

射频驱动下电磁诱导透明窗口的分裂和增益的出现*

李晓莉^{1)2)†} 尚雅轩¹⁾ 孙江¹⁾

1) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

2) (中国科学院半导体研究所, 半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

(2012年8月21日收到; 2012年9月17日收到修改稿)

在 Λ 型三能级系统的基础上引入两个共振射频场, 通过详细讨论系统的探测吸收特性随两个射频场 Rabi 频率取不同值时的变化规律, 得出电磁诱导透明 (EIT) 的分裂规律以及 EIT 上出现增益现象的产生条件. 研究表明: 两个射频场对系统所起的作用不同, 控制基态精细结构能级之间跃迁的射频场对 EIT 的分裂起作用, 而控制激发态精细结构能级之间跃迁的射频场不会导致 EIT 的分裂; 而且, 只有当控制基态精细结构能级之间跃迁的射频场的 Rabi 频率大于控制激发态精细结构能级之间跃迁的射频场的 Rabi 频率时, 才能产生 EIT 与增益相叠加的新特性.

关键词: 射频场, 电磁诱导透明, 增益, 精细结构能级

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.62.064202

1 引言

作为目前现代量子光学中极为重要的技术之一, 电磁诱导透明 (EIT) 方法使得我们可利用量子相干效应消除电磁波传播过程中的介质影响, 还可以通过将光子存储于原子体系中来实现对原子团或激光的量子态操控. 此技术已经广泛应用于慢光及光存储^[1-3]、量子计算^[4]和光开关^[5]等相关领域的研究. 与 EIT 关系最密切的是 Λ 型三能级系统. 在 Λ 型三能级系统中, 耦合场和探测场的量子相干作用使探测吸收曲线上出现线宽极窄的 EIT. 本文在 Λ 型三能级系统的基础上引入两个共振射频场, 这两个射频场分别控制基态精细结构能级之间和激发态精细结构能级之间的粒子跃迁, 并和原来系统中的耦合场和探测场产生量子相干作用, 使系统同时呈现 EIT 和增益两种特性. 新系统中产生的 EIT 不仅保留了原 Λ 型三能级系统中呈现的窄线宽特性, 而且在射频场作用下发生分裂, 其分裂规律与两个射频场的 Rabi 频率取值有关. 另外 EIT 与增益相叠加的新特性将为高分辨激光光谱^[6]、

激光稳频和改变激光束质量^[7]等课题的研究提供新思路, 也为 EIT 在新型激光器^[8,9]和新型非线性材料^[10-12]的开发和研制领域中的应用研究提供帮助. 本文对 EIT 的分裂和 EIT 与增益的叠加现象进行了研究, 对其随两个共振射频场的 Rabi 频率的变化规律进行了详细阐述. 研究表明, 在附加两个射频场的新系统中, 当两个共振射频场的 Rabi 频率满足一定条件时, 可以同时出现 EIT 和增益两种现象.

2 系统的密度矩阵方程

耦合场、射频场 1、射频场 2 和探测场共同作用下的四能级系统模型如图 1 所示. 其中, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级属基态精细结构能级, $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 能级属激发态精细结构能级. 频率为 ω_c 的耦合场激励 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁, 频率为 ω_{r1} 的射频场 1 激励 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁, 频率为 ω_{r2} 的射频场 2 激励 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁, 而频率为 ω_p 的探测场通过扫描 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁获得探测吸收谱. 四个场的 Rabi 频率分别为 Ω_c , Ω_{r1} , Ω_{r2} 和 Ω_p .

