

# $\Lambda$ 型三能级原子系统中 Raman 跃迁 增强的 Kerr 非线性效应\*

武海斌 常 宏 马 杰 谢常德 王 海†

(山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,太原 030006)

(2004 年 11 月 6 日收到,2005 年 3 月 14 日收到修改稿)

在理论上研究了  $\Lambda$  型三能级原子系统 Raman 跃迁中的线性和非线性极化率.研究表明:Raman 跃迁中,如果原子完全被抽运到与控制光作用的基态时,将导致介质对探针光的线性极化率为零,而三阶非线性极化率不为零.通过减小原子两基态间的无辐射衰减速率  $\gamma_{12}$ ,可以极大地增强交叉 Kerr 非线性效应.

关键词:电磁感应透明, Raman 跃迁, 交叉 Kerr 非线性效应

PACC: 4250, 4265

## 1. 引 言

介质有效的 Kerr 非线性光学效应是进行全光学及量子逻辑运算的重要物理手段<sup>[1-4]</sup>.在通常情况下,介质的 Kerr 非线性系数很小,难以获得足够大的非线性条件相移<sup>[3]</sup>.将光调谐到与介质近共振的频率处可以增强非线性光学效应,但近共振处介质的吸收很强,使光学信号显著降低,同时还会增加器件的热效应,不利于全光学器件集成.尤其是对基于交叉 Kerr 非线性效应的量子逻辑运算过程<sup>[2]</sup>,要求在单光子能量水平上达到  $180^\circ$  的条件相移<sup>[3]</sup>,因此在弱光条件下获得强的非线性效应对实现全光学开关及光量子逻辑运算具有重要的意义.近年来,电磁感应透明(emagnetic induced transparency, EIT)增强的 Kerr 非线性光学效应引起了人们极大的关注<sup>[5-15]</sup>.EIT 是指:当两束光(探针光和耦合光)耦合到一个  $\Lambda$  型三能级原子系统中时,由于原子的量子相干效应,导致对探针光强烈吸收的介质在双光子共振中心处产生了一个透明窗口.由于量子相干效应对光强和频率非常敏感,微弱的光强变化就会导致介质折射率发生很大的改变,即 EIT 介质存在着强烈的 Kerr 非线性效应.实验测量表明,三能级 EIT 介质的交叉和自 Kerr 非线性折射率可达  $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ <sup>[16-18]</sup>.同时,线性极化率和非线性极化率

易于相干控制<sup>[15-18]</sup>.利用这一特性,人们实现了双稳迟滞曲线的可控移动,并在此基础上完成了光学信号的存储<sup>[19,20]</sup>.但在 EIT 过程中,由于原子退相干效应的存在,透明效果并不能达到 100%,增强的非线性效应通常伴随着吸收现象<sup>[18]</sup>.

不仅 EIT 过程可导致介质的线性和非线性极化率发生很大的变化,Raman 跃迁也可以极大地改变介质的极化率.最近,Wang 等<sup>[21]</sup>利用频率接近的两个抽运光与三能级原子相互作用产生双 Raman 增益峰,在铯原子蒸气中实现了超光速的传播.Deng 等<sup>[22-24]</sup>研究了 Raman 过程中由原子相干导致的强色散效应,观察到了显著的光减速现象.与 EIT 过程相比,在热原子蒸气中利用 Raman 双光子共振过程减速,可以进一步减小吸收<sup>[24]</sup>.由于 Raman 过程中同样存在着原子相干导致的强色散效应,这就同样会引起强的 Kerr 非线性效应.本文在理论上研究了 Raman 跃迁中的交叉 Kerr 非线性折射率及其与原子两基态无辐射衰减速率之间的关系.研究表明:Raman 跃迁中,如果原子被完全抽运到与控制光作用的基态时,将导致介质对探针光的线性极化率为零,而三阶非线性极化率不为零.通过减小原子两基态的无辐射衰减速率  $\gamma_{12}$ ,可以极大地增强交叉 Kerr 非线性效应.Raman 跃迁过程中这种无吸收、线性极化率被抑制而交叉 Kerr 非线性折射率被增强的特

\* 国家自然科学基金(批准号 60325414),山西省自然科学基金(批准号 20031007)和山西省留学归国人员基金资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: wanghai@sxu.edu.cn

性将在全光学开关中有着重要的应用价值.

