

光学-射频双光子耦合作用下的电磁诱导透明和电磁诱导吸收^{*}

张连水 李晓莉[†] 王 健 杨丽君 冯晓敏 李晓苇 傅广生

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2007 年 10 月 19 日收到 2008 年 2 月 22 日收到修改稿)

在通常的 Λ 型三能级系统中, 光学耦合场和探测场分别激发两个不同的光学跃迁, 探测吸收谱呈现电磁诱导透明(EIT)特性. 若将此系统拓展为光学-射频双光子耦合场和探测场共同作用下的准 Λ 型四能级系统, 探测吸收谱呈现电磁诱导吸收(EIA)和 EIT 两种特性. 通过求解系统的密度矩阵方程, 分析了 EIA 和 EIT 的产生条件, 并给出了相应的缀饰态解释. 研究结果表明, 在准 Λ 型四能级系统中, 光学耦合场对 EIA 和 EIT 的形成起决定作用, 共振时出现 EIA, 非共振时出现 EIT, 而且 EIA 和 EIT 的线宽随着光学耦合场拉比频率的增大而增加.

关键词: 电磁诱导透明, 电磁诱导吸收, 射频场, 光学耦合场

PACC: 4250

1. 引言

原子相干和量子干涉效应是光与物质相互作用中表现出来的奇特的非线性效应. 由原子相干和量子干涉效应产生的电磁诱导透明(EIT)、电磁诱导吸收(EIA)、无反转激光、无吸收折射率增强以及快慢光等研究课题一直是激光物理和量子光学领域的研究热点. 其中的 EIT 和 EIA 是一对性质相对立的相干现象, 它们分别基于原子相干对吸收的相消干涉和相长干涉, 使介质的吸收和色散特性发生完全不同的变化. 目前, 国内外关于 EIT 的研究已趋于成熟, 对影响 EIT 线宽的诸多因素^[1-3]以及外加驱动场对 EIT 的影响规律^[4-16]都进行了比较深入的研究, 但关于 EIA 的研究尚处于起步阶段. 国内外学者在此方向的研究成果还为数不多^[17-22].

典型的 EIT 现象通常出现在 Λ 型三能级系统中, 光学耦合场和探测场分别激发两个不同的光学跃迁, 系统的两低能级同属于基态精细结构能级, 它们之间的相干失相速率很小, 因此 EIT 具有极窄的光谱线宽, 比光学跃迁的自然线宽小若干数量级. 许多学者对 Λ 型三能级系统和由此衍生的准 Λ 型多能级系统中的 EIT 及其相关特性进行了实验和理论

研究^[10-16]. 例如, Wei 等^[12-14]在 Λ 型金刚石掺杂系统的基态精细结构能级中外加射频控制场, 使能级产生动态 Stark 劈裂, 从而得到了双窗口及多窗口 EIT. 本课题组曾对此进行了理论研究^[15, 16], 得到了相同的变化规律. 本文采用的准 Λ 型四能级系统也是由 Λ 型三能级系统拓展而成的, 系统包括两个基态精细结构能级和两个激发态精细结构能级, 除光学耦合场和探测场外, 还附加了一个射频场作用于两个激发态精细结构能级之间. 因此, 原 Λ 型三能级系统中的光学耦合场被换作光学-射频双光子耦合场, 并产生了新的非线性效应. 结果表明, 通过改变双光子耦合场的参数, 系统的探测吸收谱呈现 EIA 和 EIT 两种完全相反的特性. 其中光学耦合场对 EIA 和 EIT 的形成起决定作用, 其与原子能级共振时出现 EIA, 其频率失谐量为一定数值时出现 EIT, 而且 EIA 和 EIT 的线宽随着光学耦合场拉比频率的增大而增加.