* 国家自然科学基金青年基金 (批准号: 10804025)、河北省自然科学基金 (批准号: F2010000306) 和河北省高等学校科学研究项目 (批准号: 20111114) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xiaolixiaoli001@yahoo.com.cn

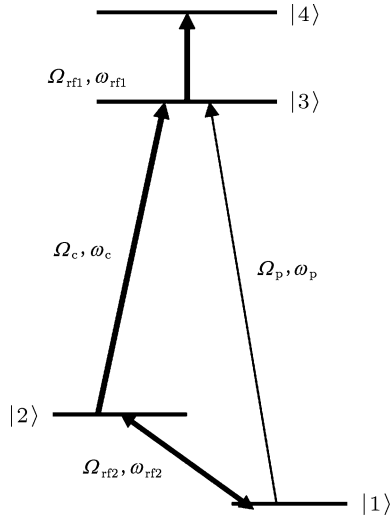


图1 耦合场、射频场1、射频场2和探测场共同作用下的四能级系统

此四能级系统的密度矩阵方程可表示为

$$\dot{\rho}_{11} = i\chi_p (\rho_{31} e^{i\delta t} - \rho_{13} e^{-i\delta t}) + i\chi_{rf2} (\rho_{21} - \rho_{12}) + \frac{\gamma}{2} (\rho_{44} + \rho_{33}) + \Gamma (\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\chi_c (\rho_{32} - \rho_{23}) + i\chi_{rf2} (\rho_{12} - \rho_{21}) + \frac{\gamma}{2} (\rho_{44} + \rho_{33}) + \Gamma (\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{33} = i\chi_{rf1} (\rho_{43} - \rho_{34}) + i\chi_c (\rho_{23} - \rho_{32}) - i\chi_p (\rho_{31} e^{i\delta t} - \rho_{13} e^{-i\delta t}) - \gamma\rho_{33}, \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{44} = i\chi_{rf1} (\rho_{34} - \rho_{43}) - \gamma\rho_{44}, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{43} = i\chi_{rf1} (\rho_{33} - \rho_{44}) - i\chi_c \rho_{42} - i\chi_p \rho_{41} e^{i\delta t} + d_{43} \rho_{43}, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{42} = i\chi_{rf1} \rho_{32} - i\chi_c \rho_{43} - i\chi_{rf2} \rho_{41} + d_{42} \rho_{42}, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{41} = i\chi_{rf1} \rho_{31} - i\chi_p \rho_{43} e^{-i\delta t} - i\chi_{rf2} \rho_{42} + d_{41} \rho_{41}, \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{32} = i\chi_{rf1} \rho_{42} + i\chi_c (\rho_{22} - \rho_{33}) + i\chi_p \rho_{12} e^{-i\delta t} - i\chi_{rf2} \rho_{31} + d_{32} \rho_{32}, \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{31} = i\chi_{rf1} \rho_{41} + i\chi_c \rho_{21} + i\chi_p (\rho_{11} - \rho_{33}) e^{-i\delta t} - i\chi_{rf2} \rho_{32} + d_{31} \rho_{31}, \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{21} = i\chi_c \rho_{31} - i\chi_p \rho_{23} e^{-i\delta t} + i\chi_{rf2} (\rho_{11} - \rho_{22}) + d_{21} \rho_{21}, \quad (10)$$

这里, $\chi_c = \Omega_c/2$, $\chi_{rf1} = \Omega_{rf1}/2$, $\chi_{rf2} = \Omega_{rf2}/2$, $\chi_p = \Omega_p/2$. $d_{ij} = i\delta_{ij} - \gamma_{ij}$ 为复失谐量, 其中, δ_{ij} 分别为 $\delta_{32} = \omega_c - \omega_{32}$, $\delta_{43} = \omega_{rf1} - \omega_{43}$, $\delta_{21} = \omega_{rf2} - \omega_{21}$, $\delta_{31} = \omega_p - \omega_{31}$, 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 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 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_{31} 的虚部正比于探测场的吸收系数. 本文重在研究射频场引起的非线性效应, 故将探测场视为弱场. 通过对探测场进行微扰处理, 求解 ρ_{31} 的一级微扰解, 得到 $\text{Im}[\rho_{31}^{(1)}]$ 随探测场失谐量 $\delta_{31} = \omega_p - \omega_{31}$ 的变化曲线, 即探测吸收谱的变化规律.

