

主动拉曼增益介质中快光传播的非线性理论

黄国翔 杭 超 朱成杰

(华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

摘要 介绍了最近发展的主动拉曼增益介质中快光传播的非线性理论。首先介绍了三能级 Λ 型和四能级 N 型主动拉曼增益介质中光的线性传播特性的研究结果, 指出两者都可实现群速度为负值的快光传播, 但在四能级体系中由于额外耦合光场的引入可导致量子干涉效应, 使得信号光场的单峰增益谱线劈裂为双峰结构, 利用该特性可实现共振点附近介质增益的有效抑制。其次介绍了在四能级体系中利用主动拉曼增益获得 Kerr 非线性效应的显著增强。再次介绍了主动拉曼增益体系中弱光的非线性传播。通过体系的色散与 Kerr 非线性效应的平衡可实现光学厚介质中非线性光脉冲的稳定传播, 特别是形成弱光水平下的快光孤子。最后对主动拉曼增益体系中快光的进一步研究提出了展望。

关键词 主动拉曼增益; 快光传播; Kerr 非线性; 快光孤子

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0900133

Theory of Fast-Light Propagation in Active Raman Gain Media

Huang Guoxiang Hang Chao Zhu Chengjie

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract Latest achievements in the theory of fast-light propagation in active Raman gain media are reviewed. Firstly, the linear propagation of light in three-level Λ -type and N-type active Raman gain media is introduced. Both of the systems are able to realize fast-light propagation with a negative group velocity. However, the N-type active Raman gain medium can exhibit a doublet structure in the gain spectrum based on the interference introduced by an additional coupling field. This feature can be used to effectively suppress the gain near the resonance. Secondly, the significant enhancement of Kerr nonlinearity in N-type active Raman gain medium is discussed. Thirdly, the nonlinear propagation of light in N-type active Raman gain media is introduced. Through a balance between the dispersion and nonlinearity of the system, it is possible to form a stable superluminal soliton at very low light level in such optically thick medium. A prospect is given in the end of the article.

Key words active Raman gain; superluminal light propagation; Kerr nonlinearity; superluminal soliton

OCIS codes 030.1670; 190.7110; 270.1670

1 引 言

近年来,随着相干光与物质相互作用研究的不断深入,在原子分子物理及量子光学领域提出了许多有趣的新课题,如相干粒子数俘获^[1]、无粒子数反转激光^[2]和电磁感应透明(EIT)^[3]等。这些量子干涉现象,特别是 EIT,又反过来用于进一步研究光与原子分子的共振相互作用,获得的有关成果已在光与量子信息处理等方面得到了重要的应用,包括超慢光与光存储^[4]、高效多波混频^[5]、量子信息与量

子计算^[6]和精密光谱与精密测量^[7]等。虽然 EIT 效应可用于实现对探测光吸收的有效抑制和增强介质的 Kerr 效应,但人们发现它也有一些明显的缺陷。例如,尽管利用 EIT 可大大消除光的吸收,但仍无法完全消除,这对长距离传输仍然不够理想。此外,EIT 所导致的慢光效应对于光学器件的高响应速度要求而言是很不利的。

主动拉曼增益(ARG)介质的提出,源于对快光(Fast light 或 Superluminal light)的研究。快光和

收稿日期: 2011-07-21; 收到修改稿日期: 2011-08-05

基金项目: 国家自然科学基金(10674060,10874043)资助课题。

作者简介: 黄国翔(1958—),男,博士,教授,主要从事非线性光学与冷原子物理等方面的研究。

E-mail: gxhuang@phy.ecnu.edu.cn

慢光可以用延迟时间 ΔT 来区分, $\Delta T > 0$, 对应于慢光的情况; $\Delta T < 0$, 对应于快光的情况。

从历史上来说, 快光的研究比慢光要早得多。19 世纪末期, Rayleigh^[8] 从力学振子模型出发对介质的反常色散进行了开创性研究。不久之后, Sommerfeld 和他的学生 Brillouin^[9] 将其应用到吸收介质中光脉冲传播问题, 发现在原子的吸收线内体系具有反常色散, 且光脉冲的群速度可大于真空光速 c , 甚至变为负值。这意味着在光脉冲峰值进入介质之前, 在介质的另一端已经有脉冲峰出射, 此即快光现象。由于光与物质的共振相互作用是原子分子和光物理研究的基本课题, 快光现象又似乎违背爱因斯坦的相对论因果性要求, 因而长期以来光脉冲在反常色散共振介质中的传播问题一直引起人们的极大关注。Sommerfeld 和 Brillouin 指出, 人们所讨论的超光速是指光脉冲的群速度大于 c , 而群速度不是信息的传播速度, 因而快光在物理上并未违反因果律。由于光脉冲的所有物理信息包含在脉冲的前沿中, 所以一般把光脉冲的信息传播速度定义为脉冲前沿的传播速度, 从数学上可证明后者不可能超过 c , 因此并不违反因果性要求^[10]。快光的产生可以理解为光的波动本性所致。由于任何物理上的光脉冲都具有有限的持续时间, 根据波动现象的测不准特性, 光脉冲频率的分布也处于某一有限范围之内。当光脉冲在介质中传播时, 脉冲中不同的频率分量将具有不同的相速度和吸收特性。这些不同的频率分量被不同程度地吸收和放大且同时相干叠加, 可以导致反常色散介质中的快光传播^[11]。

