

光学学报

基于轨道角动量交换实现巨克尔非线性效应调控

黄先明^{1,2,3}, 王飞^{4**}, 陆宝乐^{1,2,3*}, 白晋涛^{1,2,3}

¹西部能源光子技术省部共建国家重点实验室, 陕西 西安 710127;

²陕西省全固态激光及应用工程技术研究中心, 陕西 西安 710127;

³西北大学光子学与光子技术研究所陕西省光电子技术重点实验室, 陕西 西安 710127;

⁴湖北工业大学理学院, 湖北 武汉 430068

摘要 拉盖尔-高斯旋转腔系统是获得光力学诱导透明(OMIT)效应的一种特殊装置,进一步提出在该腔中利用非线性耦合和轨道角动量(OAM)交换实现三阶克尔非线性效应的调控。利用系统的哈密顿模型可以得到克尔非线性解析表达式,经过数值模拟研究发现,当系统被调节到 OMIT 窗口附近时,携带 OAM 的光场会经历极小的吸收和强烈的色散,从而导致巨克尔非线性效应的产生。与传统的电磁诱导透明(EIT)和 OMIT 相比,该系统可以通过 OAM 和其他参数实现巨克尔非线性的调控。不仅如此,轨道角量子数还可以被用于控制光传播的群速度、实现快光和慢光效应。

关键词 非线性光学; 克尔系数; 轨道角动量; 快慢光效应; 光力学诱导透明

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2219002

Modulation for Giant Kerr Nonlinear Effect via Orbital Angular Momentum Exchange

Huang Xianming^{1,2,3}, Wang Fei^{4**}, Lu Baole^{1,2,3*}, Bai Jintao^{1,2,3}

¹State Key Laboratory of Photon-Technology in Western China Energy, Xi'an 710127, Shaanxi, China;

²Shaanxi Engineering Technology Research Center for Solid State Lasers and Application, Xi'an 710127, Shaanxi, China;

³Provincial Key Laboratory of Photo-Electronic Technology, Institute of Photonics & Photon-Technology, Northwest University, Xi'an 710127, Shaanxi, China;

⁴School of Science, Hubei University of Technology, Wuhan 430068, Hubei, China

Abstract The Laguerre-Gaussian rotating cavity system is a special device for obtaining optomechanically induced transparency (OMIT). This paper further proposes performing nonlinear coupling and orbital angular momentum (OAM) exchange in this cavity to achieve the modulation for the third-order Kerr nonlinear effect. The analytical expressions of Kerr nonlinearities are obtained with the Hamiltonian model of the system. Numerical simulation reveals that when the system is modulated to be in the vicinity of the OMIT windows, the OAM-carrying optical field undergoes slight absorption and intense dispersion, which leads to the generation of giant Kerr nonlinear effects. In contrast to the conventional electromagnetically induced transparency (EIT) and OMIT, the proposed system can be modulated by OAM and other parameters to achieve giant Kerr nonlinearities. In addition, the orbital angular quantum number can also be used to control the group velocity of light propagation and achieve fast- and slow-light effects.

Key words nonlinear optics; Kerr coefficient; orbital angular momentum; fast- and slow-light effects; optomechanically induced transparency

1 引言

电磁诱导透明(EIT)是一种发生在多能级原子系

统中的量子干涉现象,其主要表现为强辅助激光场下的吸收减弱^[1]。该现象自1991年被 Boller 等^[2]首次观察到以来备受关注,并且在非线性效应^[3]、光储存^[4]和

收稿日期: 2022-04-27; 修回日期: 2022-05-13; 录用日期: 2022-05-23

基金项目: 国家重大科研仪器研制项目(51927804)、国家自然科学基金青年项目(61905193)

通信作者: *lubaole1123@163.com; **feiwang@hbut.edu.cn

光开关^[5]等应用中起着关键性的作用。随后,研究人员在力学振子系统^[6]、声波系统^[7]和腔光机械系统^[8]中均发现了类似 EIT 的现象,在腔光机械系统中因辐射压力而产生的 EIT 现象被称为光力学诱导透明 (OMIT) 现象,该现象于 2010 年被 Agarwal 和 Huang^[9]在理论上证实,同年 Weis 等^[10]在实验上观察到了该现象。近年来,关于 OMIT 的研究已经从单模光力学系统推广到了双模光力学系统中^[11],OMIT 被广泛地应用于电荷测量^[12]、快慢光^[13]和信息储存^[14]等方面。

由于调节机械相互作用可以实现腔光机械系统中反馈机制的调节,因此腔光机械系统至今仍是研究光学微腔的重要工具。目前,腔光机械系统逐渐向复杂化、多元化的方向发展^[15],利用这种杂化光力学系统中的多种相互作用开展由 OMIT 现象导致的各类非线性光学效应研究引起了研究人员的极大兴趣。2007 年, Bhattacharya 和 Meystre^[16]提出了一种拉盖尔-高斯 (L-G) 旋转腔光机械系统,该腔模式为可以携带轨道角动量 (OAM) 的 L-G 光场,与传统的法布里-珀罗 (F-P) 谐振腔不同的是, L-G 旋转腔用两个螺旋相位板代替传统腔镜,其耦合作用是 L-G 光场与旋转镜面交换 OAM 而形成的。L-G 旋转腔系统中的 OMIT 现象在 2019 年由 Peng 等^[17]首先阐述,但其并未在此系统中对克尔非线性效应和快慢光方面进行深入研究。