3 结果和讨论

3.1 附加共振射频场前后探测吸收曲线的变化

首先讨论附加射频场对系统的影响. 图2给出了共振耦合场的 Rabi 频率保持不变 ($\Omega_c = 0.1$), 探测吸收曲线在附加共振射频场前后的变化. 图2(a)为没有附加射频场的情况, 在探测吸收曲线的中心频率处出现了 EIT. 图2(b)为只附加射频场1 ($\Omega_{rf1} = 1$) 的情况, 依然仅在中心频率处出现了 EIT, 同时由于射频场1的动态 Stark 劈裂效应, 在 $\delta_{31} = \pm 0.5$ 处出现了 Autler-Townes 双峰. 图2(c)为只附加射频场2 ($\Omega_{rf2} = 1$) 的情况, 系统中出现了3个 EIT, 分别位于中心频率和 $\delta_{31} = \pm 1$ 处, 同时射频场2的动态 Stark 劈裂效应也使 $\delta_{31} = \pm 0.5$ 处出现 Autler-Townes 双峰. 图2(d)为附加两个射频场 ($\Omega_{rf1} = 1$ 和 $\Omega_{rf2} = 1$) 的情况, 系统中依然出现了位于中心频率和 $\delta_{31} = \pm 1$ 处的3个 EIT, 但两个射频场的动态 Stark 劈裂效应共同作用使 $\delta_{31} = 0, \pm 1$ 处出现两对 Autler-Townes 双峰, $\delta_{31} = 0$ 处的双峰重合在一起变成单峰, $\delta_{31} = \pm 1$ 处的双峰正好与两侧的林 EIT 交叠在一起.

通过图2(a)—(d)得出如下结论: 仅附加共振射频场1, 不会产生 EIT 的分裂, 但其动态 Stark 劈裂效应使 $\delta_{31} = \pm \Omega_{rf1}/2$ 处出现 Autler-Townes 双峰; 仅附加共振射频场2, 使单 EIT 分裂成3个 EIT, 而且两个新出现的 EIT 位于 $\delta_{31} = \pm \Omega_{rf2}$ 处, 同时其动态 Stark 劈裂效应使 $\delta_{31} = \pm \Omega_{rf2}/2$ 处出现 Autler-Townes 双峰; 同时附加两个共振射频场, EIT 的分裂情况与仅附加射频场2时相同, 但两个射频场的动态 Stark 劈裂效应共同作用使 $\delta_{31} = \pm(\Omega_{rf1} - \Omega_{rf2})/2$ 和 $\pm(\Omega_{rf1} + \Omega_{rf2})/2$ 处出现