在正常色散区, 介质中光脉冲的传播速度可以用群速度很好地描述。但在反常色散区, 由于存在严重的光吸收, 光脉冲会发生畸变甚至分裂, 群速度概念失效。1982 年, 基于 Garrett 和 MacCumber 的理论分析^[12], 美国 Bell 实验室的 Chu 等^[13] 做了一个重要实验, 证明对于半导体吸收体中传播的高斯脉冲, 即使在反常色散区群速度仍然是一个可用的概念。为了克服 Chu 等实验中的光吸收问题, 美国加州大学的 Steinberg 等^[14] 建议使用三能级 ARG 介质。借助于两个抽运激光场可形成增益双峰透射谱, 而光脉冲的中心频率正好位于两个增益双峰之间的极小值处。这样不仅可使探测光场的反常色散达到最大, 而且可使其增益大为降低, 从而可实现探测光场在反常色散区稳定的超光速传播。2000 年, 美国 NEC 研究所 Wang 等^[15] 完成了一个十分关键

且漂亮的实验, 证实了 Chiao 等的上述想法, 并获得了光脉冲群速度 v_g 为 $-c/310$ 。此后, 国际上很多著名研究单位开展了有关 ARG 介质的光学特性以及快光传播的研究, 包括澳大利亚 Swinburne 理工大学、德国 Hannover 大学、日本神户大学、美国杜克大学、美国 Rochester 大学、美国标准与技术研究院等^[16~18]。另外, 人们对固体材料中的快光效应也进行了研究^[19,20]。

除了改变光脉冲的色散从而实现超光速传播, 利用 ARG 还可得到增强的 Kerr 非线性效应。众所周知, Kerr 效应在非线性光学研究中起着举足轻重的作用, 对于研制光开关^[21]、实现多波混频^[22] 和量子无破坏测量^[23] 等方面都十分重要。通常情况下, 被动介质(如玻璃光纤)中的信号光工作在非共振区域, 因而 Kerr 系数非常小。但对主动介质(信号光工作在共振区域), Kerr 系数可增加多个数量级。因此, 快光非线性问题的研究有可能形成非线性光学研究的新方向。近年来, 这方面的研究已经取得一定的进展^[24~27]。人们利用 ARG 介质导致的 Kerr 非线性效应增强提出了利用快光构造快速响应的相移器^[24], 实现非线性光脉冲的稳定传播^[25,26] 和量子逻辑门^[27] 等。

本文介绍了最近发展的 ARG 介质中快光传播的线性和非线性理论, 并对 ARG 体系中快光的进一步研究提出了展望。

2 光在主动拉曼增益介质中的线性传播

三能级 Λ 型和四能级 N 型 ARG 介质是两种最常用的 ARG 系统。本节将对它们的线性传播特性进行理论分析并进行比较。

2.1 三能级 Λ 型原子

考虑如图 1 所示的三能级 Λ 型原子结构, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 为超精细基态能级, $|3\rangle$ 为激发态能级。 ω_p 和

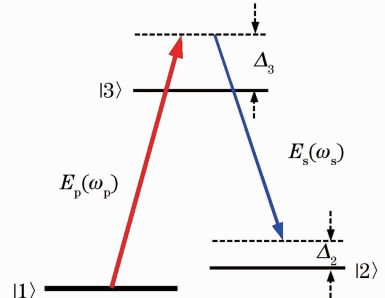


图 1 三能级 Λ 型 ARG 系统的能级结构
Fig. 1 Energy level of the three-level Λ -type ARG system

E_p 分别是耦合能级 $|1\rangle, |3\rangle$ 的强连续抽运场的角频率和振幅, 而 ω_s 和 E_s 分别是耦合能级 $|2\rangle, |3\rangle$ 的弱脉冲信号场的角频率和振幅, 即 $E_p \gg E_s$. $\Delta_3 = \omega_p - (\omega_3 - \omega_1)$ 和 $\Delta_2 = \omega_p - \omega_s - (\omega_2 - \omega_1)$ 分别是抽运场和信号场与相应能级之间共振跃迁的频率失谐。

在电偶极近似和旋转波近似下, 相互作用绘景中体系的哈密顿量为

$$H/\hbar = \Delta_2 |2\rangle\langle 2| + \Delta_3 |3\rangle\langle 3| + \Omega_p |3\rangle\langle 1| + \Omega_s |3\rangle\langle 2| + \text{c. c.}, \quad (1)$$

