

四能级原子系统中的电磁诱导吸收^{*}

王 丽 宋海珍

(南阳师范学院物理系, 南阳 473061)

(2005 年 11 月 30 日收到 2006 年 4 月 20 日收到修改稿)

以三个电偶极跃迁(中间跃迁作为探测跃迁、两边分别是耦合跃迁和控制跃迁)构成 N 型四能级系统为例, 研究介质对探测光的吸收. 揭示了在 N 型四能级系统中, 既可产生电磁诱导吸收又可产生电磁诱导透明. 这不仅取决于非相干转移率的大小, 而且还取决于耦合场、控制场的强度和第四个简并能级的衰减速率大小.

关键词: 电磁诱导吸收, 电磁诱导透明, 原子相干的自发转移, 能级的衰减速率

PACC: 4250

1. 引 言

原子相干效应是光与原子相互作用的一种重要物理现象, 近年来备受关注. 它在原子冷却、测磁学、增强原子色散、原子量子态的相干布居传输、光速减慢及增强、原子纠缠的产生以及量子开关等方面有重要的应用价值. 原子相干产生了许多新的效应, 如电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, 简称 EIT)^[1-3] 和电磁诱导吸收 (electromagnetically induced absorption, 简称 EIA)^[4,5]. EIT 和 EIA 是一对性质相对立的相干效应, 其中以 EIT 为基础的各种新型非线性光学效应不断涌现^[6-14]. 业已表明^[15-18], EIT 是基于原子相干对吸收的相消干涉. 一个典型的模型是 Λ 型三能级系统, 两个电偶极跃迁中一个采用强相干场耦合作为耦合跃迁, 另一个跃迁用弱场进行探测作为探测跃迁. 这样, 在两个基态之间具有双向激发通道. 在双光子共振条件下, 量子相干导致这个双向激发过程之间理想的相消干涉.

在 N 型四能级原子系统中, 一个弱耦合场同时驱动简并的 1—2 跃迁和 3—4 跃迁, 2—3 跃迁利用一个更弱的场进行探测. 研究发现^[4,5,19], 激发态相干到基态相干的自发转移导致吸收的增强. 为获得这样的系统, 只要在简并的二能级系统中满足激发态能级的总角动量大于基态能级总角动量的条件即可. Taichenachev 等^[20] 利用激发态相干到基态相干的

自发转移解释了 EIA, Failache 等^[21] 在实验上对此进行了证实. 利用修饰态表象研究结果表明^[22] EIA 是基于原子相干对吸收的相长干涉. 本文所研究的系统是: 一个耦合场驱动简并的 1—2 跃迁, 一个控制场驱动简并的 3—4 跃迁. 在不同的条件下 (即耦合场、控制场的拉比频率与第四个简并能级的衰减率不同), 四能级原子系统中原子相干对介质吸收的影响不同, 即是原子相干对吸收由相长干涉转变为相消干涉, 亦即由 EIA 转变为 EIT.

2. 模型与方程

考虑如图 1 所示的均匀展宽的四能级原子系统, 能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 是没有弛豫的简并基态能级, 能级 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$ 是简并的激发态能级. 原子受到三个光场的作用

$$E(r, t) = E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + E_3 \exp(-i\omega_3 t) + \text{c. c.} \quad (1)$$

在由激发态到基态的跃迁中, 由于选择定则 1—4 跃迁是偶极禁止的. 在方程 (1) 中, 假定第一项和第三项较大, 分别作为耦合场和控制场, 耦合场驱动 1—2 跃迁, 控制场驱动 3—4 跃迁. 第二项作为探测场, 激发 2—3 跃迁. 这里 E_1, E_2, E_3 和 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 分别是耦合场、探测场、控制场的振幅和频率. 在相互作用绘景和旋波近似下, 系统哈密顿量为

$$H = \hbar \Delta_1 \sigma_{22} + \hbar (\Delta_1 - \Delta_2) \sigma_{33} + \hbar (\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3) \sigma_{44}$$

^{*} 河南省自然科学基金 (批准号 20611055400, 0311012700) 和南阳师范学院高层次人才科研启动基金 (批准号 NYTC2004K13) 资助的课题.