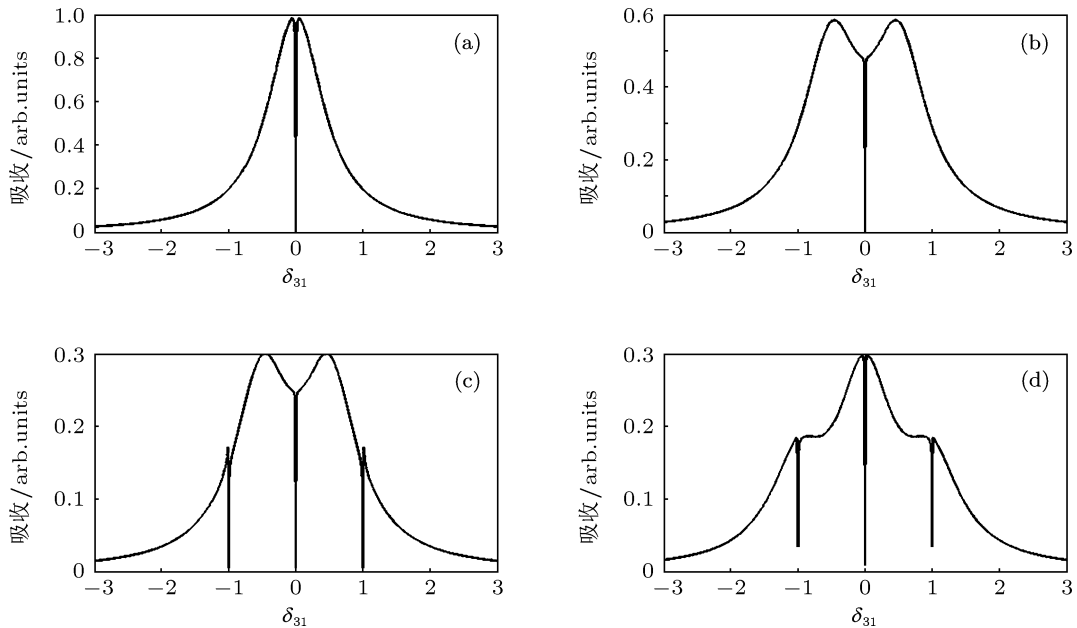


图2 (a) $\Omega_{rf1} = 0$ 和 $\Omega_{rf2} = 0$; (b) $\Omega_{rf1} = 1$ 和 $\Omega_{rf2} = 0$; (c) $\Omega_{rf1} = 0$ 和 $\Omega_{rf2} = 1$; (d) $\Omega_{rf1} = 1$ 和 $\Omega_{rf2} = 1$

Autler-Townes 双峰. 在图 2(d) 中, 两个射频场的 Rabi 频率取值相等, 使中心频率处的双峰变成单峰, 使两侧的双峰与两侧的林特交叠在一起.

3.2 两个共振射频场的 Rabi 频率不相等时探测吸收曲线的变化

通过图 2 已经得到了两个共振射频场引起的林特的分裂规律. 但其结论是在两个射频场的 Rabi 频率取值相等时得出的. 为了验证结论的正确性, 下面将讨论两个共振射频场的 Rabi 频率不相等时探测吸收曲线的变化. 另外, 当两个射频场的 Rabi 频率取值不相等时, 系统中会出现新的非线性效应. 本部分将对新出现的非线性效应进行重点研究.

图 3 给出了共振耦合场的 Rabi 频率保持不变 ($\Omega_c = 0.1$), 探测吸收曲线随两个共振射频场 Rabi 频率取值不同的变化规律. 图 3(a) 为 $\Omega_{rf1} = 2$ 和 $\Omega_{rf2} = 1$ 的情况, 在中心频率和 $\delta_{31} = \pm 1$ 处出现了 3 个林特, 同时在 $\delta_{31} = \pm 0.5, \pm 1.5$ 处出现了两对 Autler-Townes 双峰. 图 3(b) 为 $\Omega_{rf1} = 1$ 和 $\Omega_{rf2} = 2$ 的情况, 在中心频率和 $\delta_{31} = \pm 2$ 处出现了 3 个林特, 在 $\delta_{31} = \pm 0.5, \pm 1.5$ 处出现了两对 Autler-Townes 双峰. 图 3(c) 为 $\Omega_{rf1} = 2$ 和 $\Omega_{rf2} = 3$ 的情况, 在中心频率和 $\delta_{31} = \pm 3$ 处出现了 3 个林特, 在 $\delta_{31} = \pm 0.5, \pm 2.5$ 处出现了两对 Autler-Townes 双峰. 图 3(d) 为 $\Omega_{rf1} = 3$ 和 $\Omega_{rf2} = 2$ 的情况, 在中心频率和 $\delta_{31} = \pm 2$

处出现了 3 个林特, 在 $\delta_{31} = \pm 0.5, \pm 2.5$ 处出现了两对 Autler-Townes 双峰.