2. 系统的密度矩阵方程

光学-射频双光子耦合场和探测场共同作用下的准 Λ 型四能级系统模型如图 1(a)所示. 图 1 中的 |1> 和 |2> 能级属基态精细结构能级, |3> 和 |4> 能级

^{*} 河北省自然科学基金(批准号: A2005000091)和河北省教育厅科研计划(批准号: 2004103)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: xiaolixiaoli001@yahoo.com.cn

属激发态精细结构能级. 频率为 ω_c 的光学耦合场激励 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁, 频率为 ω_{rf} 的射频场激励 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁, 可视为级联型的光学-射频双光子耦

合场, 而频率为 ω_p 的探测场通过扫描 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁获得探测吸收谱. 三场的拉比频率分别为 Ω_c , Ω_{rf} 和 Ω_p .

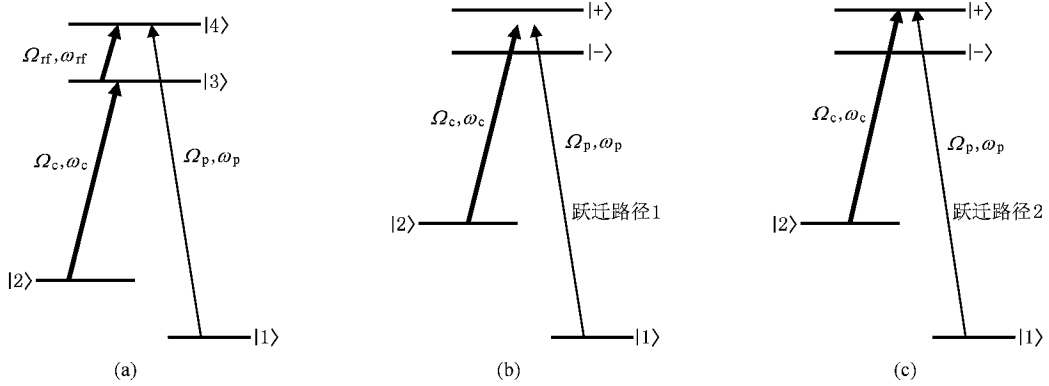


图1 光学-射频双光子耦合场和探测场共同作用下的准 Λ 型四能级系统 (a) 裸态能级图 (b) 共振光学耦合场 ($\delta_{32} = 0$) 作用下的缀饰态能级图 (c) 非共振光学耦合场 ($\delta_{32} = 1$) 作用下的缀饰态能级图

该准 Λ 型四能级系统的密度矩阵方程可表

这里

示为

$$\chi_c = \Omega_c/2,$$

$$\chi_{\text{rf}} = \Omega_{\text{rf}}/2,$$

$$\chi_p = \Omega_p/2;$$

$$d_{ij} = i\delta_{ij} - \gamma_{ij}$$

为复失谐量, 其中 δ_{ij} 分别为

$$\delta_{32} = \omega_c - \omega_{32},$$

$$\delta_{43} = \omega_{\text{rf}} - \omega_{43},$$

$$\delta_{41} = \omega_p - \omega_{41},$$

γ_{ij} 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的相干失相速率; 激发态能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 自发衰减到基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的粒子数衰减速率均为 γ , 而 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间的粒子数弛豫速率均为 Γ . 为简单起见, 设 $\gamma = 1$, 其他参量均以其为单位取相对值.

密度矩阵方程中的非对角密度矩阵元 ρ_{41} 的虚部正比于探测场的吸收系数, 实部则反映探测场的色散特性. 本工作重在研究光学-射频双光子耦合场对系统的影响, 故将探测场视为弱场. 通过对探测场进行微扰处理, 求解 ρ_{41} 的一级微扰解, 得到 $\text{Im}(\rho_{41}^{(1)})$ 随探测场失谐量 $\delta_{41} = \omega_p - \omega_{41}$ 的变化曲线, 即探测吸收谱的变化规律. ρ_{41} 的一级微扰解表达式为

$$\dot{\rho}_{11} = i\chi_p(\rho_{41} - \rho_{14}) + \frac{\gamma}{2}(\rho_{44} + \rho_{33}) + \Gamma(\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\chi_c(\rho_{32} - \rho_{23}) + \frac{\gamma}{2}(\rho_{44} + \rho_{33}) + \Gamma(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (1b)$$

$$\dot{\rho}_{33} = i\chi_{\text{rf}}(\rho_{43} - \rho_{34}) - i\chi_c(\rho_{32} - \rho_{23}) - \gamma\rho_{33}, \quad (1c)$$