$$- \hbar (\Omega_1 \sigma_{21} + \Omega_1^* \sigma_{12} + \Omega_2 \sigma_{23} + \Omega_2^* \sigma_{32} + \Omega_3 \sigma_{43} + \Omega_3^* \sigma_{34}), \quad (2)$$

式中, $\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_2$ 和 $\Delta_3 = \omega_{43} - \omega_3$ 是原子-场耦合的失谐量, 且 $\Delta_1 = \Delta_3$; $2\Omega_1$, $2\Omega_2$ 和 $2\Omega_3$ 分别是耦合场、探测场和控制场的拉比频率. 系统的约化密度矩阵主方程为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + r_{21} l_{12}^{21} \rho + \gamma_{23} l_{32}^{23} \rho + \gamma_{43} l_{34}^{43} \rho + b\gamma_0 l_{12}^{43} \rho, \quad (3)$$

式中, γ_{21} 和 γ_{23} 分别是激发态 $|2\rangle$ 自发衰减到基态 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的速率, γ_{43} 是激发态 $|4\rangle$ 自发衰减到基态 $|3\rangle$ 的速率, γ_0 是激发态相干转移到基态相干的相干转移速率; $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ 是原子极化算符 ($i \neq j$) 和布居算符 ($i = j$),

$$l_{ij}^{ji} \rho = \frac{1}{2} (2\sigma_{ij}\rho\sigma_{ji} - \sigma_{ji}\sigma_{ij}\rho - \rho\sigma_{ji}\sigma_{ij}) \quad (i = 1, 3; j = 2, 4) \quad (4)$$

表示原子布居的转移;

$$l_{12}^{43} \rho = \sigma_{12}\rho\sigma_{43} \quad (5)$$

描述原子相干的转移. 为了清楚地显示相干的自发转移在 EIA 现象中的作用, 我们将在方程(3)中与自发相干转移有关的项乘以一个系数 b , $0 \leq b \leq 1$. 如果 $b = 0$, 则表示不存在自发的相干转移; 如果 $b = 1$, 则对应最大的相干转移. 系数 b 也可以理解为在部分开放系统中分支比率系数.

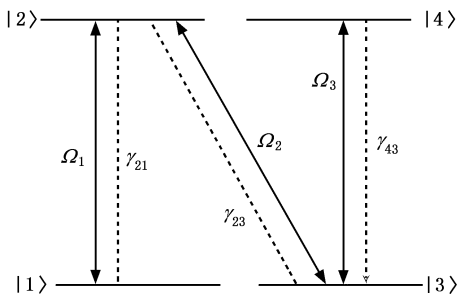


图 1 N型原子系统的能级与跃迁

系统的约化密度矩阵元方程为

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{21}\rho_{22} + i\Omega_1^* \rho_{21} - i\Omega_1 \rho_{12}, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -(\gamma_{21} + \gamma_{23})\rho_{22} - i\Omega_1^* \rho_{21} + i\Omega_1 \rho_{12} + i\Omega_2 \rho_{32} - i\Omega_2^* \rho_{23}, \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \gamma_{23}\rho_{22} + \gamma_{43}\rho_{44} + i\Omega_3^* \rho_{43} - i\Omega_3 \rho_{34} - i\Omega_2 \rho_{32} + i\Omega_2^* \rho_{23}, \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{44} = -\gamma_{43}\rho_{44} - i\Omega_3^* \rho_{43} + i\Omega_3 \rho_{34}, \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -\Gamma_{12}\rho_{12} + i\Omega_1^* (\rho_{22} - \rho_{11}) - i\Omega_2^* \rho_{13}, \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{34} = -\Gamma_{34}\rho_{34} + i\Omega_1^* (\rho_{44} - \rho_{33}) + i\Omega_2^* \rho_{24}, \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -\Gamma_{13}\rho_{13} + i\Omega_1^* \rho_{23} - i\Omega_3 \rho_{14} - i\Omega_2 \rho_{12} + b\gamma_0 \rho_{24}, \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{14} = -\Gamma_{14}\rho_{14} + i\Omega_1^* \rho_{24} - i\Omega_3^* \rho_{13}, \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -\Gamma_{23}\rho_{23} + i\Omega_2 (\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_3 \rho_{24} + i\Omega_1 \rho_{13}, \quad (14)$$

$$\dot{\rho}_{24} = -\Gamma_{24}\rho_{24} + i\Omega_1 \rho_{14} - i\Omega_3^* \rho_{23} + i\Omega_2 \rho_{34}, \quad (15)$$

