方程两边各项系数, 经过简单计算可得

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{b}_+ &= \frac{i g_0 \mathbf{c}_s^* \varepsilon_p}{\left(\frac{\gamma_m}{2} - i x\right)(\kappa - i x) + g_0^2 |\mathbf{c}_s|^2}, \\ \delta \mathbf{c}_+ &= \frac{\left(\frac{\gamma_m}{2} - i x\right) \varepsilon_p}{\left(\frac{\gamma_m}{2} - i x\right)(\kappa - i x) + g_0^2 |\mathbf{c}_s|^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

### 3 光力诱导透明性质

在讨论光学参量放大器的驱动场相位  $\theta$  和非线性增益  $G$  对光力诱导透明窗口宽度的影响之前, 我们首先看  $\theta$  和  $G$  对腔模稳态解  $\mathbf{c}_s$  模  $|\mathbf{c}_s|$  的影响. 如图 2 所示, 当失谐  $\Delta$  与光学参量放大器非线性增益  $G$  值一定时, 由 (3) 式可知,  $|\mathbf{c}_s|$  的值正比于复平面上复数  $R e^{i\theta}$  ( $R = 2G$ ) 到复数  $-\kappa + i\Delta$  的距离  $|AB| = |\kappa - i\Delta + 2G e^{i\theta}|$ . 当  $G = 0$  ( $R = 0$ ) 时, 线段  $|AB|$  为复平面上原点到点  $(-\kappa, \Delta)$  的距离, 此时系统退化为标准的法布里-珀罗光学腔. 当  $G > 0$  时, 由图 2 可知, 当  $\theta = \pi - \arctan \frac{\Delta}{\kappa}$  时,  $|AB|$  的值最小, 即  $|\mathbf{c}_s|$  值最小. 当  $\theta = 2\pi - \arctan \frac{\Delta}{\kappa}$  时,  $|AB|$  的值最大, 即  $|\mathbf{c}_s|$  值最大.

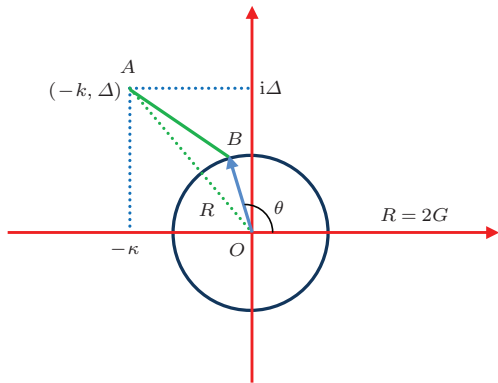


图 2 光学参量放大器的驱动场相位  $\theta$  与非线性增益  $G$  对  $|\mathbf{c}_s|$  的影响示意图

下面讨论光学参量放大器的驱动场相位  $\theta$  及其非线性增益  $G$  对光力诱导透明窗口宽度的影响. 按照文献 [24] 中定义描述探测场性质的正交变量  $\varepsilon_T = 2\kappa \delta \mathbf{c}_+ / \varepsilon_p$ , 由 (8) 式可得正交变量

$$\varepsilon_T = \frac{2\kappa}{\kappa - i x + g_0^2 |\mathbf{c}_s|^2 / \left(\frac{\gamma_m}{2} - i x\right)}, \quad (9)$$

其实部  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  与虚部  $\text{Im}(\varepsilon_T)$  分别描述探测场的吸收与色散性质. 由光力诱导透明窗口宽度公