通过图 3 的结果对图 2 的结论进行了验证, 同时附加两个共振射频场时, 林特的分裂情况仅取决于射频场 2, 出现 3 个林特, 分别位于中心频率和 $\delta_{31} = \pm \Omega_{rf2}$ 处, 但两个射频场的动态 Stark 劈裂效应共同作用使 $\delta_{31} = \pm(\Omega_{rf1} - \Omega_{rf2})/2, \pm(\Omega_{rf1} + \Omega_{rf2})/2$ 处出现 Autler-Townes 双峰. 当两个射频场的 Rabi 频率取值不相等时, 会出现两对分立的双峰, 而且双峰的位置不可能再与两侧林特的位置重合.

另外, 图 3(b) 和图 3(c) 中出现了新的非线性现象——增益现象. 当 $\Omega_{rf2} > \Omega_{rf1}$ 时, 两侧林特位于吸收曲线的最外侧, 林特上出现增益现象, 而当 $\Omega_{rf1} > \Omega_{rf2}$ 时, 两侧林特位于 Autler-Townes 双峰的内侧, 林特上不出现增益现象.

图 4 给出了共振耦合场的 Rabi 频率保持不变 ($\Omega_c = 0.1$), 射频场 1 不存在, 探测吸收曲线随共振射频场 2 的 Rabi 频率取值不同的变化规律. 结论与前面相似的是, 只附加射频场 2 时, 系统中出现了 3 个林特, 分别位于中心频率和 $\delta_{31} = \pm \Omega_{rf2}$ 处, 同时射频场 2 的动态 Stark 劈裂效应也使 $\delta_{31} = \pm \Omega_{rf2}/2$ 处出现 Autler-Townes 双峰. 而且, 当射频场 1 不存在, 仅存在射频场 2 时, 两侧林特上出现增益现象. 进一步印证了当 $\Omega_{rf2} > \Omega_{rf1}$ 时, 两侧林特位于吸收曲线的最外侧, 林特上出现增益现象.