式中原子布居满足

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1,$$

其他的参数为

$$\Gamma_{12} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) - i\Delta_1,$$

$$\Gamma_{13} = -i(\Delta_1 - \Delta_2),$$

$$\Gamma_{14} = \frac{1}{2}\gamma_{43} - i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_3),$$

$$\Gamma_{23} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23}) + i\Delta_2, \quad (16)$$

$$\Gamma_{24} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23} + \gamma_{43}) + i(\Delta_2 - \Delta_3),$$

$$\Gamma_{34} = \frac{1}{2}\gamma_{43} - i\Delta_3,$$

首先, 我们要得到原子布居和原子相干的零阶定态解. 令方程(6)–(11)的时间导数为零, 得到原子布居和原子相干的零阶解为

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{(0)} &= \rho_{22}^{(0)} = \rho_{12}^{(0)} = 0, \\ \rho_{33}^{(0)} &= \frac{\gamma_{43} + D_0}{\gamma_{43} + 2D_0}, \\ \rho_{44}^{(0)} &= \frac{D_0}{\gamma_{43} + 2D_0}, \\ \rho_{34}^{(0)} &= \frac{i\Omega_3^*}{\Gamma_{34}} (\rho_{44}^{(0)} - \rho_{33}^{(0)}) \end{aligned} \quad (17)$$

式中

$$D_0 = \frac{|\Omega_3|^2}{\Gamma_{34}} + \frac{|\Omega_3|^2}{\Gamma_{34}^*}.$$

由(17)式可知, 对吸收有贡献的布居和相干只有取非零值的 $\rho_{33}^{(0)}$, $\rho_{44}^{(0)}$, $\rho_{34}^{(0)}$. 设非对角密度矩阵元方程(12)–(15)的时间导数为零, 求得 $\rho_{13}^{(1)}$, $\rho_{23}^{(1)}$, $\rho_{14}^{(1)}$, $\rho_{24}^{(1)}$ 的一阶解, 可得复电极化率为

$$\chi = -i\Omega_2^* \rho_{23}^{(0)} = \frac{|\Omega_2|^2}{\Gamma_{23}} \rho_{33}^{(0)} \times \left(1 + \frac{\Omega_1 \Omega_3^* D_1 + \Omega_1^* \Omega_3 D_3 - |\Omega_1|^2 D_4 - |\Omega_3|^2 D_2}{(D_2 D_4 - D_1 D_3) \Gamma_{23}} \right) + \frac{|\Omega_2|^2}{\Gamma_{23}} \frac{i\Omega_1 D_1 - i\Omega_3 D_2}{(D_2 D_4 - D_1 D_3)} \rho_{34}^{(0)}, \tag{18}$$

式中,

$$\begin{aligned} D_1 &= \frac{\Omega_1^* \Omega_3}{\Gamma_{23}} + \frac{\Omega_1^* \Omega_3}{\Gamma_{14}} + b\gamma_0, \\ D_2 &= \Gamma_{13} + \frac{|\Omega_1|^2}{\Gamma_{23}} + \frac{|\Omega_3|^2}{\Gamma_{14}}, \\ D_3 &= \frac{\Omega_1 \Omega_3^*}{\Gamma_{23}} + \frac{\Omega_1 \Omega_3^*}{\Gamma_{14}}, \\ D_4 &= \Gamma_{24} + \frac{|\Omega_1|^2}{\Gamma_{14}} + \frac{|\Omega_3|^2}{\Gamma_{23}}. \end{aligned} \tag{19}$$

复电极化率

$$\chi = \chi' + i\chi'',$$

其中 χ' 描述介质对光的色散, χ'' 描述介质对光的吸收.

3. 数值分析

通过理论推导我们得到介质的复电极化率数学表达式(18),从而可得介质对探测场的吸收.对介质的吸收产生影响的因素有探测场与能级 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 的失谐量,各能级的衰减速率 $\gamma_{23}, \gamma_{21}, \gamma_{43}$,耦合场、控制场的拉比频率 $2\Omega_1, 2\Omega_3$ 和激发态相干到基态相干的自发转移速率.上述各个参量如何影响介质的吸收,可借助数值得以分析.