$$\dot{\rho}_{44} = -i\chi_{\text{rf}}(\rho_{43} - \rho_{34}) - i\chi_p(\rho_{41} - \rho_{14}) - \gamma\rho_{44}, \quad (1d)$$

$$\dot{\rho}_{43} = d_{43}\rho_{43} + i\chi_{\text{rf}}(\rho_{33} - \rho_{44}) + i\chi_p\rho_{13} - i\chi_c\rho_{42}, \quad (1e)$$

$$\dot{\rho}_{42} = d_{42}\rho_{42} + i\chi_{\text{rf}}\rho_{32} + i\chi_p\rho_{12} - i\chi_c\rho_{43}, \quad (1f)$$

$$\dot{\rho}_{41} = d_{41}\rho_{41} + i\chi_{\text{rf}}\rho_{31} + i\chi_p(\rho_{11} - \rho_{44}), \quad (1g)$$

$$\dot{\rho}_{32} = d_{32}\rho_{32} + i\chi_c(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\chi_{\text{rf}}\rho_{42}, \quad (1h)$$

$$\dot{\rho}_{31} = d_{31}\rho_{31} + i\chi_c\rho_{21} + i\chi_{\text{rf}}\rho_{41} - i\chi_p\rho_{34}, \quad (1i)$$

$$\dot{\rho}_{21} = d_{21}\rho_{21} + i\chi_c\rho_{31} - i\chi_p\rho_{24}. \quad (1j)$$

$$\rho_{41}^{(1)} = \frac{\chi_p[\chi(d_{31}d_{21} + \chi_c^2(\rho_{44}^{(0)} - \rho_{11}^{(0)})) - i\chi_c\chi_{\text{rf}}\rho_{34}^{(0)} + \chi_{\text{rf}}\rho_{34}^{(0)}d_{21}]}{d_{41}d_{31}d_{21} + d_{41}\chi_c^2 + d_{21}\chi_{\text{rf}}^2}, \quad (2)$$

其中 $\rho_{11}^{(0)}$ 、 $\rho_{44}^{(0)}$ 、 $\rho_{24}^{(0)}$ 和 $\rho_{34}^{(0)}$ 为零级解.

3. 结果及讨论

3.1. 探测吸收曲线随光学耦合场频率失谐量的变化

在 Λ 型三能级系统中,当光学耦合场与探测场满足双共振条件时,探测吸收曲线的中心频率处出现线宽极窄的 EIT,而调谐光学耦合场的频率失谐量可改变 EIT 的频率位置.本文的准 Λ 型四能级系统由 Λ 型三能级系统拓展而成,其采用共振射频场 ($\Omega_{\text{rf}} = 2$) 通过调谐光学耦合场 ($\Omega_c = 0.1$) 的频率失谐量 δ_{32} ,研究探测吸收曲线的变化规律.

图 2 给出了准 Λ 型四能级系统在光学耦合场的频率失谐量取 $\delta_{32} = 0, 1$ 时的探测吸收曲线.图 2 曲线 a 对应于光学耦合场与 $|2 \leftrightarrow |3$ 跃迁共振的情况,也可认为光学-射频双光子耦合场与 $|2 \leftrightarrow |4$ 跃迁共振,此时探测吸收曲线的中心频率处出现的不是 EIT,而是线宽极窄的强吸收峰,即 EIA.同时由于射频场的动态 Stark 劈裂效应,在探测场的频率失谐量为 $\delta_{41} = \pm 1$ 处分别出现了一个线宽接近于自然线宽的强吸收峰,它们关于中心频率对称分布,被称为 Autler-Townes 双峰.图 2 曲线 b 对应于光学耦合场与 $|2 \leftrightarrow |3$ 跃迁非共振的情况.因为共振射频场的拉比频率保持不变,故由其产生的 Autler-Townes 双峰的位置也保持不变.探测吸收曲线上不再出现 EIA,而是在探测场的频率失谐量为 $\delta_{41} = 1$ 处出现了 EIT,并叠加在 Autler-Townes 双峰中的一支上.由图 2 可以看出,在准 Λ 型四能级系统中,光学耦合场对 EIA 和 EIT 的形成起决定作用,共振光学耦合场使系统在探测场的中心频率处出现 EIA,而非共振光学耦合场使系统在与光学耦合场的频率失谐量相对应的探测频率位置出现 EIT.