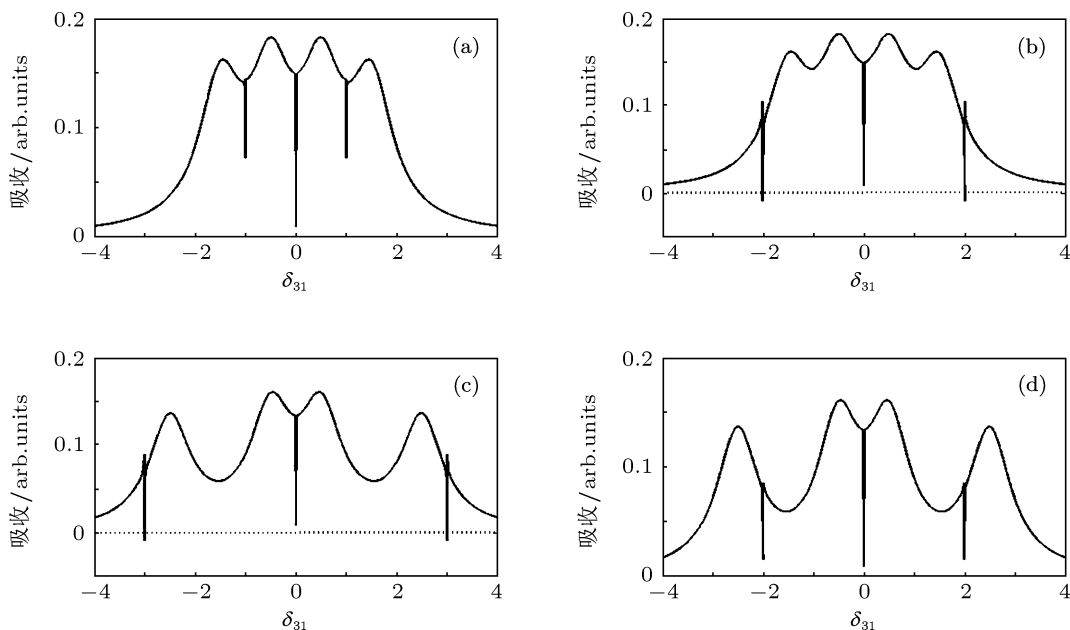


图3 (a) $\Omega_{rf1} = 2$ 和 $\Omega_{rf2} = 1$; (b) $\Omega_{rf1} = 1$ 和 $\Omega_{rf2} = 2$; (c) $\Omega_{rf1} = 2$ 和 $\Omega_{rf2} = 3$; (d) $\Omega_{rf1} = 3$ 和 $\Omega_{rf2} = 2$

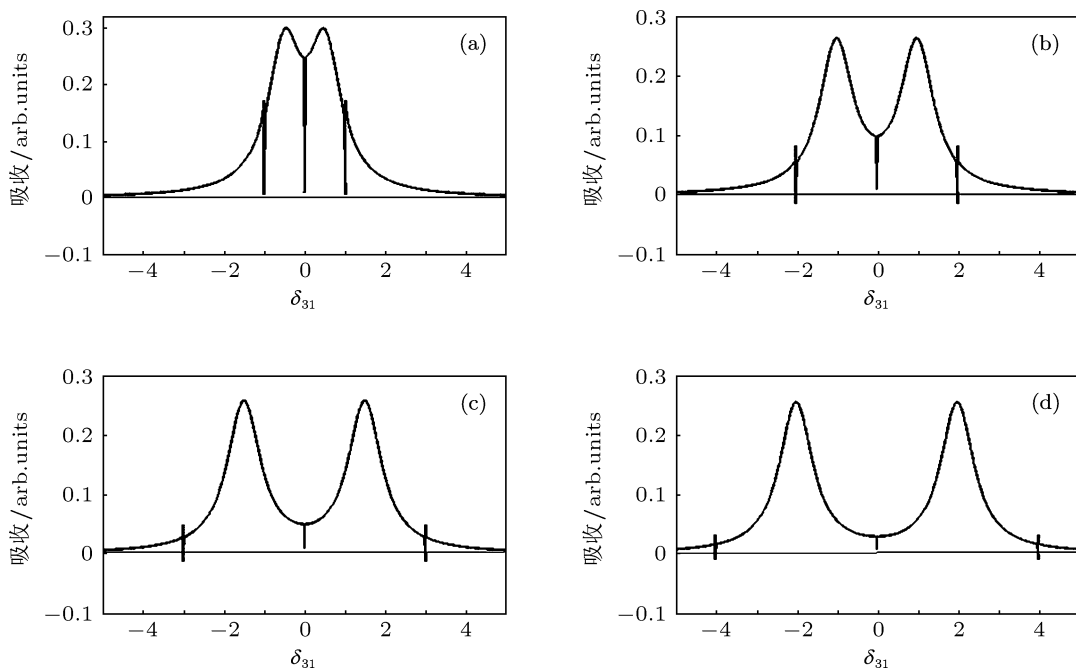


图4 (a) $\Omega_{rf1} = 0$ 和 $\Omega_{rf2} = 1$; (b) $\Omega_{rf1} = 0$ 和 $\Omega_{rf2} = 2$; (c) $\Omega_{rf1} = 0$ 和 $\Omega_{rf2} = 3$; (d) $\Omega_{rf1} = 0$ 和 $\Omega_{rf2} = 4$

4 结论

本文对两个射频场作用下的四能级系统的探测吸收特性进行了理论研究. 两个共振射频场是在 Λ 型三能级系统的基础上引入的, 分别控制基态精

细结构能级之间和激发态精细结构能级之间的粒子跃迁, 并和原来系统中的耦合场和探测场产生量子相干作用, 因此使系统同时呈现 EIT 和增益两种特性. 本文分析了两个射频场的 Rabi 频率取不同值时 EIT 的分裂规律以及 EIT 上出现增益现象的产生条件. 研究表明, 在本系统中, 仅附加共振