## 2. 理论计算

考虑如图 1 所示的三能级  $\Lambda$  型原子系统,  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  为原子基态,  $|3\rangle$  为激发态. 频率为  $\omega_c$  的强控制光作用于能级  $|2\rangle - |3\rangle$  的共振跃迁线上, 其拉比频率为  $2\Omega$  ( $\Omega = \frac{\mu_{23} E_c}{2\hbar}$ ). 频率为  $\omega_p$  的弱探针光作用于能级  $|1\rangle - |3\rangle$  共振跃迁线上, 其拉比频率为  $2g$  ( $g = \frac{\mu_{13} E_p}{2\hbar}$ ). 这里,  $E_c$  和  $E_p$  分别表示耦合光和探针光光场的场强,  $\mu_{23}$  和  $\mu_{13}$  分别表示能级  $|2\rangle - |3\rangle$  和能级  $|1\rangle - |3\rangle$  的跃迁偶极矩. 双光子失谐定义为

$$\Delta = \Delta_p - \Delta_c,$$

其中单光子失谐  $\Delta_p$ ,  $\Delta_c$  分别表示探针光和耦合光的失谐

$$\Delta_p = \omega_p - \omega_{31},$$

$$\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}.$$

这里,  $\omega_{31}$  和  $\omega_{32}$  分别为能级  $|3\rangle - |1\rangle$  和能级  $|3\rangle - |2\rangle$  的共振跃迁频率.  $\gamma_{31}$  ( $\gamma_{32}$ ) 是态  $|3\rangle$  向态  $|1\rangle$  ( $|2\rangle$ ) 的自发衰减速率,  $\gamma_{12}$  是两基态的无辐射衰减速率.

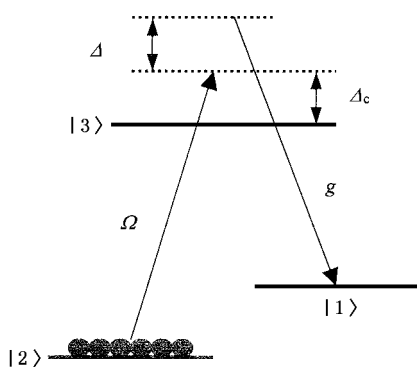


图 1  $\Lambda$  三能级原子 Raman 系统的能级图.  $\Delta$  为双光子失谐,  $\Delta_c$  和  $\Delta_p$  分别为耦合光和探针光的失谐,  $2g$  和  $2\Omega$  分别为探针光和耦合光的拉比频率.

与探针光和控制光耦合的三能级原子系统的哈密顿量可写为

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1,$$

式中,  $H_0$  为自由项,  $H_1$  为相互作用项.

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_1 |1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2 |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3 |3\rangle\langle 3|,$$

$$\hat{H}_1 = -\hbar[\Omega e^{-i\omega_c t} |3\rangle\langle 2| + g e^{-i\omega_p t} |3\rangle\langle 1| + \text{H.C.}].$$

在偶极近似和旋转波近似下, 密度矩阵的运动方程为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \gamma_{31}\rho_{33} + i g(\rho_{31} - \rho_{13}), \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma_{32}\rho_{33} + i \Omega(\rho_{32} - \rho_{23}), \\ \dot{\rho}_{33} &= -(\gamma_{31} + \gamma_{32})\rho_{33} + i g(\rho_{13} - \rho_{31}) \\ &\quad + i \Omega(\rho_{23} - \rho_{32}), \\ \dot{\rho}_{12} &= -[\chi(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{12}]\rho_{12} \\ &\quad - i \Omega\rho_{13} + i g\rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -(i\Delta_p + \gamma_{13})\rho_{13} - i \Omega\rho_{12} \\ &\quad + i g(\rho_{33} - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{23} &= -(i\Delta_c + \gamma_{23})\rho_{23} - i g\rho_{21} \\ &\quad + i \Omega(\rho_{33} - \rho_{22}), \\ \rho_{ij} &= \rho_{ji}^*, \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &= 1. \end{aligned} \quad (1)$$