为了更全面地描述准 Λ 型四能级系统中 EIA 和 EIT 之间的转化过程,我们在图 3 中给出了随光学耦合场频率失谐量变化 ($\delta_{32} = -2 \sim 2$) 的系列探测吸收曲线.从图 3 可以看出,由共振射频场的动态 Stark 劈裂效应而产生的 Autler-Townes 双峰的位置始终保持不变,固定在探测场的频率失谐量为 $\delta_{41} = \pm 1$ 处.而光学耦合场的频率失谐使原来位于探测场中心频率处的 EIA 出现了频率偏移现象,其频移量等于光学耦合场的频率失谐量 δ_{32} .随着光学

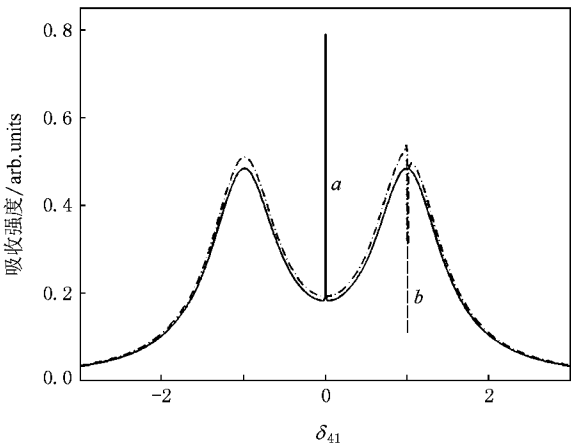


图 2 准 Λ 型四能级系统在射频场 ($\Omega_{\text{rf}} = 2$) 共振且光学耦合场 ($\Omega_c = 0.1$) 的频率失谐量分别取 $\delta_{32} = 0, 1$ 时的探测吸收曲线 曲线 a 为 $\delta_{32} = 0$, 曲线 b 为 $\delta_{32} = 1$

耦合场的频率失谐量逐渐增加, EIA 沿着远离中心频率的方向逐渐频移,其吸收特性也逐渐发生变化.当 EIA 频移至 Autler-Townes 双峰所对应的频率位置时,其吸收特性完全消失,系统出现 EIT.当光学耦合场的频率失谐量继续增加时, EIT 沿着远离中心频率的方向继续频移,同时其吸收特性也逐渐发生变化.

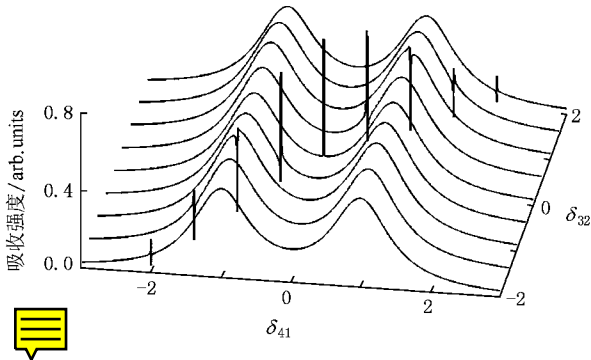


图 3 准 Λ 型四能级系统在射频场 ($\Omega_{\text{rf}} = 2$) 共振且随光学耦合场 ($\Omega_c = 0.1$) 频率失谐量变化 ($\delta_{32} = -2 \sim 2$) 的系列探测吸收曲线

3.2. 缀饰态解释

以上的分析表明,准 Λ 型四能级系统中 EIA 向 EIT 的转化经过了一系列的中间变化过程,而且射频场和光学耦合场在其中各自起到了不同的作用.此系统中探测吸收特性的形成机制可用缀饰态理论得到很好解释^[23].在本研究中,相对于 $|3 \leftrightarrow |4$ 能级之间的跃迁线宽而言,射频场可视为强场,由其产

生的动态 Stark 劈裂效应使能级 $|4\rangle$ 劈裂为两条缀饰态能级 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$,如图 1(b)和(c)所示.由于射频场与 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 能级发生共振相互作用, $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 对称地分布在原子能级 $|4\rangle$ 的两侧,其能级间距等于射频场的拉比频率 Ω_{rf} .本文采用 $\Omega_{\text{rf}} = 2$,故缀饰态能级 $|+\rangle$ 与 $|-\rangle$ 之间的频率间距等于 2,使探测吸收曲线上出现了对称的 Autler-Townes 双峰,双峰的两支分别位于探测场的频率失谐量为 $\delta_{41} = \pm 1$ 处.