克尔非线性效应的调控在自聚焦效应^[18]、自相位调制^[19]等方面有着重要作用,大多数克尔非线性效应的研究因传统介质材料的缺陷而发展缓慢^[20]。1996 年, Schmidt 和 Imamoglu^[21]利用在 N 型四能级原子系统中的 EIT 现象获得的巨克尔非线性效应实现了吸收的减小,并获得了比传统光学材料大 10 个数量级的克尔非线性效应,这一现象才得到改善。EIT 诱导的巨克尔非线性效应已在三能级系统、四能级系统和五能级 X 型系统等许多能级系统结构中得到了充分的探索^[18-22]。值得注意的是,大部分利用 EIT 现象获得的巨克尔非线性效应是通过调节泵浦光或信号光的失谐量来实现的,这也大大拓宽了巨克尔非线性效应的应用范围。目前,巨克尔非线性效应在量子比特再生^[23]、多光子测量^[24]等多方面有着重要作用。与此同时,由于 EIT 效应伴随着强烈的色散,故其是目前实现快慢

光的重要物理机制。相比于相干布居数振荡^[25]、受激布里渊散射^[26]等方法,利用耦合谐振腔中的 EIT 效应来产生快慢光所需的体积更小,更易于集成,且抗电磁干扰能力更强。近年来,基于快慢光的器件在光通信^[27]、光缓存^[28]等诸多领域中有着广泛的应用。

本文以 L-G 旋转腔系统为基础,采用数值模拟的方式研究了 L-G 光场携带的 OAM 对系统中产生的巨克尔非线性效应的影响。研究发现:信号光在无损耗地通过腔场的时候,可以获得很强的克尔效应;改变 L-G 光场的 OAM 可以实现对克尔系数的最大值、符号和斜率的调控;由于独特的耦合机制,该腔可以实现一个全光克尔开关。此外,轨道角量子数还可以用于控制信号光传播的群速度,进而实现快光效应和慢光效应。本工作为克尔非线性效应的调控提供了一种新方式,在光开关、光信息存储等方面具有潜在的应用价值。

2 系统模型

如图 1 所示, L-G 旋转腔系统由两个螺旋相位元件 FM 和 RM 组成。其中, 镜面 FM 刚性固定, 镜面 RM 安装在支点 S 上, 并且能够围绕腔轴旋转, 其平衡位置为 ϕ_0 , 扭转作用下的旋转角度由 ϕ 表示。固定的反射镜是部分透射的, 透射光束的拓扑电荷不会改变, 且镜面的反射光束的拓扑电荷为 0。旋转镜是全反射的, 并且可以为反射光束增加 $2l$ 的拓扑电荷。将具有 0 拓扑电荷、振幅为 ϵ_1 的强泵浦场 (高斯光束) 作为驱动场来驱动频率为 ω_c 的 L-G 腔场, 另一个振幅为 ϵ_p 的弱场作为探测场来检测系统的响应, ϵ_{out} 为输出场。在高斯光束透过镜面 FM 进入旋转腔系统后, 拓扑电荷为 0 的光子从旋转镜面 RM 获得 $2l$ 的 OAM, L-G 光场与旋转镜面发生 OAM 交换, 使得旋转镜偏离平衡位置, 从而实现光场与旋转镜面之间的光旋转耦合, 这种耦合作用反过来会影响腔模, 从而形成一种动态反馈机制。考虑到腔内的光子数, 假定泵浦场和探测场的频率分别为 ω_1 和 ω_p , 则该系统的哈密顿模型可以表示为

$$H_1 = \hbar\omega_c a^\dagger a + \frac{L_z^2}{2I} + \frac{I\omega_\phi^2 \phi^2}{2} - \hbar g_\phi a^\dagger a \phi + i\hbar \left\{ \left[\epsilon_1 \exp(-i\omega_1 t) + \epsilon_p \exp(-i\omega_p t) \right] a^\dagger - \text{h. c.} \right\}, \quad (1)$$

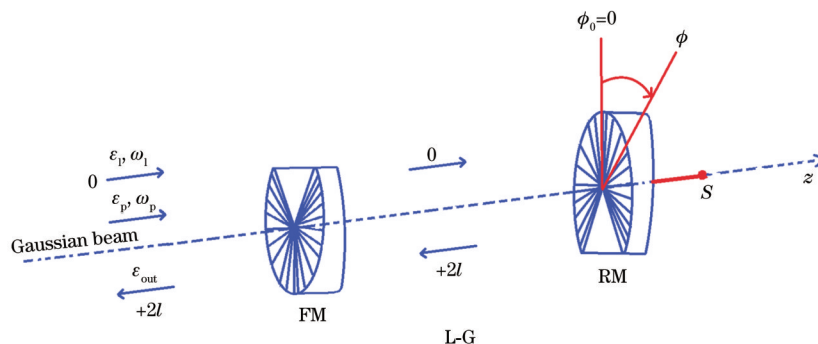


图 1 L-G 旋转腔系统模型

Fig. 1 L-G rotating cavity system model

式中:第一项描述的是 L-G 腔场的自由哈密顿量,产生算符 a^\dagger 和湮灭算符 a 满足对易关系 $[a, a^\dagger] = 1$;第二项和第三项描述的是旋转镜的自由哈密顿量,其中 ω_ϕ 、 L_z 和 ϕ 分别为旋转镜的角频率、角动量和角位移,且 L_z 和 ϕ 满足对易关系 $[\phi, L_z] = i\hbar$, $I = MR^2/2$ (M 为旋转镜的质量, R 为旋转镜的半径) 为旋转镜绕腔轴的转动惯量;第四项描述的是 L-G 腔场与旋转镜之间的光旋转耦合,耦合强度为 $g_\phi = cl/L$,其中 c 为真空中的光速, L 为腔长, l 为轨道角量子数;第五项描述的是强泵浦场和弱探测场对 L-G 腔场的驱动,其振幅可分别表示为 $\epsilon_1 = \sqrt{2\kappa P_1/(\hbar\omega_c)}$ 和 $\epsilon_p = \sqrt{2\kappa P_p/(\hbar\omega_p)}$,其中 κ 为空腔的衰减率, P_1 为输入功率, P_p 为检测场的功率; t 为时间演变因子。在旋转坐标系中,加入泵浦场的频率 ω_1 ,则式(1)的哈密顿模型将变为