式中 \hbar 为普朗克常数, $\Omega_p = p_{13} E_p / (2\hbar)$ 和 $\Omega_s = p_{23} E_s / (2\hbar)$ 分别为抽运场和信号场的半拉比频率, p_{ij} 为能级 i 与 j 之间的电偶极矩, c. c. 表示厄米共轭。系统的原子几率幅方程为

$$\begin{cases} i \frac{\partial}{\partial t} a_1 + \Omega_p^* a_3 = 0, \\ \left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_2 \right) a_2 + \Omega_s^* a_3 = 0, \\ \left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_3 \right) a_3 + \Omega_p a_1 + \Omega_s a_2 = 0, \end{cases} \quad (2)$$

式中 $d_j = \Delta_j + i\gamma_j$, γ_2, γ_3 分别为由原子的自发辐射引起的态 $|2\rangle, |3\rangle$ 的衰减率。

如果体系是封闭的, 即满足 $|a_1|^2 + |a_2|^2 + |a_3|^2 = 1$, 则可用该式代替(2)式的第一个方程。体系的稳态解为

$$\begin{cases} a_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + |\Omega_p/d_3|^2}}, \\ a_2 = 0, \\ a_3 = \frac{-\Omega_p}{(d_3 \sqrt{1 + |\Omega_p/d_3|^2})}, \end{cases} \quad (3)$$

可见当抽运光处于远失谐(即 $\Delta_3 \gg \Omega_p$)时, 几乎所有的粒子均布居在基态 $|1\rangle$ 上。

在慢变包络近似下, 信号场所满足的 Maxwell 方程简化为

$$i \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_s + \kappa a_3 a_1^* = 0, \quad (4)$$

式中 $\kappa = N_a \omega_s p_{13}^2 / (2\epsilon_0 \hbar c)$, N_a 为原子密度。令 $\Omega_s, a_2, a_3 \propto \exp[iK(\omega)z - i\omega t]$, 由(2)式和(4)式可得到体系的线性色散关系

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} + \kappa \frac{|\Omega_p|^2}{(\omega - d_2^*) (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)}, \quad (5)$$

式中 K 和 ω 分别表示信号光波矢值、频率对它们的中心值 k_s, ω_s 的偏离。

图 2 中给出了 $K(\omega)$ 的实部 $\text{Re } K$ 和负虚部 $-\text{Im } K$ 随 ω 变化的曲线, 分别对应体系的色散和增益。相应物理参数取值为 $\kappa = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$,

$\Gamma_2 = 10 \text{ kHz}, \Gamma_3 = 36 \text{ MHz}, \Omega_p = 3.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}, \Delta_2 = 0$ 和 $\Delta_3 = 1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 。由图 2 可知, 介质的增益曲线具有单峰结构。在 $\omega = 0$ 处, 体系处于正常色散区, 且斜率最大, 从而脉冲的群速度为正且远小于 c 。但当 $\Delta_2 \neq 0$ 时, 脉冲的群速度有可能大于 c 或为负值, 即得到快光。

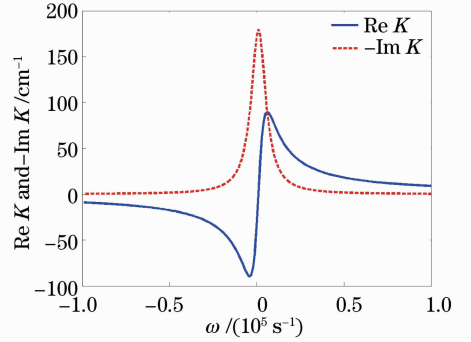


图 2 三能级 Λ 型 ARG 系统的色散和增益曲线
Fig. 2 Dispersion and absorption spectra of the three-level Λ -type ARG system

一般情况下信号光可写成不同频率模式的叠加形成

$$\Omega_s(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp\{i[K(\omega)z - \omega t]\} d\omega, \quad (6)$$

式中 $F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_s(0, t) \exp(i\omega t) dt$, $\Omega_s(0, t)$ 为信号场的初值。对于脉冲型信号光, 可对 $K(\omega)$ 在 $\omega = 0$ 附近进行泰勒展开, 即 $K(\omega) = K_0 + K_1\omega + \frac{1}{2}K_2\omega^2 + \dots$, 这里 $K_j = [\partial^j K(\omega) / \partial \omega^j] |_{\omega=0}$ ($j = 0, 1, 2, \dots$)。 $K_0 = \phi + i\frac{\alpha}{2}$, 其实部 ϕ 为信号光穿过单位长度介质后获得的相位, α 为信号光光强的吸收系数, 它们的表达式分别为

$$\begin{cases} \phi = -\frac{\kappa |\Omega_p|^2 \Delta_2}{|d_2|^2 (|d_3|^2 + |\Omega_p|^2)}, \\ \alpha = -\frac{2\kappa |\Omega_p|^2 \gamma_2}{|d_2|^2 (|d_3|^2 + |\Omega_p|^2)}, \end{cases} \quad (7)$$

由(7)式得到: 1) $\Delta_2 = 0$ 时, 信号光穿过单位长度介质后获得的相位为零; 2) 系统的吸收系数始终为负, 即介质对信号光提供增益。展开系数 K_1 与群速度有关, 即 $V_g = \text{Re}(1/K_1)$ 。易求得

$$K_1 = \frac{1}{c} - \kappa \frac{|\Omega_p|^2}{d_2^{*2} (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)}, \quad (8)$$