式  $\Gamma_{\text{OIT}} \approx g_0^2 |\mathbf{c}_s|^2 / \kappa$  [33] 可知,  $\theta$  值的改变将对窗口宽度产生明显影响. 由于我们的讨论基于控制场失谐处于力学红失谐下 ( $\Delta = \omega_m$ ), 以及采用文献 [34] 中的实验参数:  $L = 25 \text{ mm}$ ,  $m = 145 \text{ ng}$ ,  $\kappa = 2\pi \times 215 \text{ kHz}$ ,  $\omega_m = 2\pi \times 947 \text{ kHz}$ ,  $\gamma_m = 2\pi \times 141 \text{ Hz}$ , 激光波长  $\lambda = 2\pi c / \omega_c = 1064 \text{ nm}$ . 由以上讨论可知, 当  $\theta = \pi - \arctan \frac{\omega_m}{\kappa} = 1.794$  时,  $|\mathbf{c}_s|$  值最小, 而当  $\theta = 2\pi - \arctan \frac{\omega_m}{\kappa} = 4.936$  时,  $|\mathbf{c}_s|$  值最大. 为了清晰地显示  $G$  与相位  $\theta$  对透明窗口的影响, 图 3 给出了正交变量  $\varepsilon_T$  的实部  $\text{Re}(\varepsilon_T)$  在控制场功率  $\varphi_c = 1 \text{ mW}$  时, 在空腔 [ $G = 0$ , 图中红色点划线] 以及在  $G = \kappa$  [ $\theta = 1.794$  (黑色实线),  $\theta = 4.936$  (蓝色虚线)] 的条件下随标准化失谐  $x/\omega_m$  的变化曲线. 由图 3 可知, 通过调制光学参量放大器的非线性增益  $G$  和驱动场相位  $\theta$  可以有效控制光力诱导透明窗口的宽度. 特别是当  $G > 0$  且  $\theta = 1.794$  时可以产生比空腔时还狭窄的透明窗口, 此时对应于比空腔时更加陡峭的色散曲线, 见图 4 [黑色实线 ( $G = \kappa, \theta = 1.794$ ), 蓝色虚线 ( $G = \kappa, \theta = 4.936$ ), 红色点划线 (空腔)].

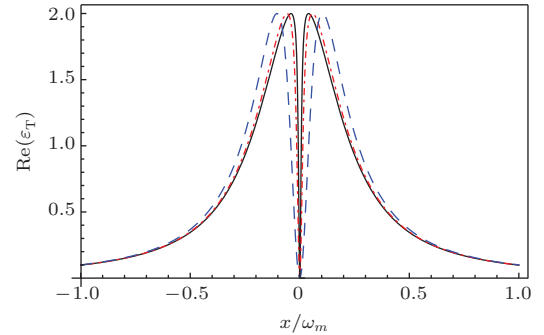


图 3 (网刊彩色) 正交变量  $\varepsilon_T$  的实部  $\text{Re}[\varepsilon_T]$  在  $\varphi_c = 1 \text{ mW}$  的条件下取不同  $\theta$  和  $G$  值时随标准化失谐  $x/\omega_m$  的变化  $G = 0$  (红色点划线);  $G = \kappa, \theta = 1.794$  (黑色实线);  $G = \kappa, \theta = 4.936$  (蓝色虚线)

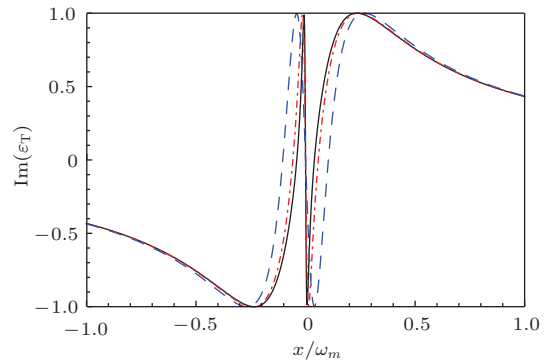


图 4 (网刊彩色) 正交变量  $\varepsilon_T$  的虚部  $\text{Im}[\varepsilon_T]$  在  $\varphi_c = 1 \text{ mW}$  的条件下取不同  $\theta$  和  $G$  值时随标准化失谐  $x/\omega_m$  的变化 (曲线参数与图 3 一致)