图 2 为介质对探测光的吸收随失谐量变化的曲线,为了比较,我们同时也画出了二能级系统的吸收曲线.对于二能级系统,假定只有 2—3 跃迁存在,其他的跃迁均不存在.从图 2 可见,当 $b = 0$ 时,吸收曲线中心出现一凹陷,对应吸收有一定程度的抑制.当 $b = 1$ 时,曲线中心出现一个凸起的尖峰,对应吸收增强现象.在由激发态相干到基态相干的自发转移存在下,原子相干由对吸收的相消干涉转变为相长干涉,从而使吸收有明显的增强,即产生 EIA.

图 3 为 γ_{43} 的大小对介质吸收谱的影响.从图 3 可以看出,在由激发态相干到基态相干的自发转移存在下,亚自然线宽的吸收峰随 γ_{43} 的增大而逐渐减小.当 $\gamma_{43} > 1.4$ 时,增强的吸收尖峰趋于消失.另一方面,在远离共振之处,吸收几乎没有变化.因此,

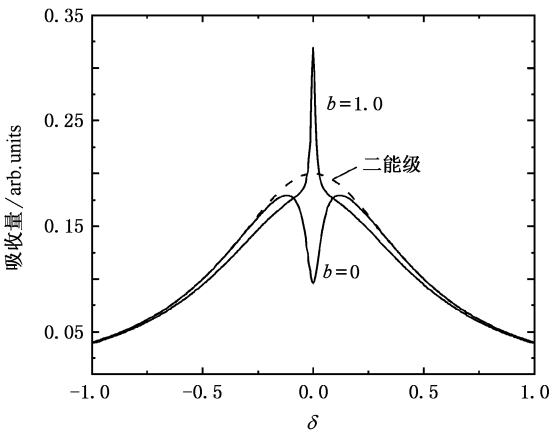


图 2 介质对探测光的吸收量随失谐量变化的曲线 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0, \Omega_1 = \Omega_3 = 0.1, \Omega_2 = 0.01, \gamma_{21} = \gamma_{23} = 0.5, \gamma_{43} = 1.0, \gamma_0 = 0.7071$

衰减速率 γ_{43} 仅对增强的吸收有明显的抑制作用,即在由激发态相干到基态相干的自发转移存在下, γ_{43} 的增大使原子相干由对吸收的相长干涉转变为相消干涉,从而抑制吸收增强.

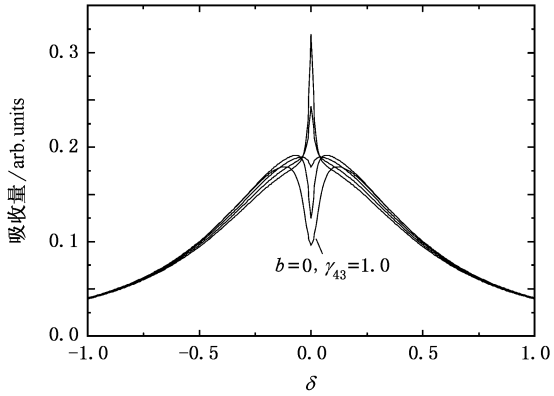


图 3 介质吸收谱对 γ_{43} 的依赖关系 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0, \Omega_1 = \Omega_3 = 0.1, \Omega_2 = 0.01, \gamma_{21} = \gamma_{23} = 0.5, \gamma_0 = 0.707, b = 1.0$. 曲线自上而下 γ_{43} 的取值依次为 1.0, 1.2, 1.5, 2.0

图 4 为介质吸收谱对 Ω_1, Ω_3 的依赖关系.从图 4(a)可以看出,在共振处,耦合场的拉比频率 $\Omega_1 = 0.0$ 时,介质对探测场的吸收与二能级原子吸收类似,即在没有耦合场的情况下,由于探测场与控制场相比非常弱,四能级原子系统近似为二能级原子系统.随着 Ω_1 的增加,在共振处,介质对探测场的吸收有明显的增强,即出现 EIA 现象.直至耦合场的拉比频率与控制场的拉比频率相等 ($\Omega_1 = \Omega_3 = 0.1$) 时,吸收达到最大值.再增加 Ω_1 ,增强的吸收尖峰开