射频场 1, 不会产生 EIT 的分裂; 仅附加共振射频场 2, 使单 EIT 分裂成 3 个 EIT, 而且两个新出现的 EIT 位于 $\delta_{31} = \pm\Omega_{rf2}$ 处; 同时附加两个共振射频场, EIT 的分裂情况与仅附加射频场 2 时相同. 另

外, 当 $\Omega_{rf2} > \Omega_{rf1}$ 时, 两侧 EIT 位于吸收曲线的最外侧, EIT 上出现增益现象, 而当 $\Omega_{rf1} > \Omega_{rf2}$ 时, 两侧 EIT 位于 Autler-Townes 双峰的内侧, EIT 上不出现增益现象.

- [1] Yannopoulos V, Paspalakis E, Vitanov N V 2009 *Phys. Rev. B* **80** 035104
- [2] Wu M C, Liu W C 2011 *Comput. Phys. Commun.* **182** 143
- [3] Wang J 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033841
- [4] Woods D, Naughton T J 2009 *Appl. Math. Comput.* **215** 1417
- [5] Wang Z P, Xu M C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1574
- [6] Iftiqar S M 2008 *Opt. Commun.* **281** 4951
- [7] Fountoulakis A, Terzis A F, Paspalakis E 2010 *Phys. Lett. A* **374** 3354
- [8] Zhuo Z C, Su X M, Zhang Y S 2005 *Phys. Lett. A* **336** 25
- [9] Deng W W, Wu S P, Li G X 2012 *Opt. Commun.* **285** 2668
- [10] Jin X R, Lu Y H, Zheng H Y, Lee Y P, Rhee J Y, Kim K W, Jang W H 2011 *Opt. Commun.* **284** 4766
- [11] Wang Z L, Zheng G S, Wang S Q, Qin Q S, Zhou H L, Zhang J C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 127805 (in Chinese) [王治龙, 郑贵森, 王世钦, 秦青松, 周宏亮, 张加驰 2012 物理学报 **61** 127805]
- [12] Qin Q S, Ma X L, Shao Y, Yang X Y, Sheng H F, Yang J Z, Yin Y, Zhang J C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 097804 (in Chinese) [秦青松, 马新龙, 邵宇, 杨星瑜, 盛鸿飞, 杨靖忠, 尹瑶, 张加驰 2012 物理学报 **61** 097804]

Splitting of electromagnetically induced transparency window and appearing of gain due to radio frequency field*

Li Xiao-Li^{1)2)†} Shang Ya-Xuan¹⁾ Sun Jiang¹⁾

¹⁾ (College of Physical Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

²⁾ (State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(Received 21 August 2012; revised manuscript received 17 September 2012)

Abstract

Two resonant radio frequency fields are added to lambda three-level system in this paper. By discussing the behaviors of probing field absorption profiles under the effect of different Rabi frequencies of two radio frequency fields, the splitting of electromagnetically induced transparency (EIT) can be seen and the overlapping between EIT and gain can be obtained. The results show that the two radio frequency fields have different control functions on the system. The radio frequency field which interacts with hyperfine levels of ground state plays a role in the splitting of EIT, but the radio frequency field which interacts with hyperfine levels of excited state does not work on it. In addition only when the Rabi frequency of radio frequency field interacting with hyperfine levels of ground state is greater than with hyperfine levels of excited state, can the new features about the overlapping between EIT and gain be obtained.

Keywords: radio frequency field, electromagnetically induced transparency, gain, hyperfine levels

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.62.064202

* Project supported by the Young Scientists Fund of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804025), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. F2010000306), and the Scientific Project of Higher Education Institutions of Hebei Province, China (Grant No. 2011114).

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