当光学耦合场与 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 能级共振时,相当于光学-射频双光子耦合场与 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 能级共振,形成跃迁路径 1,如图 1(b)所示.而当光学耦合场与 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 能级产生失谐且频率失谐量 $\delta_{32} = 1$ 时,相当于光学-射频双光子耦合场与 $|2\rangle \leftrightarrow |+\rangle$ 能级共振,形成跃迁路径 2,如图 1(c)所示.在跃迁路径 1 中,双光子耦合场将原子从能级 $|2\rangle$ 激发到虚能级 $|4\rangle$ 上.这其中包含着两种形式的跃迁,即原子从能级 $|2\rangle$ 跃迁到能级 $|+\rangle$ 上和从能级 $|2\rangle$ 跃迁到能级 $|-\rangle$ 上,并构成两个新的 Λ 型三能级系统.通过分析可知,如果这两个 Λ 型三能级系统分别单独作用,将各自产生一个 EIT,但在本系统中这两个 Λ 型三能级系统相对于双光子耦合场具有大小相同的调谐频率而符号相反,它们之间形成量子相干,使介质的吸收特性发生改变,在探测场的中心频率处感应形成 EIA.而跃迁路径 2 是一条单纯的跃迁路径,双光子耦合场将原子直接从能级 $|2\rangle$ 激发到能级 $|+\rangle$ 上并构成一个 Λ 型三能级系统,在探测场的频率失谐量为 $\delta_{41} = 1$ 处形成 EIT.如果光学耦合场与原子能级产生失谐但频率失谐量 $\delta_{32} \neq \pm 1$ 时,相当于跃迁路径 1 和跃迁路径 2 同时起作用,探测吸收特性介于 EIA 和 EIT 之间.

3.3. EIA 和 EIT 的线宽随光学耦合场拉比频率的变化

本系统中出现的 EIA 和 EIT 的最显著特性是它们都具有极窄的光谱线宽.它们的线宽由基态精细结构能级间的相干失相速率 Γ 决定, Γ 越小,EIA 和 EIT 的线宽也越窄.这种特性使得 EIA 和 EIT 在高分辨激光光谱^[24]、激光稳频、量子计算^[25]以及与其色散特性相关的“慢”光^[26—28]和光存储^[29—31]等方面均具有很好的应用前景.通过以往的研究,我们知道耦合场的拉比频率也会影响 EIA 和 EIT 的线宽.在本系统中采用的是光学-射频双光子耦合场激发原子跃迁,经过以上分析可知,射频场的作用是使原子能级 $|4\rangle$ 发生劈裂,产生 Autler-Townes 双峰,为

EIA 和 EIT 的出现创造条件,而光学耦合场则直接导致了 EIA 和 EIT 的出现,因此在本文中只分析光学耦合场对 EIA 和 EIT 线宽的影响规律.

图 4 和图 5 分别给出了共振射频场($\Omega_{\text{rf}} = 2$)作用下 EIA 和 EIT 的线宽随光学耦合场拉比频率($\Omega_{\text{c}} = 0-1$)的变化规律.图 4 为光学耦合场共振时的情况,此时系统在探测场中心频率处出现 EIA.由图 4 可知,随着光学耦合场拉比频率的增大,EIA 的线宽逐渐增加.图 5 为光学耦合场取频率失谐量 $\delta_{32} = 1$ 时的情况,系统在探测场的频率失谐量为 $\delta_{41} = 1$ 处出现 EIT,此 EIT 叠加在 Autler-Townes 双峰中的一支上.从图 5 中可以得到与图 4 相似的结果,即随着光学耦合场拉比频率的增大,EIT 的线宽也逐渐增加.总之,在本系统中光学耦合场的拉比频率与 EIA 和 EIT 的线宽成正比,如果想更好地利用 EIA 和 EIT 的窄线宽特性,应尽量避免采用强光学耦合场.