$$H_2 = \hbar\Delta_c a^\dagger a + \frac{L_z^2}{2I} + \frac{I\omega_\phi^2 \phi^2}{2} - \hbar g_\phi a^\dagger a \phi + i\hbar \left\{ [\epsilon_1 + \epsilon_p \exp(-i\delta t)] a^\dagger - \text{h.c.} \right\}, \quad (2)$$

式中: $\Delta_c = \omega_c - \omega_1$ 为泵浦场与 L-G 腔场的失谐; $\delta = \omega_p - \omega_1$ 为泵浦场与探测场的失谐。

为计算整个光机械系统的时间演化,由式(2)所示的哈密顿方程可以得到系统的 Heisenberg 方程,再加上阻尼项,最终可以得到系统的中值方程为

$$\begin{cases} \left\langle \frac{d\phi}{dt} \right\rangle = \frac{\langle L_z \rangle}{I} \\ \left\langle \frac{dL_z}{dt} \right\rangle = \hbar g_\phi \langle a^\dagger \rangle \langle a \rangle - I\omega_\phi^2 \langle \phi \rangle - \gamma_\phi \langle L_z \rangle, \\ \left\langle \frac{da}{dt} \right\rangle = -[\kappa + i(\Delta_c - g_\phi \phi)] \langle a \rangle + \epsilon_1 + \epsilon_p \exp(-i\delta t) \end{cases} \quad (3)$$

式中: γ_ϕ 为旋转镜的固有阻尼率; $\langle \cdot \rangle$ 为取均值运算。若进行粗略近似 $\langle AB \rangle = \langle A \rangle \langle B \rangle$,则可以得到形式上的稳态值,即

$$\begin{cases} \phi_s = \frac{\hbar g_\phi |a_s|^2}{I\omega_\phi^2} \\ L_{z,s} = 0 \\ a_s = \frac{|\epsilon_1|}{\kappa + i\Delta} \end{cases}, \quad (4)$$

式中: $\Delta = \Delta_c - g_\phi \phi_s$ 为腔场和泵浦场的有效失谐。考虑到系统的量子涨落效应 ($a = a_s + \delta_a$),一般物理量的均值远远大于量子涨落,故可以忽略非线性项。因此,可以得到线性量子朗之万方程

$$\begin{cases} \dot{\delta}_\phi = \frac{\delta_{L_z}}{I} \\ \dot{\delta}_{L_z} = \hbar g_\phi (a_s^* \delta_a + a_s \delta_{a^\dagger}) - I\omega_\phi^2 \delta_\phi - \gamma_\phi \delta_{L_z}, \\ \dot{\delta}_a = -(\kappa + i\Delta_c) \delta_a + ig_\phi (\delta_a \phi_s + \delta_\phi a_s) + \epsilon_p \exp(-i\delta t) \end{cases}, \quad (5)$$

为了简单起见,采用 ansatz 假设

$$\begin{cases} \delta_\phi = \delta_{\phi_+} \epsilon_p \exp(-i\delta t) + \delta_{\phi_-} \epsilon_p^* \exp(i\delta t) \\ \delta_{L_z} = \delta_{L_{z_+}} \epsilon_p \exp(-i\delta t) + \delta_{L_{z_-}} \epsilon_p^* \exp(i\delta t), \\ \delta_a = \delta_{a_+} \epsilon_p \exp(-i\delta t) + \delta_{a_-} \epsilon_p^* \exp(i\delta t) \end{cases}, \quad (6)$$

此时,式(5)的形式变为

$$\begin{cases} \delta_{L_{z_+}} + iI\delta\delta_{\phi_+} = 0 \\ \delta_{L_{z_-}} - iI\delta\delta_{\phi_-} = 0 \\ \delta_{L_{z_+}} (\gamma_\phi - i\delta) + I\omega_\phi^2 \delta_{\phi_+} = \hbar g_\phi [a_s^* \delta_{a_+} + a_s \delta_{a_+^\dagger}] \\ \delta_{L_{z_-}} (\gamma_\phi + i\delta) + I\omega_\phi^2 \delta_{\phi_-} = \hbar g_\phi [a_s^* \delta_{a_-} + a_s \delta_{a_-^\dagger}], \\ (\omega_\phi^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_\phi) \delta_{\phi_+} = \frac{\hbar g_\phi}{I} [a_s^* \delta_{a_+} + a_s \delta_{a_+^\dagger}] \\ (\omega_\phi^2 - \delta^2 + i\delta\gamma_\phi) \delta_{\phi_-} = \frac{\hbar g_\phi}{I} [a_s^* \delta_{a_-} + a_s \delta_{a_-^\dagger}] \end{cases}, \quad (7)$$