由(8)式知: 1) 当 $\kappa |\Omega_p|^2 / [d_2^{*2} (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)] < 0$, 群速度为小于 c 的正数; 2) 当 $0 < \kappa |\Omega_p|^2 / [d_2^{*2} (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)] < 1/c$, 群速度为大于 c 的正数;

3) 当 $\kappa |\Omega_p|^2 / [d_2^{*2} (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)] = 1/c$, 群速度为无穷大; 4) 当 $1/c < \kappa |\Omega_p|^2 / [d_2^{*2} (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)]$, 群速度为负值。1) 对应于慢光, 2)~4) 对应于快光。例如取 $\kappa = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_2 = 10 \text{ kHz}$, $\Gamma_3 = 500 \text{ MHz}$, $\Omega_p = 3.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_2 = 1.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 以及 $\Delta_3 = 1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, 可以得到 $V_g/c = -3.7 \times 10^{-5}$, 即负群速度。

系数 K_2 为系统的群速度色散效应, 表达式为

$$K_2 = 2\kappa \frac{|\Omega_p|^2}{d_2^{*3} (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)}. \quad (9)$$

假设入射信号场为高斯型脉冲, 即 $\Omega_s(0, t) = \Omega_s(0, 0) \exp(-t^2/\tau_0^2)$, 可得到

$$\Omega_s(z, t) = \frac{\Omega_s(0, 0)}{\sqrt{b_1(z) - ib_2(z)}} \times \exp\left\{iK_0 z - \frac{(K_1 z - t)^2}{[b_1(z) - ib_2(z)]\tau_0^2}\right\}, \quad (10)$$

式中 $b_1(z) = 1 + 2z \text{Im} K_2 / \tau_0^2$, $b_2(z) = 2z \text{Re} K_2 / \tau_0^2$ 。可见, 群速度色散起到增加脉冲宽度、减小脉冲振幅的作用。

2.2 四能级 N 型原子

三能级 Λ 型原子介质存在的主要缺陷是当信号场的中心频率位于 $\omega = 0$ 附近, 将获得很大的线性增益 (见图 2), 因此信号脉冲在介质中传播时会发生严重畸变。四能级 N 型原子则可克服这个缺陷。

考虑如图 3 所示的原子能级结构。图中 ω_c 和 E_c 分别是耦合能级 $|2\rangle, |4\rangle$ 的强连续波耦合场的角频率和振幅, $\Delta_4 = \omega_p - \omega_s + \omega_c - (\omega_4 - \omega_1)$ 是耦合场与相应能级之间共振跃迁的频率失谐。

体系的相互作用哈密顿量为

$$H/\hbar = \Delta_2 |2\rangle\langle 2| + \Delta_3 |3\rangle\langle 3| + \Delta_4 |4\rangle\langle 4| + \Omega_p |3\rangle\langle 1| + \Omega_s |3\rangle\langle 2| + \Omega_c |4\rangle\langle 2| + \text{c. c.}, \quad (11)$$

其中 $\Omega_c = p_{24} E_c / (2\hbar)$ 是耦合场的半拉比频率。原子几率幅方程为

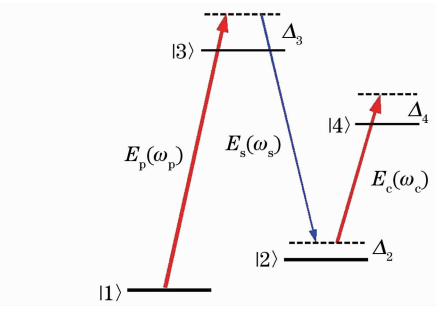
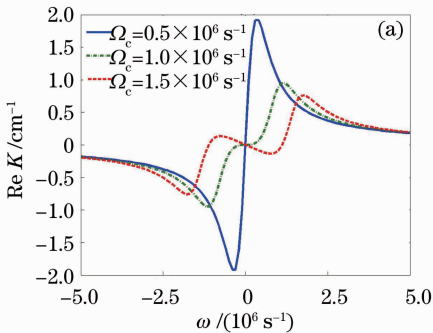


图 3 四能级 N 型 ARG 系统的能级结构
Fig. 3 Energy level of the four-level N-type ARG system

$$\begin{cases} i \frac{\partial}{\partial t} a_1 + \Omega_p^* a_3 = 0, \\ \left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_2\right) a_2 + \Omega_s^* a_3 + \Omega_c^* a_4 = 0, \\ \left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_3\right) a_3 + \Omega_p a_1 + \Omega_s a_2 = 0, \\ \left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_4\right) a_4 + \Omega_c a_2 = 0, \end{cases} \quad (12)$$