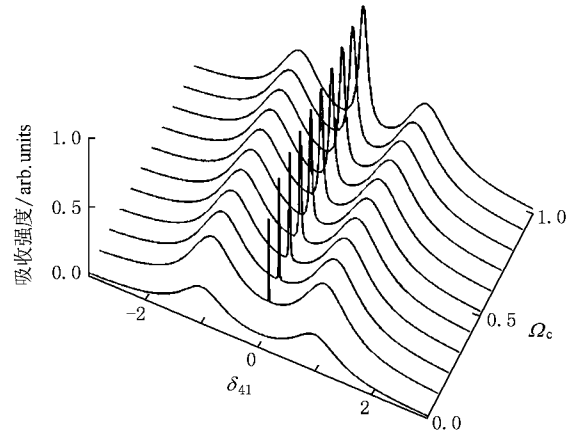


图 4 共振射频场($\Omega_{\text{rf}} = 2$)作用下 EIA 的线宽随光学耦合场($\delta_{32} = 0$)拉比频率($\Omega_{\text{c}} = 0-1$)的变化

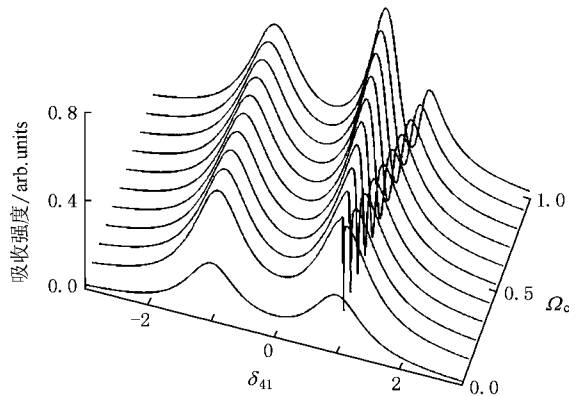


图 5 共振射频场($\Omega_{\text{rf}} = 2$)作用下 EIT 的线宽随光学耦合场($\delta_{32} = 1$)拉比频率($\Omega_{\text{c}} = 0-1$)的变化

4. 结 论

本文对光学-射频双光子耦合作用下的准 Λ 型四能级系统的探测吸收特性进行了理论研究,分析了 EIA 和 EIT 的产生条件以及相互转化过程,并利用缀饰态理论给出了合理解释,随后进一步研究了光学耦合场的拉比频率对 EIA 和 EIT 线宽的影响规

律.研究结果表明,本系统虽然是由 Λ 型三能级系统拓展而成,但其探测吸收特性较 Λ 型三能级系统发生了很大变化.本系统中出现了 EIA 和 EIT 两种截然相反的吸收特性,其中光学耦合场对它们的形成起决定作用,同时光学耦合场的拉比频率也直接影响了它们的线宽.该研究结果对 EIA 和 EIT 在高分辨激光光谱、量子计算以及光信息存储等领域的应用研究具有重要意义.

[1] Javan A , Kocharovskaya O , Lee H , Scully M O 2002 *Phys. Rev. A* **66** 013805

[2] Ye C Y , Zibrov A S 2002 *Phys. Rev. A* **65** 023806

[3] Yang L J , Zhang L S , Li X L , Feng X M , Fu G S , Han L 2004 *Proc. SPIE* **5631** 196

[4] Hou B P , Wang S J , Yu W L , Sun W L 2006 *Phys. Lett. A* **352** 462

[5] Joshi A , Xiao M 2003 *Phys. Lett. A* **317** 370

[6] Wu Y , Saldana J , Zhu Y F 2003 *Phys. Rev. A* **67** 013811

[7] Kang H , Hernandez G , Zhu Y F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073601

[8] Liu Z D , Wu Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970 (in Chinese) [刘正东、武 强 2004 物理学报 **53** 2970]