故根据式(7),可以得到方程的解为

$$\delta_{a_+} = \frac{(\omega_\phi^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_\phi) G_+ I + i\hbar g_\phi^2 |a_s|^2}{(\omega_\phi^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_\phi) G_+ G_- I - i\hbar g_\phi^2 |a_s|^2 (G_+ - G_-)}, \quad (8)$$

$$\delta_{a_-} = \frac{\epsilon_1^2 \frac{iB\delta_{a_+}}{(\kappa + i\Delta)^2 |a_s|^2 [(C + i\delta\gamma_\phi)(\kappa + i\delta + i\Delta) - iB]}}{(\kappa + i\Delta)^2 |a_s|^2 [(C + i\delta\gamma_\phi)(\kappa + i\delta + i\Delta) - iB]}, \quad (9)$$

式中: $G_+ = \kappa - i\Delta_c + ig_\phi \phi_s - i\delta$; $G_- = \kappa + i\Delta_c - ig_\phi \phi_s - i\delta$; $B = \hbar g_\phi^2 |a_s|^2 / I$; $C = \omega_\phi^2 - \delta^2$; $|a_s|^2$ 表示腔场中的平均光子数,其由方程 $|a_s|^2 \left\{ \kappa^2 + [\Delta_c - \hbar g_\phi^2 |a_s|^2 / (I\omega_\phi^2)]^2 \right\} = |\epsilon_1|^2$ 决定。

3 结果与讨论

3.1 轨道角动量对系统中克尔系数的调控

为了讨论 L-G 旋转腔系统的非线性特性,根据标准的输入输出关系 $\epsilon_{\text{out}} + \epsilon_{\text{in}} = \sqrt{2\kappa} a$ (ϵ_{in} 为输入场的振幅) 来求解输出光场,结合式(8)和式(9),可以得到

$$\epsilon_{T_+} = \sqrt{2\kappa} \delta_{a_+} = \sqrt{2\kappa} \frac{(\omega_\phi^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_\phi) G_+ I + i\hbar g_\phi^2 |a_s|^2}{(\omega_\phi^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_\phi) G_+ G_- I - i\hbar g_\phi^2 |a_s|^2 (G_+ - G_-)}, \quad (10)$$

$$\epsilon_{T_-} = \sqrt{2\kappa} \delta_{a_-} = \sqrt{2\kappa} \frac{\epsilon_1^2 \frac{iB\delta_{a_+}}{(\kappa + i\Delta)^2 |a_s|^2 [(C + i\delta\gamma_\phi)(\kappa + i\delta + i\Delta) - iB]}}{(\kappa + i\Delta)^2 |a_s|^2 [(C + i\delta\gamma_\phi)(\kappa + i\delta + i\Delta) - iB]}, \quad (11)$$

式中: ϵ_{T_+} 的物理含义是一个与一阶线性极化率相类似的量,其实部体现的是系统的一阶线性吸收,虚部对应的是色散; ϵ_{T_-} 的物理含义与系统三阶极化率相类似,实部体现的是系统的三阶吸收率,而虚部对应的是克尔系数。在此系统中, ϵ_{T_+} 和 ϵ_{T_-} 的实部和虚部的物理意义发生了颠倒,这是入射光在镜面发生反射而产生相

位变化引起的。

选择实际的 L-G 系统来讨论其光学特性,图 2 以归一化失谐为变量,同时画出了 ϵ_{T+} 和 ϵ_{T-} 的实部与虚部。所用的其他参数为:泵浦场的波长为 $\lambda=810$ nm,输入功率为 $P_1=1$ mW,腔长为 $L=5$ mm,空腔衰减率为 $\kappa=21\pi$ kHz,轨道角量子数为 $l=45$,旋转镜的角频率为 $\omega_\phi=92\pi$ kHz,半径为 $R=100$ μ m,质量为 $m=1$ mg,衰减率为 $\gamma_\phi=280\pi$ Hz。图 2(a)中的实线表示系统的一阶线性吸收,由于常规模式分裂的存在,故中央共振吸收峰分裂为两个边带峰。系统在 $\delta=\omega_\phi$ 和 $\delta=-\omega_\phi$ [图 2(a)中的放大细节图]附近均存在 OMIT 窗口,两个透明窗口深度有较大差异,这是因为 OMIT 窗口源于 L-G 腔场与旋转镜的光旋转耦合作用,这种光旋转耦合反过来又产生了来自强泵浦场的斯托克斯散射和反斯托克斯散射,如果系统处于分辨边带区域

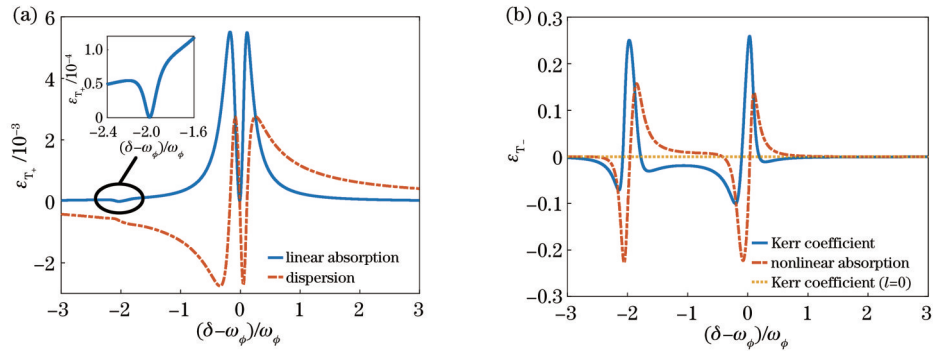


图 2 ϵ_{T+} 和 ϵ_{T-} 的实部与虚部随归一化失谐的变化曲线。(a)一阶线性吸收与色散曲线;(b)三阶非线性吸收与克尔系数曲线

Fig. 2 Real and imaginary parts of ϵ_{T+} and ϵ_{T-} varying with normalized detuning. (a) First-order linear absorption and dispersion curves; (b) third-order nonlinear absorption and Kerr coefficient curves

