

文章编号: 0253-2239(2010)01-0251-06

真空场诱导相干对梯形四能级原子系统中单光子和双光子透明的影响

曾志强 侯邦品

(四川师范大学 物理与电子工程学院, 四川 成都 610066)

摘要 当一个梯形四能级原子系统的中间两个能级分别与真空辐射场相互作用耦合到基态和激发态时,自发衰变路径间的量子干涉效应导致了 V 和 Λ 型的真空场诱导相干(VIC)。利用半经典理论,分别讨论了这两种类型的 VIC 对单光子和双光子电磁诱导透明的影响,并发现 Λ 型的真空场诱导相干增强双光子的吸收,而对单光子的吸收几乎无影响;V 型的真空场诱导相干抑制单光子和双光子的吸收。

关键词 量子光学;真空场诱导相干;梯形四能级原子系统;电磁诱导透明

中图分类号 O431.2 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103001.0251

Effects of Vacuum-Induced Coherence on the Single and Two-Photon Transparency in a Four-Level Ladder Atomic System

Zeng Zhiqiang Hou Bangpin

(College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu, Sichuan 610066, China)

Abstract When the two middle levels in a four-level ladder atom are coupled with a ground and a excited levels by the same vacuum radiation fields, respectively, there are two kinds of vacuum-induced coherence (VIC): V and Λ -type VIC; due to the quantum interference effects between the spontaneous decay channels. The effects of the VIC on the electromagnetically induced single- and two-photon transparency are studied by the semiclassical theory, respectively. The Λ -type VIC enhances the two-photon absorption, but has no effect on the single photon absorption; the V-type VIC suppresses the single and two-photon absorption.

Key words quantum optics; vacuum-induced coherence; four-level ladder atomic system; electromagnetically induced transparency

1 引言

在通常情况下,将一束探测光照射在原子气体上,该信号光会被吸收.如果用另外一束较强的耦合光同时照射到这种介质上,信号光不被吸收,这就是电磁诱导透明(EIT)现象^[1-2].系统在呈现 EIT 现象时,会伴随许多有趣的物理现象,譬如光速减慢或停止^[3-6],粒子数无反转的激光^[7-9],非线性光的产生^[10-13]等.当一个原子靠得很近的两个基态或者激发态能级与另一个能级构成的跃迁同时与相同辐

射真空场相互作用时,自发衰变路径之间的干涉效应会导致系统的相干,即真空场诱导相干(VIC).V 型三能级原子的真空场诱导相干对探测光增益^[7,14,15]和暗态周期^[16,17]等性质的影响已作了讨论.而 Λ 型三能级原子的真空场诱导相干对相干布居数捕获和介质吸收的影响在文献[18~21]中作了研究.接着,Y 型和 Λ 型四能级原子中真空场诱导相干对介质的影响也已被讨论^[22,23].而对于四能级 \diamond 型系统,Giovanna Morigi^[24]讨论了探测光与

收稿日期: 2009-01-15; 收到修改稿日期: 2009-03-30

基金项目: 国家自然科学基金(10647007)、四川省教育厅重点科研基金(07ZA086)和四川省青年基金(09ZQ026008)资助课题。

作者简介: 曾志强(1983—),男,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究. E-mail: zhiqiang_zeng@163.com

导师简介: 侯邦品(1970—),男,教授,硕士生导师,主要从事量子力学和量子光学等方面的研究。

E-mail: bphou@163.com

耦合光相对相位 Φ 及不同衰变因子对介质的影响, Wu Jinhui 等^[25] 讨论了由耦合场的强度和失谐量决定的吸收光谱。但上述文献并没有讨论 VIC 对系统光学性质的影响。本文所讨论梯形四能级原子系统的中间两个能级是非常接近的, 如果与它们耦合的跃迁与真空辐射场相互作用, 系统将出现由环境导致的相干性。由于与激发态耦合的跃迁构成 Δ 型子系统, 而与基态耦合的跃迁构成的 V 型子系统, 在同一个系统当中讨论这两种基本 VIC 对系统光学性质的影响是一个很有趣的物理问题, 这样可以比较两种相干性对系统物理性质影响的异同。另外, 本文同时考虑了两种不同类型的相干性对本系统的单光子和双光子两种透明谱的影响, 并发现这两种相干性对这两种透明谱的作用是不同的。