[9] Zhang L Y , Liu Z D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3641 (in Chinese) [张丽英、刘正东 2005 物理学报 **54** 3641]

[10] Shpaisman H , Wilson-Gordon A D , Friedmann H 2005 *Phys. Rev. A* **71** 043812

[11] Yelin S F , Sautenkov V A , Kash M M , Welch G R , Lukin M D 2003 *Phys. Rev. A* **68** 063801

[12] Wei C J , Manson N B 1999 *Phys. Rev. A* **60** 2540

[13] Wilson E A , Manson N B , Wei C J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063814

[14] Wilson E A , Manson N B , Wei C J , Yang L J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 063813

[15] Yang L J , Zhang L S , Li X L , Han L , Fu G S , Manson N B , Suter D , Wei C J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 053801

[16] Yang L J , Zhang L S , Li X L , Li X W , Guo Q L , Han L , Fu G S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5206 (in Chinese) [杨丽君、张连水、李晓莉、李晓苇、郭庆林、韩 理、傅广生 2006 物理学报 **55** 5206]

[17] Taichenachev A V , Tumaikin A M , Yudin V I 1999 *Phys. Rev. A* **61** 011802

[18] Lezama A , Barreiro S , Akulshin A M 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4732

[19] Goren C , Wilson-Gordon A D , Rosenbluh M , Friedmann H 2003 *Phys. Rev. A* **67** 033807

[20] Liu C P , Gong S Q , Fan X J , Xu Z Z 2004 *Opt. Commun.* **231** 289

[21] 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]

[22] Wang L , Song H Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4145 (in Chinese) [王 丽、宋海珍 2006 物理学报 **55** 4145]

[23] Cohen-Tannoudji C , Dupont-Roc J , Grynberg G 1992 *Atom-Photon Interactions : Basic Processes and Applications* (New York : Wiley)

[24] Ham B S , Hemmer P R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4080

[25] Niskanen A O , Vartiainen J J , Salomaa M M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 197901

[26] Hau L V , Harris S E , Dutton Z , Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594

[27] Kocharovskaya O , Rostovtsev Y , Scully M O 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 628

[28] Wang B , Li S J , Chang H , Wu H B , Xie C D , Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4136 (in Chinese) [王 波、李淑静、常 宏、王海斌、谢常德、王 海 2005 物理学报 **54** 4136]

[29] Liu C , Dutton Z , Behroozi C H , Hau L V 2001 *Nature* **409** 490

[30] Phillips D F , Fleischhauer A , Mair A , Walsworth R L , Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783

[31] Huang S G , Gu W Y , Ma H Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4211 (in Chinese) [黄善国、顾婉仪、马海强 2004 物理学报 **53** 4211]

Electromagnetically induced absorption and electromagnetically induced transparency in an optical-radio two-photon coupling configuration^{*}

Zhang Lian-Shui Li Xiao-Li[†] Wang Jian Yang Li-Jun Feng Xiao-Min Li Xiao-Wei Fu Guang-Sheng

(*College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China*)

(Received 19 October 2007 ; revised manuscript received 22 February 2008)

Abstract

Electromagnetically induced transparency (EIT) resonance is obtained in a well-studied lambda three level system where an optical coupling field and a probing field interact with two optical transitions. However, both electromagnetically induced absorption (EIA) and EIT can be obtained in a modified quasi-lambda four level system consisting of an optical-radio two-photon coupling field and a probing field. By solving the density matrix equation of motion, a physical account of EIA and EIT is given in terms of a dressed state picture. It can be seen that the optical coupling field in this quasi-lambda four level system has a crucial effect on the forming of EIA and EIT. An EIA is observed under a resonant optical coupling and it evolves into an EIT when there is a detuning. Furthermore, the width of EIA or EIT increases as the optical coupling Rabi frequency increases.

Keywords : electromagnetically induced transparency, electromagnetically induced absorption, radio field, optical coupling field

PACC : 4250

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2005000091) and the Scientific Research Program of the Education Bureau of Hebei Province, China (Grant No. 2004103).

[†] Corresponding author. E-mail : xiaolixiaoli001@yahoo.com.cn