为了进一步讨论系统中 OAM 对克尔系数的影响,图 3 以归一化失谐为变量,分析了克尔系数和吸收系数随 OAM (输入功率为 $P_1=1$ mW) 和输入功率 (OAM 为 $l=45$) 的变化曲线,其他参数与上述一致。由图 3(a)、(b)可知,OAM 和输入功率对克尔系数的影响相似,两参量的增大会显著增强系统中的克尔效应,并且克尔系数的最大值始终出现在三阶非线性吸收增加的区域,如图 3(c)、(d)所示。当 $l=105$ 时,在归一化失谐为 -1.565 和 0.137 处,克尔系数取得的极大值分别为 0.6637 和 0.6951 ,如图 3(a)中实线所示。当 $P_1=6$ mW 时,在归一化失谐为 -1.516 和 0.143 处,克尔系数取得的极大值分别为 0.7870 和 0.7822 ,如图 3(b)中实线所示。此外,两参量的增大会使得腔内非线性效应逐渐增强,OMIT 窗口位置会逐渐变化,如图 3(e)、(f)所示,克尔系数最大值对应的归一化失谐也会产生相应的变化。由于窗口位置的变化,故可以通过改变 OAM 或输入功率的大小来调整克尔系数的最大值、符号和斜率。例如,归一化失谐为 -0.5 处的克尔系数为负值,此时曲线斜率也为负值,而在 $l=105$ 时的克尔系数为正值,此时曲线斜率也为正值。然而,

$\kappa \ll \omega_\phi$, 那么频率为 $\omega_p = \omega_l - \omega_\phi$ 的斯托克斯反射会被抑制(因为斯托克斯反射与光腔不共振),此时频率为 $\omega_p = \omega_l + \omega_\phi$ 的反斯托克斯场在腔内建立。图 2(a)中的虚线表示系统的色散曲线,其在窗口处有着陡峭的斜率,这说明泵浦场的输入会导致探测场与腔场之间产生干涉相消,且当泵浦场的输入功率不为 0 时,信号光在窗口附近既能无损耗地通过系统,又能保留很强的色散特性。图 2(b)为系统的三阶非线性吸收和克尔系数。可以发现,当 $l=0$ 时,即系统可以看作是一个标准的 F-P 谐振腔时,克尔系数为 0,但在考虑光子与旋转镜面的相互作用后,便能得到很强的克尔非线性效应,此时克尔系数的极大值出现在三阶非线性吸收增加的区域且位于两个 OMIT 窗口附近,这是信号光在 OMIT 窗口附近极小的吸收和强烈的色散导致的,其产生的克尔非线性效应比一般系统强得多。

克尔系数的最大值并不会一直增大,在图 3(e)、(f)中可以看到电磁诱导吸收的产生,随着 OAM 的增大 ($l > 140$),EIT 产生的非线性克尔效应会逐渐被电磁诱导吸收所代替。从物理机制上来看,增大 OAM 或泵浦场的输入功率能有效增加 L-G 腔场与旋转镜之间的光旋转耦合作用,从而使得动态反馈的幅度增大,腔内非线性效应增强。

综上,由于 OAM 为 0 与不为 0 的两种状态刚好对应克尔非线性效应的消失与产生,故该系统可以实现一个全光克尔开关,并且可以完全由 L-G 光场携带的 OAM 来控制。

3.2 轨道角动量对系统信号光群速度的调控

信号光在无损耗地通过系统的同时,伴随着强烈的色散,这往往意味着存在快慢光现象。根据式(10),信号光的透射系数为 $t_p^i(\omega_s) = 1 - \sqrt{2\kappa} \delta_{a+}$,即

$$t_p^i(\omega_s) = 1 - \sqrt{2\kappa} \frac{(C - i\delta\gamma_\phi)(\kappa - i\delta - iA) + iB}{(C - i\delta\gamma_\phi)(D - i2\kappa\delta) - 2AB}, \quad (12)$$

式中: $A = \Delta_c - g_\phi \phi_s$; $D = \kappa^2 - \delta^2 + \Delta^2$ 。为了进一步简化式(12),令