始下降. 当 $\Omega_1 = 0.14$ 时, 吸收与 $\Omega_1 = 0.0$ 时近似, 即与二能级原子系统的吸收一样. 随后再增加 Ω_1 , 增强的吸收尖峰完全消失. 当耦合场的拉比频率远大于控制场的拉比频率时, N 型四能级原子系统近似为 Λ 型三能级原子系统, 在共振处介质对探测场的吸收几乎为零, 产生 EIT. 由此可见, 耦合场的拉比频率 $0.0 < \Omega_1 \leq 0.1$ 时原子相干对吸收是相长干涉, 从而增强吸收. 耦合场的拉比频率 Ω_1 由 0.1 增至远大于控制场的拉比频率的过程, 原子相干由对吸收的相长干涉转变为相消干涉, 从而抑制吸收. 利用 EIT 与 EIA 之间的转换, 我们可以控制耦合场的拉比频率来实现光开关. 从图 4(b) 可知, 在共振处, 控制场的拉比频率 $\Omega_3 = 0.0$, 即控制场不存在, 这时 N 型四能级原子系统退化为 Λ 型三能级原子系统, 此时无论怎么改变 γ_{43} , 都是一个三能级的 EIT. 随

着 Ω_3 的增加 ($0.0 < \Omega_3 \leq 0.1$), 介质在共振处的吸收峰由凹陷转变为凸起, 吸收增强得到明显的提高, 即控制场的拉比频率增大, 使原子相干对吸收的相消干涉转变为相长干涉, 从而产生 EIA. 当 $\Omega_3 = \Omega_1 = 0.1$ 时, 吸收达到最大值. 当 $\Omega_3 > 0.1$ 时, 介质在共振处的吸收峰下降. 由此可见, 控制场的拉比频率增加到一定程度将削弱原子相干对吸收的相长干涉, 从而抑制吸收增强. 光开关就是基于 EIT 中产生 EIA 现象, 如图 4(b) 所示, 关闭控制场时, 在共振处三能级系统出现 EIT, 介质的色散增强导致光速减慢, 因而实现光在介质中的存储. 当打开控制场时, N 型四能级 EIT 系统中吸收得到恢复, 减慢的光速又开始增强, 从而使介质中的存储光得以释放. 这样, 开关控制场就实现了四能级原子之间 EIT 与 EIA 的转换, 从而实现光开关^[23].

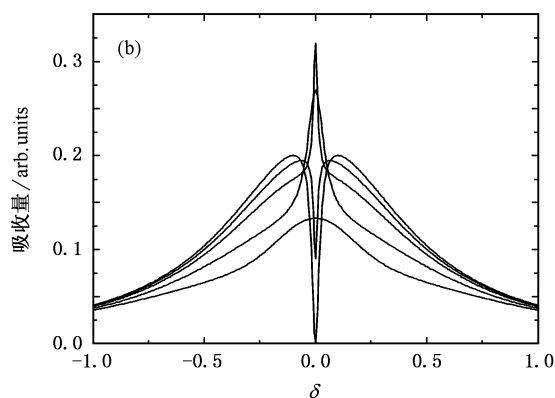
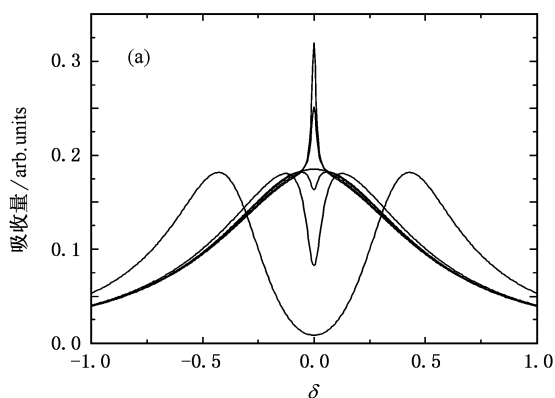