### 4 本征模劈裂性质

下面讨论系统中本征模劈裂性质. 由(3)式与  $\Gamma_{\text{OIT}} \approx g_0^2 |c_s|^2 / \kappa$  可知, 随着控制场强度不断增强, 光力诱导透明窗口将不断变宽. 当控制场功率  $\varphi_c$  达到临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  时, 系统光力耦合强度将从光力诱导透明参数区域过渡到本征模劈裂参数区域. 本征模劈裂是光力系统之间强耦合的结果, 其依赖于(9)式分母根的性质<sup>[24,25]</sup>, 当  $\varphi_c < \tilde{\varphi}_c$  时, 其两根为纯虚数, 当  $\varphi_c > \tilde{\varphi}_c$  时, 两根关于虚轴对称. 经过简单计算可得临界功率

$$\tilde{\varphi}_c = \frac{\hbar\omega_c \left(\kappa - \frac{\gamma_m}{2}\right)^2 (\kappa^2 + \omega_m^2 - 4G^2)^2}{8g_0^2 \kappa [(2G \cos \theta + \kappa)^2 + (2G \sin \theta - \omega_m)^2]}. \quad (10)$$

从(10)式可以看出, 当光学参量放大器的非线性增益  $G$  一定时, (10)式的分母正比于图2中线段  $|AB|^2$ . 由此可知, 当  $\theta = 2\pi - \arctan \frac{\omega_m}{\kappa} = 4.936$  时, 临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  值最小; 当  $\theta = \pi - \arctan \frac{\omega_m}{\kappa} = 1.794$  时, 临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  值最大. 这说明当其他参数一定时, 通过调制光学参量放大器驱动场的相位  $\theta$  的大小可以有效控制临界功率的大小, 进而实现系统耦合从光力诱导透明参数区域向本征模劈裂参数区域的有效转换. 由(10)式计算可知, 当空腔时 ( $G = 0$ ), 临界功率  $\tilde{\varphi}_c = 3.82$  mW, 当  $G = \kappa$ ,  $\theta = 4.936$  和  $G = \kappa$ ,  $\theta = 1.794$  时, 临界功率分别为 1.19 和 7.97 mW. 在图5和图6中, 我们分别给出了(9)式分母根的实部  $\text{Re}(\delta/\omega)$  与虚部  $-\text{Im}(\delta/\omega)$  在  $\theta$  和  $G$  取不同值时随控制场输入功率  $\varphi_c$  的变化曲线. 从图5中可以看出, 在空腔时, 两根的实部在  $\varphi_c$  约为 3.8 mW 时开始出现分叉(图5中红色点划线); 当  $G = \kappa$ ,  $\theta = 1.794$  时, 控制场的输入功率  $\varphi_c$  约为 8 mW 时两根才开始出现分叉现象(图5中黑色实线); 当  $G = \kappa$ ,  $\theta = 4.936$  时, 系统相互作用过渡到本征模劈裂参数区域所需要的临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  最小, 大约为 1.2 mW (图5中蓝色虚线). 而两根虚部分叉性质正好与实部相反, 见图6所示(曲线参数与图5一致). 图5和图6所示结果与应用(10)式计算的临界功率值相一致. 由以上讨论可知, 通过调节光学参量放大器驱动场的相位  $\theta$  和非线性增益  $G$  的值大小可以有效控制系统本征模劈裂的性质.

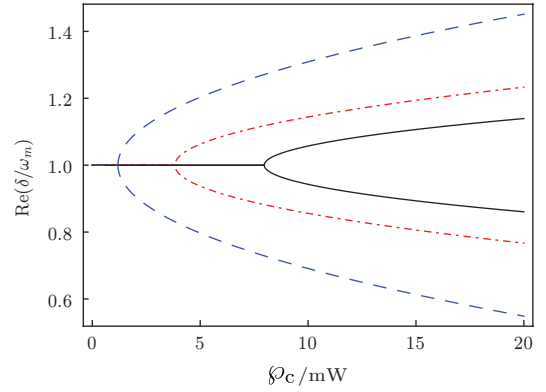


图5 (网刊彩色) (9)式分母根的实部  $\text{Re}(\delta/\omega_m)$  在  $\theta$  和  $G$  取不同值时随控制场功率  $\varphi_c$  的变化. 空腔时(红色点划线);  $G = \kappa, \theta = 1.794$  (黑色实线);  $G = \kappa, \theta = 4.936$  (蓝色虚线)