在初始时刻, 原子被抽运到  $|2\rangle$  态上, 即  $\rho_{22} = 1$ . 随后, 探针光作用于能级  $|1\rangle - |3\rangle$  共振跃迁上, 但由于  $|1\rangle$ ,  $|3\rangle$  态上的原子布居数均为零, 故原子介质在探针光频率处的极化率为零 ( $\rho_{13} = 0$ ). 当控制光作用于  $|2\rangle - |3\rangle$  能级时,  $|1\rangle$ ,  $|3\rangle$  态上的原子布居数迅速发生变化, 原子介质在探针光频率处的极化率在瞬间由零变为一稳态值, 这种由控制光引起的探针光极化率的改变正是交叉 Kerr 非线性效应. 当系统进入稳态时,  $\dot{\rho}_{ij} = 0$ , 我们用迭代法求解三能级原子的运动方程<sup>[16]</sup>. 假设初始状态的原子布居数为  $\rho_{22} = 1$ ,  $\rho_{11} = \rho_{33} = 0$ , 代入方程(1)可得(对  $g$  保留到一阶, 而对  $\Omega$  则保留所有阶)

$$\rho_{13} = \frac{-i g \Omega^2}{(i\Delta_c - \gamma_{23})\chi(i\Delta_p + \gamma_{13})\chi[(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{12}] + \Omega^2} \quad (2)$$

根据密度矩阵元和极化率的关系  $\chi E_p = N\mu_{31}\rho_{13}$  (其中  $N$  为原子的密度), 并将拉比频率的表达式

$$g = \frac{\mu_{13} \cdot E_p}{2\hbar}$$

代入(2)式, 我们得到原子在频率  $\omega_p$  处的极化率

$$\chi = \frac{-i N \mu_{31} \Omega^2}{2\hbar(i\Delta_c - \gamma_{23})\chi(i\Delta_p + \gamma_{13})\chi[(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{12}] + \Omega^2} \quad (3)$$

对于 Raman 跃迁, 有  $\Delta_p \approx \Delta_c \gg \gamma_{13}$ ,  $\gamma_{23} \ll \Omega$ , 对方程(3)按  $\Omega^2$  进行幂级数展开, 并将拉比频率的表达式

$$\Omega = \frac{\mu_{23} E_c}{2\hbar}$$

代入可得

$$\begin{aligned} \chi &= \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} E_c^2 \\ &= \frac{iN\mu_{31}^2 \mu_{23}^2}{8\hbar^3} \frac{E_c^2}{\Delta_c^2 [(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{12}]} \end{aligned} \quad (4)$$

式中,  $\chi^{(1)}$  为介质的线性极化率,  $\chi^{(3)}$  为介质的三阶非线性极化率. 从方程(4)我们可以看到在 Raman 跃迁中  $\chi^{(1)} = 0$ , 即线性极化率为零, 而三阶非线性极化率

$$\chi^{(3)} = \frac{iN\mu_{31}^2 \mu_{23}^2}{24\hbar^3 \Delta_c^2 [(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{12}]} \quad (5)$$

由三阶极化率与折射率和吸收(增益)系数的关系<sup>[25]</sup>

$$\begin{aligned} n_2 &= \frac{12\pi^2}{n_0 c} \text{Re}\chi^{(3)}, \\ \alpha &= \frac{4\pi\omega_p}{c} \text{Im}\chi^{(3)}. \end{aligned} \quad (6)$$

可得到 Raman 过程中的 Kerr 非线性折射率  $n_2$  和增

益系数  $G$ ,

$$\begin{aligned} n_2 &= \frac{\pi^2 N \mu_{31}^2 \mu_{23}^2 \Delta}{2n_0^2 c \hbar^3 \Delta_c^2 [\Delta^2 + \gamma_{12}^2]}, \\ G &= \alpha = \frac{\pi\omega_p N \mu_{31}^2 \mu_{23}^2 \gamma_{12}}{6c \hbar^3 \Delta_c^2 [\Delta^2 + \gamma_{12}^2]}. \end{aligned} \quad (7)$$