图 4 介质吸收谱对耦合场和控制场的依赖关系 $\Delta_1 = \Delta_3 = 0, \gamma_{21} = \gamma_{23} = 0.5, \gamma_0 = 0.7071, \gamma_{43} = 1.0, b = 1.0, \Omega_2 = 0.01$. (a) $\Omega_3 = 1$, 由线自上而下耦合场拉比频率 Ω_1 取值依次为 0.1, 0.12, 0.14 (0.00), 0.15, 0.2, 0.5; (b) $\Omega_1 = 0.1$, 曲线自上而下控制场拉比频率 Ω_3 取值依次为 0.1, 0.2, 0.35, 0.05, 0.0

综上所述, 在四能级原子系统中, 第四个简并能级的衰减速率、耦合场和控制场的拉比频率影响介质对探测场的吸收.

4. 结 论

本文通过理论计算分析了四能级原子系统中的 EIA 现象, 当我们把探测场、耦合场、控制场锁定在

N 型四能级原子系统上时, 改变第四个简并能级的衰减速率 γ_{43} , 耦合场和控制场的拉比频率 $2\Omega_1, 2\Omega_3$, 介质对探测场的吸收就会发生改变. 其实质是: γ_{43} 的增大使原子相干对吸收的相长干涉转变为相消干涉, 从而抑制吸收增强; Ω_1, Ω_3 的增大改变了原子相干对吸收的相长干涉与相消干涉之间的转变, 从而实现 EIA 与 EIT 的转换, 利用这种转换可实现光开关.

[5]

Lezama A, Barreriro S, Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732

[6]

Harris S E, Yamamoto Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3611

[7]

Yan M, Rickey E, Zhu Y F 2001 *Opt. Lett.* **26** 548

[8]

Kang H, Zhu Y F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 093601

[9]

Wu Y, Wen L, Zhu Y 2003 *Opt. Lett.* **28** 631

[10]

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

[11]

Deng L, Payne M G 2003 *Phys. Rev. A* **68** 051801

[12]

Wu Y, Saldana J, Zhu Y 2003 *Phys. Rev. A* **67** 013811

[13]

Wu Y 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053820

[14]

Wu Y, Yang X 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053818

[15]

Sultana S, Zubairy M S 1994 *Phys. Rev. A* **49** 438

[16]

Gong S Q, Xu Z Z 1995 *Opt. Commun.* **115** 65

[17]

Yang S H, Zhang H Z, Guo X Z *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47**

931 (in Chinese) [杨苏辉、张汉壮、国秀珍等 1998 物理学报 **47** 931]

[18]

Lu B L, Burkett W H, Xiao M 1997 *Phys. Rev. A* **56** 976

[19]

Goren C, Wilson-Gordon A D, Rosenbluh M *et al* 2003 *Phys. Rev. A* **67** 033807

[20]

Taichenachev A V, Tumaikin A M, Yudin V I 2000 *Phys. Rev. A* **61** 011802

[21]

Failache H, Valente P, Ban G *et al* 2003 *Phys. Rev. A* **67** 043810

[22]

Wang L, Hu X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2544 (in Chinese) [王丽、胡响明 2004 物理学报 **53** 2544]

[23]

Du Y J, Zhang J X, Gao J D 2004 *Acta Sin. Quantum Opt.* **10** 14 [杜英杰、张俊香、郜江端 2004 量子光学学报 **10** 14]

Electromagnetically induced absorption in four-level atomic system^{*}

Wang Li Song Hai-Zhen
(Department of Physics, Nanyang Normal College, Nanyang 473061, China)
(Received 30 November 2005 ; revised manuscript received 20 April 2006)

Abstract

A four-level atomic system is employed as an example, in which three transitions are in N configuration and the middle transition is used as a probe transition. We show that electromagnetically induced absorption and electromagnetically induced transparency can appear in the four-level N-type atomic system, which are dependent not only on the spontaneous transfer of atomic coherence, but also on the relaxation of the fourth level, the Rabi frequency of the coupling and the control field.

Keywords : electromagnetically induced absorption, electromagnetically induced transparency, spontaneous transfer of atomic coherence, rate of level relaxation

PACC : 4250

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Henan Province, China (Grant Nos. 0611055400,0311012700) and High-level Scientific Research Talents Foundation of Nanyang Normal College, China (Grant No. NYTC2004K13).