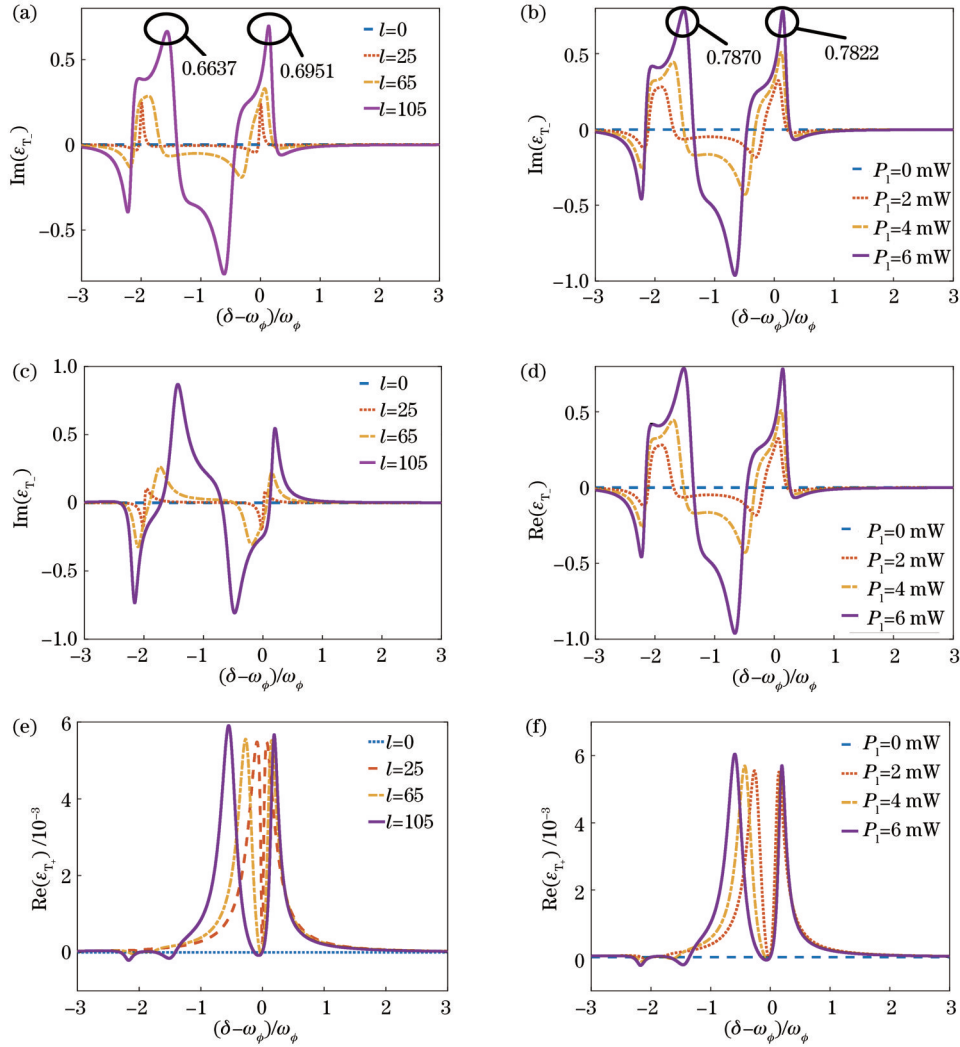


图 3 在不同的 OAM 和输入功率下, 克尔系数和吸收系数随归一化失谐的变化曲线。克尔系数随 (a) OAM 和 (b) 输入功率的变化; 三阶非线性吸收随 (c) OAM 和 (d) 输入功率的变化; 一阶线性吸收随 (e) OAM 和 (f) 输入功率的变化
 Fig. 3 Kerr coefficient and absorption coefficient varying with normalized detuning at different OAMs and input powers. Kerr coefficient varying with (a) OAM and (b) input power; third-order nonlinear absorption varying with (c) OAM and (d) input power; first-order linear absorption varying with (e) OAM and (f) input power

$$\begin{cases} E = C\kappa - \delta\gamma_\phi(\delta + A) \\ F = B - C(\delta + A) - \kappa\delta\gamma_\phi \\ G = CD - 2\kappa\delta^2\gamma_\phi - 2AB \\ H = -\delta\gamma_\phi D - 2\kappa\delta C \end{cases}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \phi^i(\omega_s) &= \arctan [t_p^i(\omega_s)] = \\ &= \arctan \left[\frac{\sqrt{2\kappa}(EH - FG)}{G^2 + H^2 - \sqrt{2\kappa}(EG + FH)} \right], \quad (14) \end{aligned}$$

反射光的相位为

$$\phi^r(\omega_s) = \arctan [t_p^r(\omega_s)] = \arctan \left(\frac{FG - EH}{EG + FH} \right), \quad (15)$$

此时, 透射信号光的群延迟为

$$\begin{aligned} \tau_g^i &= \frac{d\phi}{d\omega_s} = \frac{[G^2 + H^2 - \sqrt{2\kappa}(EG + FH)]\sqrt{2\kappa}(E'H + EH' - F'G - FG')}{[\sqrt{2\kappa}(EH - FG)]^2 + [G^2 + H^2 - \sqrt{2\kappa}(EG + FH)]^2} + \\ &= \frac{\sqrt{2\kappa}(EH - FG)[2GG' + 2HH' - \sqrt{2\kappa}(E'G + EG' + F'H + FH')]}{[\sqrt{2\kappa}(EH - FG)]^2 + [G^2 + H^2 - \sqrt{2\kappa}(EG + FH)]^2}, \quad (16) \end{aligned}$$

反射信号光的群延迟为

$$\tau_g^r = \frac{(EG + FH)(F'G + FG' - E'H - EH') - (FG - EH)(E'G + EG' + F'H + FH')}{(FG - EH)^2 + (EG + FH)^2}, \quad (17)$$

其中

$$\begin{cases} E' = -2\delta\kappa - 2\delta\gamma_\phi - A\gamma_\phi \\ F' = 2\delta A + 2\delta^2 - C - \kappa\gamma_\phi \\ G' = -2\delta(C + D) - 4\delta\kappa\gamma_\phi \\ H' = -\gamma_\phi D + 2\delta^2\gamma_\phi - 2\kappa C + 4\kappa\delta^2 \end{cases}. \quad (18)$$

由图 2(a)可知:在归一化失谐 $(\delta - \omega_\phi)/\omega_\phi = 0$ 位置附近,系统的色散曲线具有很陡峭的斜率,此时信号光能在通过系统时不被吸收,且经历很强的色散过程; $(\delta - \omega_\phi)/\omega_\phi = 0$ 处的色散曲线斜率为负值,这对应了反射快光的产生。