我们以碱金属原子为例估算了 Raman 过程中原子介质中交叉 Kerr 非线性折射率随探针光频率  $\Delta_p$  变化的关系. 取  $\gamma_{13} = \gamma_{23} = \gamma_0$ ,  $\mu_{13} \approx \mu_{23} = \mu$ ,  $\gamma_0 = 6 \text{ MHz}$ ,  $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Delta_c = 50\gamma_0$ ,  $\mu = 1.2ea_0$ , 控制光场拉比振荡频率  $\Omega = 2\gamma_0$ , 探针光场拉比振荡频率  $g = 0.1\gamma_0$ , 我们计算了介质的交叉 Kerr 非线性折射率随探针光频率  $\Delta_p$  变化的关系曲线, 结果如图 2 所示. 从图 2 可以清晰地看到, 在双光子近共振处,  $n_2$  随双光子频率失谐的变化非常剧烈. 比较图 2 (a)(b)(c) 可以发现: 介质非线性 Kerr 折射率  $n_2$  与原子两基态无辐射跃迁速率  $\gamma_{12}$  有着很大的关系, 当  $\gamma_{12}$  减小时,  $n_2$  的最大值显著增加, 而且色散曲线更陡, 变化更加剧烈.

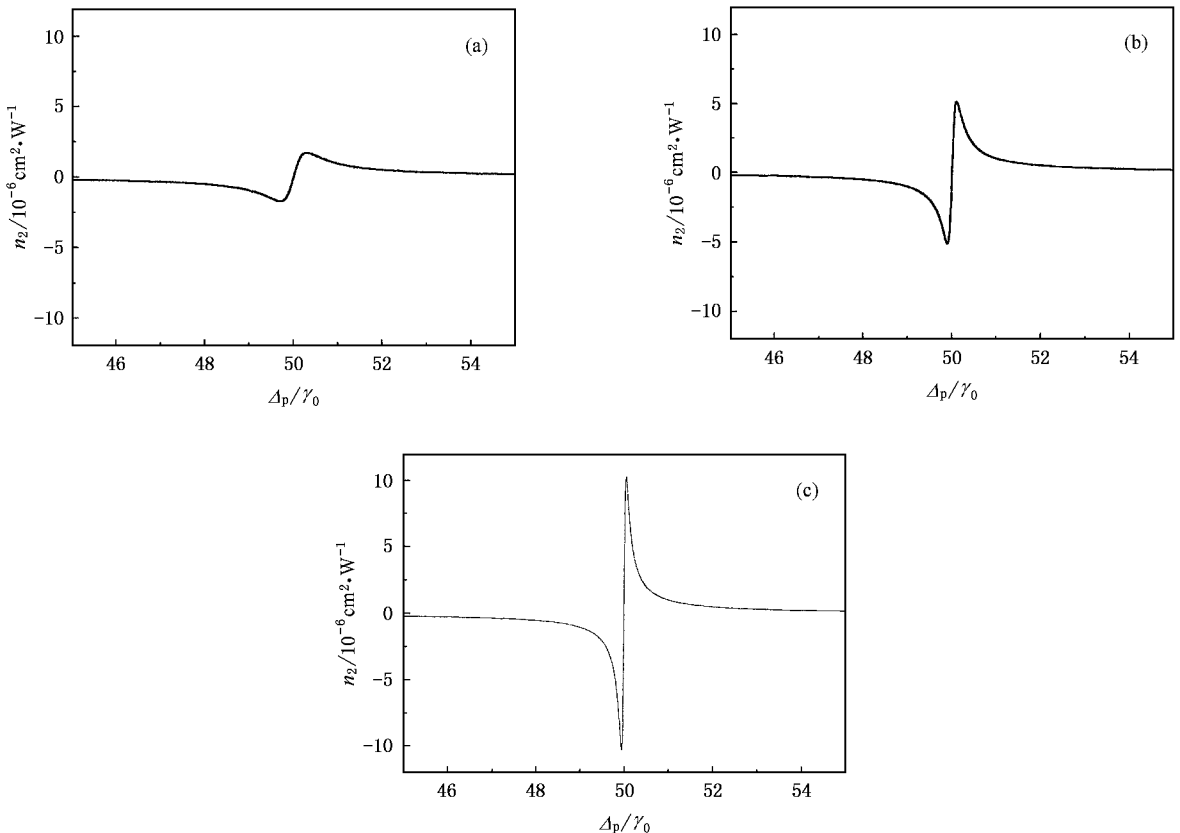


图 2 非线性折射率  $n_2$  与探针光频率失谐  $\Delta_p$  的关系曲线  $\Omega = 2\gamma_0$ ,  $g = 0.1\gamma_0$ ,  $\Delta_c = 50\gamma_0$ ,  $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_0 = 6 \text{ MHz}$ . (a)  $\gamma_{12} = 0.3\gamma_0$  (b)  $\gamma_{12} = 0.1\gamma_0$  (c)  $\gamma_{12} = 0.05\gamma_0$

我们还计算了介质增益系数随双光子频率失谐的变化关系, 结果如图 3 所示, 正的增益系数说明在 Raman 跃迁中介质将对探针光产生放大作用. 因此在 Raman 跃迁导致的强烈非线性作用过程中, 介质对探针光不存在着吸收而是存在着放大. 这一特性与传统的非线性介质不同, 探针光在获得非线性相移的同时光信号被放大, 这在全光学开关上有着重要的应用价值.