2 物理模型及密度矩阵方程

本文所讨论的梯形四能级原子系统的能级图如图 1 所示。该原子系统的基态为 $|1\rangle$, 而能级最高的激发态为 $|4\rangle$; $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 为系统的中间激发态。现用频率为 ω_p 的探测光分别作用到跃迁 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 上, 它们对应的拉比 (Rabi) 频率为 $G_1 = \boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_p / \hbar$ 和 $G_2 = \boldsymbol{\mu}_{31} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_p / \hbar$ 。频率为 ω_c 的耦合激光分别作用到跃迁 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 上, 它们对应的 Rabi 频率为 $G_3 = \boldsymbol{\mu}_{23} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_c / \hbar$ 和 $G_4 = \boldsymbol{\mu}_{24} \cdot$

$\boldsymbol{\varepsilon}_c / \hbar$ 。其中偶极矩阵元定义为 $\boldsymbol{\mu}_{ij} = e \langle i | \mathbf{r} | j \rangle (i, j = 1, 2, 3, 4)$, 而 $2\gamma_{21}, 2\gamma_{31}, 2\gamma_{42}$ 和 $2\gamma_{43}$ 分别是相应跃迁上的自发衰变系数。本文所讨论的梯形四能级原子系统可由碱金属原子来实现, 譬如由 ^{87}Rb 原子的 $|5S_{1/2}, F=2, m=0\rangle, |5P_{1/2}, F=2, m=\pm 1\rangle$ 和 $|5D_{3/2}, F=3, m=0\rangle$ 可实现本文原子模型表示的 $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 态。据前面介绍, 要实现真空诱导相干必须要求两个中间态所对应的能级接近简并, 这在一般原子系统中很难实现。在实际应用中, 通常采用电场或其它场将两个裸原子态耦合成两个缀饰态, 再调节耦合场的强度来改变两个缀饰态能级间隔而实现接近简并的条件^[26]。

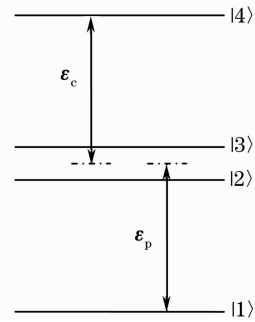


图 1 四能级原子系统能级示意图

Fig. 1 Energy scheme of the four-level atom

在偶极近似和旋转波近似下, 光场和原子系统相互作用的哈密顿量在相互作用绘景中为

$$H_I = -\hbar(G_1 |2\rangle\langle 1| + G_2 |3\rangle\langle 1| + G_3 |4\rangle\langle 2| + G_4 |4\rangle\langle 3| + h. c.) - \hbar\Delta_1 |2\rangle\langle 2| + \hbar\Delta_2 |3\rangle\langle 3| + \hbar(\Delta_3 - \Delta_1) |4\rangle\langle 4|, \quad (1)$$

在(1)式中, 探测光和耦合光的失谐量分别被定义为 $\Delta_1 = \omega_p - \omega_{21}, \Delta_2 = \omega_{31} - \omega_p, \Delta_3 = \omega_{42} - \omega_c$ 和 $\Delta_4 = \omega_c - \omega_{43}$ 。这样有 $\Delta_1 + \Delta_2 = \Delta_3 + \Delta_4$ 。将(1)式中的哈密顿量代入密度矩阵主方程, 便得到系统的密度矩阵元满足的方程组为

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = i(-G_1\rho_{12} - G_2\rho_{13} + G_1^*\rho_{21} + G_2^*\rho_{31}) + 2\gamma_{21}\rho_{22} + 2\gamma_{31}\rho_{33} + 2Q_2(\rho_{23} + \rho_{32}),$$

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = i(G_1\rho_{12} - G_3\rho_{24} - G_1^*\rho_{21} + G_3^*\rho_{42}) + 2\gamma_{42}\rho_{44} - 2\gamma_{21}\rho_{22} - Q_2(\rho_{23} + \rho_{32}),$$

$$\frac{d\rho_{33}}{dt} = i(G_2\rho_{13} - G_4\rho_{34} - G_2^*\rho_{31} + G_4^*\rho_{43}) + 2\gamma_{43}\rho_{44} - 2\gamma_{31}\rho_{33} - Q_2(\rho_{23} + \rho_{32}),$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i(-G_3\rho_{14} + G_1^*\rho_{22} - G_1^*\rho_{11} + G_2^*\rho_{32}) - i\Delta_1\rho_{12} - \gamma_{21}\rho_{12} - Q_2\rho_{13},$$

$$\frac{d\rho_{13}}{dt} = i(-G_4\rho_{14} + G_1^*\rho_{23} + G_2^*\rho_{33} - G_2^*\rho_{11}) + i\Delta_2\rho_{13} - \gamma_{31}\rho_{13} - Q_2\rho_{12},$$