式中 $d_4 = \Delta_4 + i\gamma_4$ 。(12) 式的稳态解为

$$\begin{cases} a_1 = 1 / \sqrt{1 + |\Omega_p/d_3|^2}, \\ a_2 = a_4 = 0, \\ a_3 = -\Omega_p / (d_3 \sqrt{1 + |\Omega_p/d_3|^2}) \end{cases}, \quad (13)$$

联立信号场的传播(4)式, 可得到线性色散关系

$$K = \frac{\omega}{c} + \frac{\kappa(\omega - d_4^*) |\Omega_p|^2}{D (|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)}, \quad (14)$$

为了简化表达式, 定义 $D = (\omega - d_2^*)(\omega - d_4^*) - |\Omega_c|^2$ 。

图 4(a), (b) 给出了不同 Ω_c 取值下 $\text{Re} K$ 和 $-\text{Im} K$ 随 ω 的变化曲线。系统参数取为 $\kappa = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\Gamma_2 = 10 \text{ kHz}$, $\Gamma_3 = 36 \text{ MHz}$, $\Gamma_4 = 2.0 \text{ MHz}$, $\Omega_p = 3.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_4 = 0$ 。由

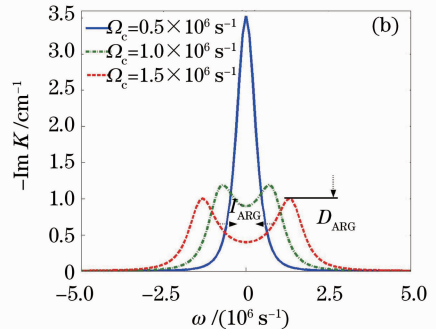


图 4 四能级 N 型 ARG 原子系统的色散和增益曲线。(a) $\text{Re} K$ 随 ω 的变化曲线; (b) $-\text{Im} K$ 随 ω 的变化曲线
Fig. 4 Dispersion and gain spectra of the four-level N-type ARG system. (a) $\text{Re} K$ as a function of ω ; (b) $-\text{Im} K$ as a function of ω

图 4(a)可知,对于较弱的耦合光($\Omega_c=0.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$)系统的色散曲线和三能级 Λ 型的类似,在信号场的中心频率($\omega=0$)附近呈现正常色散,且斜率较大,所以脉冲的群速度为远小于 c 的正值,对应于慢光。随着耦合光的增大($\Omega_c=1.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$),斜率逐渐减小,脉冲的群速度不断增加。当继续增大耦合光($\Omega_c=1.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$),信号场的中心频率附近呈现反常色散,脉冲具有负的群速度,对应于快光。由图 4(b)可知,对于较弱的耦合光($\Omega_c=0.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$)系统的增益曲线和三能

级 Λ 型的类似,在信号场的中心频率处($\omega=0$)呈现增益单峰。随着耦合光的增大($\Omega_c=1.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$),原来的单峰劈裂成双峰结构,即出现增益窗口,从而在脉冲中心频率处形成增益极小值。当继续增大耦合光($\Omega_c=1.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$)时,增益窗口进一步加深,宽度进一步增大。

与三能级体系不同的是,四能级体系 $K(\omega)$ 的虚部可以分解为

$$\text{Im } K = -\frac{\kappa |\Omega_p|^2}{(|\Omega_p|^2 + |d_3|^2)} \left\{ \frac{\gamma}{2} \left[\frac{1}{(\omega - \delta)^2 + \gamma^2} + \frac{1}{(\omega + \delta)^2 + \gamma^2} \right] + \frac{\gamma_2 - \gamma_4}{4\delta} \left[\frac{\omega - \delta}{(\omega - \delta)^2 + \gamma^2} - \frac{\omega + \delta}{(\omega + \delta)^2 + \gamma^2} \right] \right\}, \quad (15)$$

式中 $\delta = \sqrt{4|\Omega_c|^2 - (\gamma_2 - \gamma_4)^2}/2$, $\gamma = (\gamma_2 + \gamma_4)/2$ (令 $\Delta_2 = \Delta_1 = 0$)。(15)式的前两项对应于 Autler-Townes (AT) 劈裂产生的贡献,后两项表示激发态向缀饰态(即亚稳态 $|2\rangle$ 、耦合场以及低激发态 $|4\rangle$ 组成的一对缀饰态)跃迁通道的相干,是一种类似于 EIT 体系中那样由耦合场所诱导的量子干涉效应。因此,四能级 N 型系统的增益窗口产生的原因是 AT 劈裂和量子干涉的共同作用结果。

根据上述结果易求得两峰值处的频率为 $\omega_{\max} = \pm \sqrt{4|\Omega_c|^2 - 2\gamma_4^2}/2$, 增益窗口的产生条件为(类似于 EIT 体系中的透明窗口产生条件)

$$|\Omega_c|^2 \geq \frac{2\kappa\gamma_4 |\Omega_p|^2}{|d_3|^2}. \quad (16)$$

同时,定义增益窗口的深度为(增益双峰极大值到极小值的距离)

$$D_{\text{ARG}} = \text{Im } K(\omega = \omega_{\max}) - \text{Im } K(\omega = 0) = \frac{4\kappa |\Omega_c|^2 |\Omega_p|^2}{\gamma_4 (4|\Omega_c|^2 - \gamma_4^2) |d_3|^2} - \frac{\kappa\gamma_4 |\Omega_c|^2}{|\Omega_c|^2 |d_3|^2}, \quad (17)$$