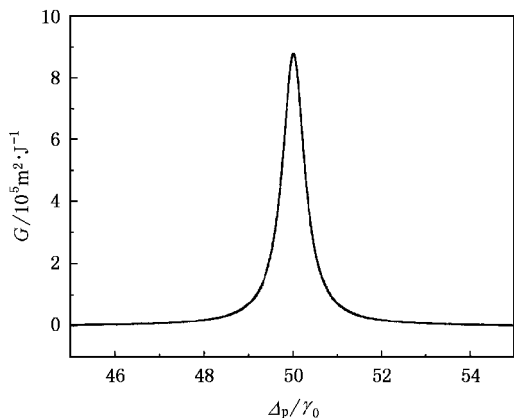


图 3 增益与探针光的频率失谐  $\Delta_p$  的关系曲线  $\Omega = 2\gamma_0$ ,  $g = 0.1\gamma_0$ ,  $\Delta_c = 50\gamma_0$ ,  $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_{12} = 0.3\gamma_0$ ,  $\gamma_0 = 6 \text{ MHz}$ ,  $\omega_p = 2\pi \times 3.77 \text{ THz}$

在 (7) 式中对  $\Delta_p$  求导数, 可得到当双光子失谐  $\Delta = \gamma_{12}$  时,

$$\frac{dn_2}{d\Delta_p} = 0.$$

由此得到  $n_2$  的最大值,

$$n_2 \Big|_{\Delta=\gamma_{12}} = \frac{\pi^2 N \mu^4}{4 n_0^2 c \hbar^3 \Delta_c^2 \gamma_{12}}. \quad (8)$$

图 4 是  $n_2$  最大值 ( $n_2 \Big|_{\Delta=\gamma_{12}}$ ) 随  $\gamma_{12}$  变化的关系曲线. 由图 4 可见, 随着  $\gamma_{12}$  减小,  $n_2 \Big|_{\Delta=\gamma_{12}}$  增大. 因此, 减小原子两基态间的无辐射跃迁速率可以极

大地提高介质的交叉 Kerr 非线性折射率. 实验中可以通过向原子介质中充缓冲气体的方法, 显著减小原子两基态间的无辐射跃迁速率<sup>[26]</sup>, 提高介质的交叉 Kerr 非线性折射率.

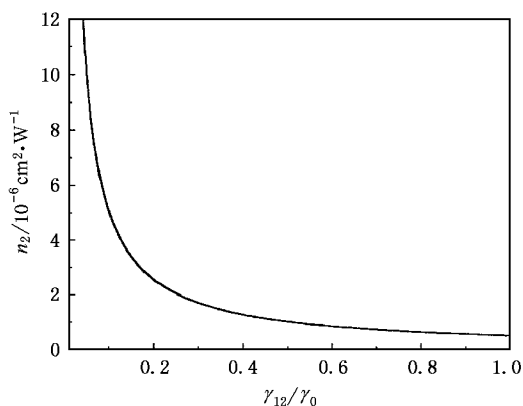


图 4 非线性折射率  $n_2$  与两基态间的无辐射跃迁速率  $\gamma_{12}$  的关系曲线 双光子失谐  $\Delta = \gamma_{12}$ ,  $\Omega = 2\gamma_0$ ,  $g = 0.1\gamma_0$ ,  $\Delta_c = 50\gamma_0$ ,  $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\gamma_0 = 6 \text{ MHz}$

### 3. 结 论

对于  $\Lambda$  型三能级原子系统, 我们计算了 Raman 跃迁中的交叉 Kerr 非线性折射率. 研究表明, 在 Raman 跃迁中存在着如下特性: (1) Raman 跃迁中, 如果原子被完全抽运到与控制光相互作用的基态时, 将导致介质对探针光的线性极化率为零, 而三阶非线性极化率不为零. (2) 在近双光子共振处介质对探针光不是吸收而是存在着放大. (3) 调谐探针光频率, 使双光子频率失谐等于原子的无辐射衰减速率  $\gamma_{12}$  时, 交叉 Kerr 非线性折射率达到最大, 且最大值随着  $\gamma_{12}$  的减小而被极大地增强. Raman 跃迁过程中这种无吸收、线性极化率被抑制而交叉 Kerr 非线性折射率被增强的特性对全光学开关有着重要的应用价值.