$$\frac{d\rho_{14}}{dt} = i(G_1^*\rho_{24} + G_2^*\rho_{34} - G_3^*\rho_{12} - G_4^*\rho_{13}) + i(\Delta_3 - \Delta_1)\rho_{14} - (\gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{14},$$

$$\frac{d\rho_{23}}{dt} = i(G_1\rho_{13} - G_4\rho_{24} - G_2^*\rho_{21} + G_3^*\rho_{43}) - (\gamma_{21} + \gamma_{31} - i\Delta_1 - i\Delta_2)\rho_{23} + 2Q_1\rho_{44} - Q_2(\rho_{22} + \rho_{33}),$$

$$\frac{d\rho_{24}}{dt} = i(G_1\rho_{14} + G_3^*\rho_{44} - G_3^*\rho_{22} - G_4^*\rho_{23}) + i\Delta_3\rho_{24} - (\gamma_{21} + \gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{24},$$

$$\frac{d\rho_{34}}{dt} = i(G_2\rho_{14} - G_3^*\rho_{32} + G_4^*\rho_{44} - G_4^*\rho_{33}) + i(\Delta_3 - \Delta_1 - \Delta_2)\rho_{34} - (\gamma_{31} + \gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{34}, \quad (2)$$

以上各密度矩阵元还同时满足归一化和厄密条件： $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1; \rho_{ij} = \rho_{ji}^*, i, j = 1, 2, 3, 4$ 。在(2)式中真空场诱导相干由下面的参量表示： $Q_1 = p_1 \sqrt{\gamma_{42}\gamma_{43}}$ 及 $Q_2 = p_2 \sqrt{\gamma_{21}\gamma_{31}}$ ，式中 p_1 和 p_2 分别为两个偶极矩阵元之间夹角的余弦，被定义为 $p_1 = \frac{\boldsymbol{\mu}_{24} \cdot \boldsymbol{\mu}_{34}}{|\boldsymbol{\mu}_{24}| \cdot |\boldsymbol{\mu}_{34}|}$ 和 $p_2 = \frac{\boldsymbol{\mu}_{21} \cdot \boldsymbol{\mu}_{31}}{|\boldsymbol{\mu}_{21}| \cdot |\boldsymbol{\mu}_{31}|}$ 。如果 $\boldsymbol{\mu}_{24}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{34}$ 是相互垂直的，则 $p_1 = 0$ ，真空辐射场诱导的相干项 Q_1 消失；如果 $\boldsymbol{\mu}_{21}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{31}$ 是相互垂直的，则 $p_2 = 0$ ，真空辐射场诱导的相干项 Q_2 消失。因此，真空场诱导相干的存在还必须要求偶极跃迁矩阵元是不垂直的。按以下三种情况讨论该梯形四能级原子系统中真空场诱导相干对单光子和双光子透明谱的影响：1) 由 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径(V型能级)引起的一种真空场诱导相干 Q_2 对透明谱的影响；2) 由 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径(Δ 型能级)引起的一种真空场诱导相干 Q_1 对透明谱的影响；3) 同时考虑由 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径引起的真空场诱导相干 Q_2 和 Q_1 对透明谱的影响。以下讨论是在定态情况下展开的，即假定 $d\rho_{ij}/dt = 0$ 。在本原子系统中，通过 $(\rho_{21} + \rho_{31})$ 的虚部描述单光子的吸收情况，通过激发态的粒子数布居 ρ_{44} 描述双光子的吸收强度^[27,28]。探测场跃迁的总的线性极化率为

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 = \frac{N_0 |\boldsymbol{\mu}_{21}| \cdot |\boldsymbol{\mu}_{31}| (\rho_{21} + \rho_{31})}{2\epsilon_0 G_1 G_2} \quad [25]$$

式中 N_0 是原子数密度， χ_1 和 χ_2 分别表示 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁产生的线性极化率。为了计算简便，令

$$\frac{N_0 |\boldsymbol{\mu}_{21}| \cdot |\boldsymbol{\mu}_{31}|}{2\epsilon_0 G_1 G_2} = 1,$$