根据式(16)和式(17),以泵浦场的输入功率 P_i 为变量,并固定泵浦场与腔场的失谐为 $\Delta_c = 92\pi$ kHz,在 $(\delta - \omega_\phi)/\omega_\phi = 0$ 处,分别描述了不同 OAM 下透射信号光和反射信号光的群延迟,所用的其他参数为 $\kappa = 21\pi$ kHz, $\omega_\phi = 92\pi$ kHz, $\gamma_\phi = 280\pi$ Hz。在图 4(a)中,透射信号光的群延迟为正而产生慢光,随着输入功率

的增加,相应的群延迟达到极大值后逐渐降低直至趋近于 0,整体曲线呈 Fano 线型,并且在 $P_i = 0.156$ 处取得最大值,最大群延迟为 $3.126 \mu\text{s}$ 。从物理机制上来看,在每次反射时,一个拓扑电荷为 0 的光子会从旋转镜处获得 $2\hbar$ 的角动量,这会在光腔的 $2L/c$ 往返时间中发生一次,L-G 光场与旋转镜之间交换 OAM 可实现两者的光旋转耦合,这种耦合会使得镜面旋转,形成动态反馈机制,从而引起信号光群速度的变化。初始腔内光子数逐渐增多,动态反馈机制对入射光的散射逐渐增强,泵浦光的光子被散射在信号光中,此时信号光的群延迟逐渐增大。之后,腔内光子数变得很大,动态反馈机制对光腔内光强分布的影响变小,此时群延迟又会随着输入功率的增大而减小。在图 4(b)中,反射信号光的群延迟为负而产生快光,随着输入功率的增加,群延迟达到极大值后逐渐降低,在转换为慢光后逐渐趋近于 0,并且在 $P_i = 0.510$ 处取得最大值,最大延迟为 -1.529 ms ,信号光的光子被散射在泵浦光场

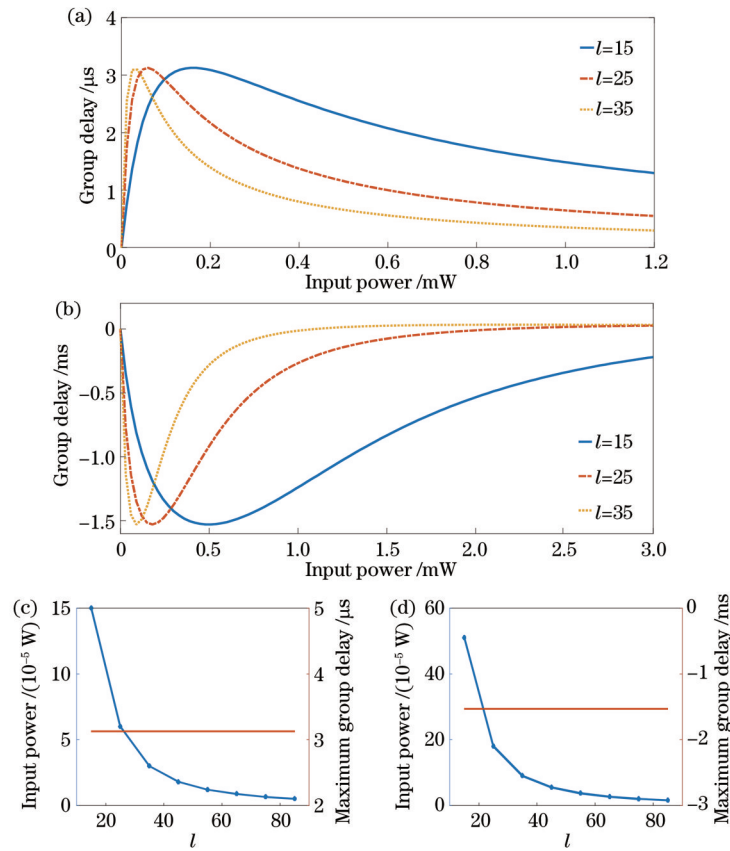


图 4 L-G 系统中透射信号光和反射信号光的快慢光现象。(a)透射信号光群延迟随输入功率的变化曲线;(b)反射信号光群延迟随输入功率的变化曲线;(c)透射光群延迟的最大值及其对应的输入功率与 OAM 的关系曲线;(d)反射光群延迟的最大值及其对应的输入功率与 OAM 的关系曲线

Fig. 4 Fast-slow light phenomena of transmitted and reflected signal lights in L-G system. (a) Group delay of transmitted signal light varying with input power; (b) group delay of reflected signal light varying with input power; (c) maximum group delay of transmitted light and corresponding input power varying with OAM; (d) maximum group delay of reflected light and corresponding input power varying with OAM

中,并通过左侧的镜面出射。OAM对快光和慢光的调控是类似的,随着OAM的增加,群延迟的最大值几乎不变,但会移向更小的输入功率处,如图4(c)、(d)所示。因此,可以利用更大的OAM来对同一泵浦功率下较低的群延迟进行补偿。