[1] Xiao M, Wang H, Goorskey D 2002 *Opt. Photon. News* **13** 33-44

[2] Ottaciani C, Vitali D, Artoni M *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 197902

[3] Schmidt H, Imamoglu A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1936

[4] Imamoglu A, Schmidt H, Woods G *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1467

[5] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107

[6] Bollor K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593

[7] Gea-Banacloche J, Li Y Q, Jin S Z *et al* 1995 *Phys. Rev. A* **51** 576

[8] Xiao F, Guo H, Li L *et al* 2004 *Phys. Lett. A* **327** 15

[9] Tu X H, Wang J, Jiang K J *et al* 2003 *Chin. Phys. Lett.* **11** 1954

[10] Zhang Y L, Jiang L, Sun Z R *et al* 2003 *Chin. Phys.* **12** 174

[11] Xiao F, Guo R M, Li L M *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 36

- [ 12 ] Zhao J M , Yin W B , Wang L R *et al* 2002 *Chin. Phys.* **11** 241
- [ 13 ] Li Y Q , Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2703
- [ 14 ] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [ 15 ] Kang H , Zhu Y F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 093601
- [ 16 ] Wang H , Goorskey D , Xiao M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 073601 ;  
Wang H , Goorskey D , Xiao M 2002 *Opt. Lett.* **27** 1354
- [ 17 ] Wang H , Goorskey D , Xiao M 2002 *J. Mod. Opt.* **49** 335
- [ 18 ] Chang H , Du Y J , Yao J Q *et al* 2004 *Europhys. Lett.* **65** 485
- [ 19 ] Joshi A , Yang W G , Xiao M 2003 *Phys. Rev. A* **68** 015806 ;Brown  
A , Joshi A , Xiao M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1301
- [ 20 ] Chang H , Wu H B , Xie C D *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93**  
213901
- [ 21 ] Wang L J , Kuzmich A , Dogariu A 2000 *Nature* **406** 277
- [ 22 ] Payne M G , Deng L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 031802
- [ 23 ] Deng L , Hagley E W , Kozuma M *et al* 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81**  
1168
- [ 24 ] Kozuma M , Akamatsu D , Deng L *et al* 2002 *Phys. Rev. A* **66**  
031801
- [ 25 ] Boyd R W 1992 *Nonlinear Optics* ( London :Academic Press )
- [ 26 ] Brandt S , Nagel A , Wynands R *et al* 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1063

## Enhanced Kerr nonlinear effect of Raman transition in a $\Lambda$ -type three-level atomic system \*

Wu Hai-Bin Chang Hong Ma Jie Xie Chang-De Wang Hai<sup>†</sup>

( State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices , Institute of Opto-electronics , Shanxi University , Taiyuan 030006 ,China )

( Received 6 November 2004 ;revised manuscript received 14 March 2005 )

### Abstract

We report a theoretical study of linear and nonlinear susceptibilities of Raman transition in a  $\Lambda$ -type three-level atomic system. In the Raman transition , if the population of atoms is all prepared in the ground state which interacts with the control light , the linear susceptibility equals zero , while the third-order nonlinear susceptibility does not equal zero. By decreasing the nonradiative decay rate  $\gamma_{12}$  between the two ground states of the atoms , the Kerr nonlinear refractive index for cross-phase modulation can be significantly enhanced.

**Keywords** : electromagnetic induced transparency , Raman transition , nonlinear effect for cross-phase modulation

**PACC** : 4250 , 4265

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60325414 ) , Natural Science Foundation of Shanxi Province , China ( Grant No.20031007 ) , and the Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars of Shanxi Province ,China.

<sup>†</sup>Corresponding author. E-mail :wanghai@sxu.edu.cn