增益窗口的宽度为(增益双峰内侧半峰高之间的距离)

$$\Gamma_{\text{ARG}} = 2 \sqrt{4|\Omega_c|^2 - 2\gamma_4^2 + 2\gamma_4 \sqrt{4|\Omega_c|^2 - \gamma_4^2}}. \quad (18)$$

表 1 ARG 与 EIT 介质中的 $\chi_s^{(1)}$, $\chi_{ss}^{(3)}$ 和 $\chi_{sc}^{(3)}$ 的表达式

Table 1 Expressions of $\chi_s^{(1)}$, $\chi_{ss}^{(3)}$ and $\chi_{sc}^{(3)}$ in ARG and EIT systems

	ARG	EIT
$\chi_s^{(1)}$	$-\frac{N_a p_{23} ^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{i \Omega_p ^2}{\gamma_2 (\Omega_p ^2 + d_3 ^2)}$	$\frac{N_a p_{13} ^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{i\gamma_2}{ \Omega_p ^2 + \gamma_2 \gamma_3}$
$\chi_{ss}^{(3)}$	$\frac{N_a p_{23} ^4}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{i(2\gamma_2 \gamma_3 + \Omega_p ^2) \Omega_p ^2}{\gamma_2^2 (\Omega_p ^2 + d_3 ^2)^2}$	$-\frac{N_a p_{13} ^4}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{i\gamma_2 (\Omega_p ^2 + \gamma_2^2)}{(\Omega_p ^2 + \gamma_2 \gamma_3)^3}$
$\chi_{sc}^{(3)}$	$\frac{N_a p_{23} ^2 p_{24} ^2}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{d_4 \Omega_p ^2}{\gamma_2^2 (\Omega_p ^2 + d_3 ^2) d_4 ^2}$	$-\frac{N_a p_{13} ^2 p_{24} ^2}{\epsilon_0 \hbar^3} \frac{1}{(\Omega_p ^2 + \gamma_2 \gamma_3) \Delta_4}$

由(17)和(18)式知,增益窗口的宽度和深度均可通过调节 $|\Omega_c|^2$ 来实现。所以不同于三能级体系,四能级体系更有利于实现对色散和增益进行有效的控制。

3 四能级 N 型原子介质中的 Kerr 效应增强

ARG 介质采用了共振原子作为光场的传播媒介,因此 Kerr 非线性能够得到极大的增强。

信号场的极化率定义为

$$\chi_s = \frac{N_a |p_{23}|^2 a_3 a_2^*}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\Omega_s} \approx \chi_s^{(1)} + \chi_{ss}^{(3)} |E_s|^2 + \chi_{sc}^{(3)} |E_c|^2 + \dots, \quad (19)$$

式中 $\chi_s^{(1)}$ 为线性极化率, $\chi_{ss}^{(3)}$ 和 $\chi_{sc}^{(3)}$ 为三阶非线性极化率,分别刻画信号场的自相位调制和交叉相位调制。通过求解(12)式的稳态解以及利用粒子数守恒条件: $\sum_{j=1}^4 |a_j|^2 = 1$, 得到 $\chi_s^{(1)}$, $\chi_{ss}^{(3)}$ 和 $\chi_{sc}^{(3)}$ 的具体表达式如表 1 所示。

表 1 中同时列出了四能级 N 型 EIT 原子介质的 $\chi_s^{(1)}$, $\chi_{ss}^{(3)}$ 和 $\chi_{sc}^{(3)}$ 表达式。为简化运算,已经令双光子失谐为零(即 $\Delta_2 = 0$)。由 ARG 系统的表达式可得到下述结论:1) $\chi_s^{(1)}$ 的虚部为负值,表示信号场将获得线性增益;2) $\chi_{ss}^{(3)}$ 的虚部为正值,表示信号场将获得非线性吸收;3) $\chi_{sc}^{(3)}$ 的实部正比于 Δ_4 ;虚部为负值,表示提供非线性吸收。

利用体系的物理参数,可计算出上述自相位调制 [$\chi_{ss}^{(3)}$] 和交叉相位调制 [$\chi_{sc}^{(3)}$] 系数,它们可达到 $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-2}$ 的量级,比用 EIT 方案得到的结果约大 10 倍。所以利用 ARG 可以使 Kerr 非线性效应大大增强,而且比 EIT 方案更为有效。信号光通过单位介质产生的相移也可由耦合光控制,即

$$\phi_{\text{XPM}} = \frac{\omega_s L}{2c} \text{Re}(\chi_{sc}^{(3)}) |E_c|^2 = \frac{\kappa L \Delta_4 |\Omega_p|^2}{\gamma_2^2 |d_3|^2 |d_4|^2} |\Omega_c|^2, \quad (20)$$