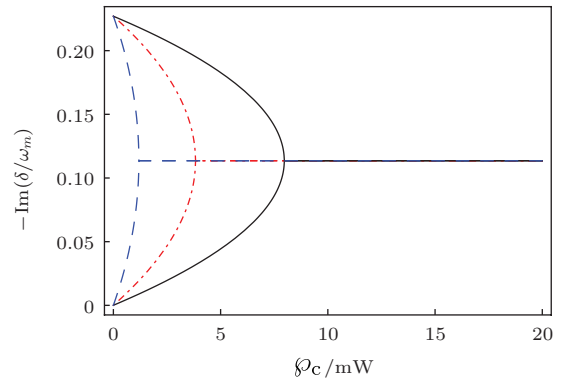


图6 (网刊彩色) (9)式分母根的虚部  $-\text{Im}(\delta/\omega_m)$  在  $\theta$  和  $G$  取不同值时随控制场功率  $\varphi_c$  的变化(曲线参数与图5一致)

### 5 结 论

本文对包含 OPA 的标准法布里-珀罗腔光力学系统中的光力诱导透明和本征模劈裂性质进行了分析. 通过研究发现, 光学参量放大器的驱动场相位  $\theta$  和非线性增益  $G$  值的大小对光力诱导透明窗口宽度和表征系统光力耦合强度进入本征模劈裂参数区域的临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  值的大小有着显著的影响; 特别是在控制场失谐处于力学红边带 ( $\omega_c + \omega_m = \omega_p$ ) 和  $G > 0$  的条件下, 当  $\theta = \pi - \arctan \frac{\omega_m}{\kappa}$  时, 光力诱导透明窗口宽度比空腔时(无 OPA)还要狭窄, 此时伴随着比空腔时更加陡峭的色散曲线, 并且此时临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  值最大; 当  $\theta = 2\pi - \arctan \frac{\omega_m}{\kappa}$  时, 光力诱导透明窗口宽度最宽, 并且临界功率  $\tilde{\varphi}_c$  值最小. 由此可知, 通过调控参量放大器的驱动场相位  $\theta$  和非线性增益  $G$  值的大小可以有效控制系统中光力诱导透明和本征模劈裂的性质.