4 结 论

由于L-G旋转腔系统具有独特的耦合机制,故可以通过调节L-G光场携带的OAM来调节系统的克尔系数与信号光的群速度。选取合理的数值可以对上述特性进行模拟,系统在 $\delta = \omega_\phi$ 和 $\delta = -\omega_\phi$ 两个透明窗口处均能实现巨克尔非线性效应,当 $l=105$ 时,克尔系数的极大值分别为0.6637和0.6951,通过改变OAM的大小可以改变同一归一化失谐处克尔系数的符号、大小和斜率,因此该系统可以实现一个全光克尔开关。此外,该系统的透射信号光和反射信号光能够很好地形成慢光和快光,当 $l=15$ 时,二者最大群延迟可分别达到 $3.126 \mu\text{s}$ 和 -1.529ms ,并且可以通过较大的OAM对同一泵浦功率下较低的群延迟进行补偿。利用OAM来调节L-G旋转腔系统的非线性效应为今后微腔系统中的各类光学特性的控制提供了一种新思路,在量子信息处理和量子信息传输中具有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(2): 633-673.
- [2] Boller K, Imamolu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(20): 2593-2596.
- [3] 肖燕, 郭泽东, 张健, 等. 五阶非线性克尔效应影响下光脉冲的传输[J]. *光学学报*, 2017, 37(2): 0206002. Xiao Y, Guo Z D, Zhang J, et al. Optical pulse propagation under influence of fifth-order nonlinear Kerr effect[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(2): 0206002.
- [4] Wang K, Zhang W, Zhou Z Y, et al. Optical storage of orbital angular momentum via Rydberg electromagnetically induced transparency[J]. *Chinese Optics Letters*, 2017, 15(6): 60201-60204.
- [5] Foroutan S, Rostami G, Dolatyari M, et al. All-Optical switching in metal nanoparticles plasmonic waveguide using EIT phenomenon[J]. *Optik*, 2017, 132: 291-298.
- [6] Liu J L, Yang H J, Wang C, et al. Experimental distinction of Autler-Townes splitting from electromagnetically induced transparency using coupled mechanical oscillators system[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 19040.
- [7] 程宜, 金亚斌, 李东庭, 等. 亥姆霍兹共鸣器实现的声学诱导透明[J]. *声学技术*, 2019, 38(5): 33-34. Chen Y, Jing Y B, Li D T, et al. Acoustic analogue of electromagnetically induced transparency with Helmholtz resonators[J]. *Technical Acoustics*, 2019, 38(5): 33-34.
- [8] 许业军, 李超, 李仁仕, 等. 双光力诱导透明窗口的可调特性[J]. *光子学报*, 2017, 46(9): 0927001. Xu Y J, Li C, Li R S, et al. Tunable characteristics of double optomechanically induced transparency[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(9): 0927001.
- [9] Agarwal G S, Huang S M. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. *Physical Review A*, 2010, 81(4): 041803.
- [10] Weis S, Riviere R, Deleglise S, et al. Optomechanically induced transparency[J]. *Science*, 2010, 330(6010): 1520-1523.
- [11] Ma P C, Zhang J Q, Xiao Y, et al. Tunable double optomechanically induced transparency in an optomechanical system[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(4): 043825.
- [12] Zhang J Q, Li Y, Feng M, et al. Precision measurement of electrical charge with optomechanically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(5): 053806.
- [13] Zhan X G, Si L G, Zheng A S, et al. Tunable slow light in a quadratically coupled optomechanical system[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2013, 46(2): 025501.
- [14] Fiore V, Dong C H, Kuzyk M C, et al. Optomechanical light storage in a silica microresonator[J]. *Physical Review A*, 2013, 87(2): 23812-23812.
- [15] Bhattacharya M, Giscard P L, Meystre P, et al. Entangling the rovibrational modes of a macroscopic mirror using radiation pressure[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(3): 030303.
- [16] Bhattacharya M, Meystre P. Using a Laguerre-Gaussian beam to trap and cool the rotational motion of a mirror[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(15): 153603.
- [17] Peng J X, Chen Z, Yuan Q Z, et al. Optomechanically induced transparency in a Laguerre-Gaussian rotational-cavity system and its application to the detection of orbital angular momentum of light fields[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(4): 043817.
- [18] Chi S, Guo Q. Vector theory of self-focusing of an optical beam in Kerr media[J]. *Optics Letters*, 1995, 20(15): 1598-1600.
- [19] Christou J, Luther-Davies B. Three dimensional bright spatial soliton collision and fusion in a saturable nonlinear medium[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(15): 2698-2701.
- [20] Kaur A, Dar Z I, Kaur S, et al. EIT-based giant self-Kerr-nonlinear behavior of multilevel X-scheme[J]. *Materials Today: Proceedings*, 2020, 26: 3482-3486.
- [21] Schmidt H, Imamoglu A. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency[J]. *Optic Letters*, 1996, 21(23): 1936-1938.
- [22] Chang H, Du Y J, Yao J Q, et al. Observation of cross-phase shift in hot atoms with quantum coherence[J]. *Europhysics Letters (EPL)*, 2004, 65(4): 485-490.
- [23] Chuang I L, Yamamoto Y. Quantum bit regeneration[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(22): 4281-4284.
- [24] Howell J C, Lamas-Linares A, Bouwmeester D.

- Experimental violation of a spin-1 Bell inequality using maximally entangled four-photon states[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(3): 030401.
- [25] Yelleswarapu C S, Philip R, Aranda F J, et al. Slow light in bacteriorhodopsin solution using coherent population oscillations[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(13): 1788-1790.
- [26] 侯尚林, 李红兵, 黎锁平, 等. 斯托克斯脉冲波形对光纤中受激布里渊散射慢光的影响[J]. *光学学报*, 2011, 31(6): 0606008.
Hou S L, Li H B, Li S P, et al. Influence of Stokes pulse shapes on SBS slow light in fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(6): 0606008
- [27] 吴蓉, 马岩岩, 李龙飞. 具有宽带宽和高归一化延迟带宽积的光子晶体波导慢光传输[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(7): 0723002.
Wu R, Ma Y Y, Li L F. Slow light transmission of photonic crystal waveguide with wide bandwidth and large normalized delay bandwidth product[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(7): 0723002.
- [28] Bahadoran M, Afroozeh A, Ali J B, et al. Slow light generation using microring resonators for optical buffer application[J]. *Optical Engineering*, 2012, 51(4): 044601.