式中 L 为介质的长度。(20)式可用于实现具有快速响应能力的非线性相移器^[24]及构造量子相位门^[27]。

4 主动拉曼增益介质中的快光孤子

由于 ARG 系统一方面具有很强的色散,另一方面又可产生很大的 Kerr 非线性,其中任何一个效应都会导致光脉冲的畸变。但是,可以利用两个效应的平衡来实现快光脉冲的保形传播。近年来,为了系统研究 ARG 介质中光的非线性传播特性,发展了研究快光传播的奇异摄动方法。该方法可以计入光与原子共振相互作用的各阶非绝热、非线性修正,具体计算过程可参阅文献^[25,26]。在若非线性近似下,四能级 N 型原子介质中信号场的包络函数所满足的演化方程为

$$i\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t}\right)U - \frac{1}{2}K_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + W |U|^2 U = 0, \quad (21)$$

式中 $U = \Omega_s \exp[i(Kz - \omega t)]$, W 为正比于 $\chi_{sc}^{(3)}$ 的非线性系数。

(21)式为非线性薛定谔(NLS)方程,但它的系数为复数。这样的方程即使有局域的非线性波解,这样的解也是很很不稳定的。但是,如果方程系数的实部远远大于虚部,即虚部只起微扰作用,那么就有可能得到相当稳定的孤子解,这样的解能在相当长的传播距离内保持波形不变。事实上,在由于耦合场所诱导的量子干涉效应可使上述 NLS 方程的实部远大于其虚部,从而在 ARG 体系内可实现稳定的孤子传播。(21)式的单孤子解为

$$\Omega_s = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{\frac{|K_2|}{|W|}} \text{sech}\left[\frac{1}{\tau_0}\left(t - \frac{z}{|V_g|}\right)\right] \times \exp\left(iK_0 z - i\frac{z}{2L_D}\right), \quad (22)$$

式中 $L_D = \tau_0^2 / |K_2|$ 为介质的色散长度, τ_0 为信号光的脉冲宽度。

利用一个具体例子对方程的系数做进行估算。室温下⁸⁷Rb 的系统参数可取为 $\Gamma_2 = 300 \text{ Hz}$, $\Gamma_3 = 500 \text{ MHz}$ 以及 $\Gamma_4 = 30 \text{ MHz}$ 。另外,取 $\kappa = 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Omega_p = \Omega_c = 2.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_4 = -1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 和 $\tau_0 = 3.5 \times 10^{-6} \text{ s}$ 。由此得到 $K_0 = -(0.25 + i0.004 \times 10^{-3}) \text{ cm}^{-1}$, $K_1 = -(6.15 + i0.18) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}$, $K_2 = -(3.08 + i0.14) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2$ 和 $W = -(7.58 + i0.12) \times 10^{-16} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^2$ 。可见,方程系数的实部确实远远大于相应的虚部。同时, $V_g = -5.4 \times 10^{-5} c$, 即所得孤子为快光孤子。另外,通过计算可得产生一个超光速光孤子所需要的输入功率 P , 结果得到 $P = 1.4 \mu\text{W}$ 。因此,产生一个快光孤子所需要的输入功率非常低,调节体系参数可使其达到单光子的水平。而在普通介质,如光纤和光波导,中产生光孤子所需要的输入功率大致在千瓦甚至兆瓦量级。

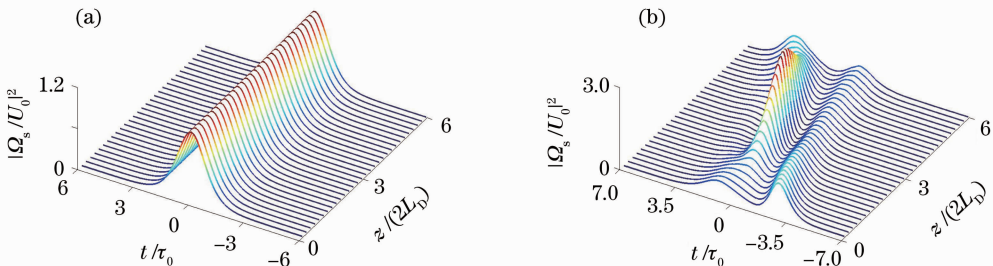


图 5 (22)式的数值模拟结果。(a)单个孤子的演化;(b)两个孤子间的相互作用

Fig. 5 Numerical simulations of Eq. (22). The evolution of a single soliton (a) and the interaction between two solitons (b)

为了验证所得结果,可令孤子解(22)式作为(21)式的初始条件,对(21)式进行数值模拟。模拟的结果如图5(a)所示,初始条件为 $\Omega_s = U_0 \operatorname{sech}(t/\tau_0)$,可见孤子具有很好的稳定性。两孤子间的相互作用模拟结果如图5(b)所示,初始条件为 $\Omega_s = 1.2U_0 \operatorname{sech}(t/\tau_0 + 3) + 0.8U_0 \operatorname{sech}(t/\tau_0 - 3)$ 。 $U_0 = 1.0 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 。