参考文献

- [1] Kippenberg T J, Vahala K J 2008 *Science* **321** 1172
- [2] Marquardt F, Girvin S M 2009 *Physics* **2** 40
- [3] Verlot P, Tavernarakis A, Briant T, Cohadon P F, Heidmann A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133602
- [4] Mahajan S, Kumar T, Bhattacharjee A B, ManMohan 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013621
- [5] Aspelmeyer M, Kippenberg T J, Marquardt F 2013 *arXiv* 1303.0733v1
- [6] Kippenberg T J, Vahala K J 2007 *Opt. Express* **15** 17172
- [7] Jiang X S, Lin Q, Rosenberg J, Vahala K, Painter O 2009 *Opt. Express* **17** 20911
- [8] Ma R, Schliesser A, Del'Haye P, Dabirian A, Anetsberger G, Kippenberg T J 2007 *Opt. Lett.* **32** 2200
- [9] Eichenfield M, Camacho R, Chan J, Vahala K J, Painter O 2009 *Nature* **459** 550
- [10] Eichenfield M, Chan J, Camacho R, Vahala K J, Painter O 2009 *Nature* **462** 78
- [11] Brennecke F, Ritter S, Donner T, Esslinger T 2008 *Science* **322** 235
- [12] Lü X Y, Zhang W M, Ashhab S, Wu Y, Nori F 2013 *Sci. Reports* **3** 2943
- [13] Liu Y C, Xiao Y F, Chen Y L, Yu X C, Gong Q H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 083601
- [14] Zhou L, Cheng J, Han Y, Zhang W P 2013 *Phys. Rev. A* **88** 063854
- [15] Vitali D, Gigan S, Ferreira A, Böhm H R, Tombesi P, Guerreiro A, Vedral V, Zeilinger A, Aspelmeyer M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 030405
- [16] Barzanjeh S, Vitali D, Tombesi P, Milburn G J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 042342
- [17] Wang Y D, Clerk A A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 253601
- [18] Mi X W, Bai J X, Li D J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 030303
- [19] Li Y, Wu L A, Wang Z D 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043804
- [20] Deng Z J, Li Y, Gao M, Wu C W 2012 *Phys. Rev. A* **85** 025804
- [21] Dantan A, Genes C, Vitali D, Pinard M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 011804(R)
- [22] Liu Y C, Wen H Y, Wei W C, Xiao Y F 2013 *Chin. Phys. B* **22** 114213
- [23] Huang S M, Agarwal G S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 013821
- [24] Agarwal G S, Huang S M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 041803
- [25] Huang S M, Agarwal G S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033830
- [26] Shu J 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 104203
- [27] Chen H J, Mi X W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 124206 (in Chinese) [陈华俊, 米贤武 2011 物理学报 **60** 124206]
- [28] Han Y, Cheng J, Zhou L 2011 *J. Phys. B* **44** 165505
- [29] Zhang J Q, Li Y, Feng M, Xu Y 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053806
- [30] Kronwald A, Marquardt F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 133601
- [31] Safavi-Naeini A H, Mayer Alegre T P, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [32] Fiore V, Dong C H, Kuzyk M C, Wang H L 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023812
- [33] Weis S, Riviere R, Deleglise S, Gavartin E, Arcizet O, Schliesser A, Kippenberg T J 2010 *Science* **330** 1520
- [34] Gröblacher S, Hammerer K, Vanner M, Aspelmeyer M 2009 *Nature* **460** 724

# Optomechanically induced transparency and normal mode splitting in an optical parametric amplifier cavity\*

Yan Xiao-Bo<sup>1)2)</sup> Yang Liu<sup>2)</sup> Tian Xue-Dong<sup>2)</sup> Liu Yi-Mou<sup>2)</sup> Zhang Yan<sup>3)†</sup>

1) (*College of Electronic Science, Northeast Petroleum University, Daqing 163318, China*)

2) (*College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

3) (*School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024, China*)

( Received 22 April 2014; revised manuscript received 12 May 2014 )

## Abstract

We study the properties of optomechanically induced transparency and normal mode splitting in an optical parametric amplifier (OPA) cavity. We find that the value of phase of the field driving the OPA and the nonlinear gain of the OPA will evidently affect the width of the optomechanically induced transparency window and the property of the normal mode splitting. In particular, when the coupling field works at the mechanical red sideband, narrower transparency window than the case of empty cavity (no OPA) can be realized by adjusting the value of phase of the field driving the OPA and the nonlinear gain of the OPA, accompanied by the steep dispersion curve. These results may be applied to the realization of fast/slow light, and light storage in optomechanical system.

**Keywords:** optomechanics, optomechanically induced transparency, normal mode splitting, optical parametric amplifier

**PACS:** 42.50.Wk, 42.65.Dr, 03.65.Ta

**DOI:** [10.7498/aps.63.204201](https://doi.org/10.7498/aps.63.204201)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11247005), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 12QNJJ006), and the Jilin Post Doctorate Science Research Program, China (Grant No. RB201330).

† Corresponding author. E-mail: [zhangy345@nenu.edu.cn](mailto:zhangy345@nenu.edu.cn)