5 结 论

简单介绍了最近发展的 ARG 介质中快光传播的非线性理论。以三能级 Λ 型和四能级 N 型原子体系为例,首先对信号光场在介质中的线性传播特性的进行了阐述,指出两个体系都可实现群速度为负值的快光传播,但在四能级体系中由于额外耦合光场的引入可导致量子干涉效应,从而使得信号光场的单峰增益谱线劈裂为双峰结构。利用该特性可实现共振点附近介质增益的有效抑制及介质色散特性的有效控制。其次介绍了在四能级体系中利用 ARG 获得 Kerr 非线性效应的显著增强。最后介绍了 ARG 体系中弱光的非线性传播。通过体系的色散与 Kerr 非线性效应的平衡可实现光学厚介质中非线性光脉冲的稳定传播,特别是形成弱光水平下的快光孤子。

基于 ARG 体系的快光非线性光学研究目前还处于起步阶段。在理论上还有许多课题值得深入研究,例如基于快光的室温下 Doppler 效应对快光传播的影响,高维时空孤子的形成与传播等。另外,基于 ARG 的快光在光与量子信息处理与传输中的应用(包括快光存储、多波混频和量子相位门等)也是有趣的研究课题。

参 考 文 献

- 1 E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy [J]. *Progress in Optics*, 1996, **35**: 257~354
- 2 O. Kocharovskaya. Amplification and lasing without inversion [J]. *Physics Reports*, 1992, **219**(3-6): 175~190
- 3 M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency; optics in coherent media[J]. *Review Modern Physics*, 2005, **77**(2): 633~673
- 4 L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton *et al.*. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, **397**(6720): 594~598
- 5 C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi *et al.*. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature*, 2001, **409**(6819): 490
- 6 C. Ottaviani, D. Vitali, M. Artoni *et al.*. Polarization phase

- gate with a tripod atomic system[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(19): 197902
- 7 M. D. Lukin, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov *et al.*. Spectroscopy in dense coherent media: line narrowing and interference effects[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **79**(16): 2959
- 8 Lord Rayleigh. On the velocity of light [J]. *Nature*, 1881, **25**: 52
- 9 L. Brillouin. Wave Propagation and Group Velocity[M]. New York: Academic Press, 1960
- 10 M. D. Stenner, D. J. Gauthier, M. A. Neifield. The speed of information in a "Fast-light" optical medium[J]. *Nature*, 2003, **425**(6959): 695~698
- 11 L. -G. Wang, N.-H. Liu, Q. Lin *et al.*. Superluminal propagation of light pulses: a result of interference[J]. *Phys. Rev. E*, 2003, **68**(6): 066606
- 12 C. G. B. Garrett, D. E. McCumber. Propagation of a Gaussian light pulse through an anomalous dispersion medium[J]. *Phys. Rev. A*, 1970, **1**(2): 305~313
- 13 S. Chu, S. Wong. Linear pulse propagation in an absorbing medium[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**(11): 738~741
- 14 A. M. Steinberg, R. Y. Chiao. Dispersionless, highly superluminal propagation in a medium with a gain doublet[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(3): 2071~2075
- 15 L. J. Wang, A. Kuzmich, A. Dogariu. Gain-assisted superluminal light propagation[J]. *Nature*, 2000, **406**(6793): 277~279
- 16 R. W. Boyd, D. J. Gauthier. "Slow" and "fast" light [J]. *Progress in Optics*, 2002, **43**: 497~530
- 17 H. G. Winful. Tunneling time, the Hartman effect, and superluminality: a proposed resolution of an old paradox[J]. *Physics Reports*, 2006, **436**(1-2): 1~69
- 18 A. M. Akulshin, R. J. McLean. Fast light in atomic media [J]. *J. Opt.*, 2010, **12**: 104001
- 19 M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, R. W. Boyd. Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid [J]. *Science*, 2003, **301**(5630): 200~202
- 20 P. W. Milonni. Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light [M]. London: Institute of Physics, 2005
- 21 S. E. Harris, Y. Yamamoto. Photon switching by quantum interference[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(17): 3611~3614
- 22 M. D. Lukin, P. R. Hemmer, M. Lofler *et al.*. Resonant enhancement of parametric processes via radiative interference and induced coherence [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **8**(13): 2675~2678
- 23 J.-F. Roch, K. Vigneron, Ph. Grelu *et al.*. Quantum nondemolition measurements using cold trapped atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(4): 634~637
- 24 L. Deng, M. G. Payne. Gain-assisted large and rapidly responding kerr effect using a room-temperature active raman gain medium [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**(25): 253902
- 25 G. Huang, C. Hang, L. Deng. Gain-assisted superluminal optical solitons at very low light intensity[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(1): 011803
- 26 C. Hang, G. Huang. Giant Kerr nonlinearity and weak-light superluminal optical solitons in a four-state atomic system with gain doublet[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(3): 2952~2966
- 27 C. Hang, G. Huang. Highly entangled photons and rapidly responding polarization qubit phase gates in a room-temperature active Raman gain medium[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **82**(5): 053818