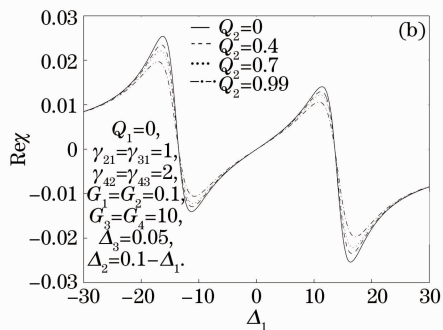
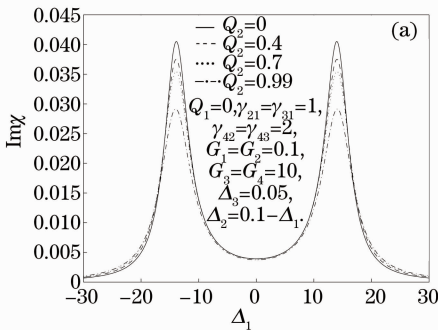


图 2 (a)吸收系数 $\text{Im}\chi$; (b)色散系数 $\text{Re}\chi$ 随探测光失谐量 Δ_1 的变化关系

Fig. 2 (a) Absorption $\text{Im}\chi$; (b) dispersion $\text{Re}\chi$ versus the probe detuning Δ_1 for the values of parameters

这样便有 $\text{Im}\chi = \text{Im}(\rho_{21} + \rho_{31})$ 。

3 讨 论

3.1 不同真空场诱导相干对单光子吸收的影响

首先，讨论梯形四能级原子系统中由 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径(V型能级)引起的真空场诱导相干对原子系统的吸收和色散性质的影响。此时(2)式中真空辐射场诱导的相干项中 $Q_1 = 0$ 。由图 2(a)可知， $Q_2 = 0$ 时，探测光几乎不被吸收，即本文所提到的单光子透明现象。当 $Q_2 > 0$ 时， Q_2 对系统在共振点处的光谱性质影响较小，但仍可见 Q_2 使系统在共振点处更加透明。其原因是因为真空场诱导的相干加强了外加场对系统诱导的相干性。随着 Q_2 值的增大，探测光吸收谱的 Autler-Twones 峰值减小，但对称分布于共振点两边的 Autler-Townes 峰之间的距离不变。从图 2(b)可知真空场诱导相干对原子系统色散性质的影响：系统在共振点处斜率为正值且其值随着 Q_2 值的增大而缓慢减小，这意味着探测光在原子气体中传播的群速度变慢，即出现光速减慢现象^[3,4,24]。这与单独的 V 型三能级引起的 VIC 对原子系统影响不同。V 型三能级原子系统中 VIC 的存在使探测光在共振点附近出现增益且增益值随 VIC 的增强而增大，而色散谱线在共振点处的斜率也随 VIC 的增强而增大^[14]。这些不同是由于在梯形四能级原子系统中 V 型能级引起 VIC 的跃迁路径 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 作用还与该系统耦合场的作用有关。

接着，讨论梯形四能级原子系统中由 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径引起的真空场诱导相干对原子系统的单光子吸收和色散性质的影响。此时

(2)式中真空辐射场诱导的相干项 $Q_2=0$ 。当 $Q_1=0$ 时,即图 2(a)中的实线。当加入真空场诱导相干($Q_1 \neq 0$)后,原子系统的吸收图象和色散图象几乎无变化。这是由于单光子吸收情况主要与 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁有关,而 Q_1 主要是 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径导致的。

同时考虑上面两种真空场诱导相干对原子气体单光子吸收和色散性质的影响:在其他条件和参数不变,取 $Q_1 = Q_2 = 0$ (实线), $Q_1 = Q_2 = 0.4$ (虚线), $Q_1 = Q_2 = 0.7$ (点线), $Q_1 = Q_2 = 0.99$ (虚-点间隔线)所得的图象几乎与图 2 完全重合,这是因为该情况是在图 2 基础上加了空场项 Q_1 的影响。而从前面讨论已知, Q_1 对单光子(探测光)的吸收图象和色散图象都几乎无影响。

现在用缀饰态解释上面图中 Autler-Twones 峰。为此,先计算原子与两控制场(即 G_3 和 G_4)之间相互作用耦合部分的本征态和对应的本征值。相互作用耦合部分的哈密顿(Hamiltonian):

$$H = -\hbar(G_3|4\rangle\langle 2| + G_4|4\rangle\langle 3| + h.c.) + \hbar\Delta_3|4\rangle\langle 4|. \quad (3)$$

令 $G_3 = G_4 = G$,能够得到:

$$|\varphi_+\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{\Delta_3}{\lambda}}(|2\rangle + |3\rangle + \frac{4G}{\lambda - \Delta_3}|4\rangle),$$

$$m_+ = \frac{\Delta_3 + \lambda}{2}, \quad (4)$$

$$|\varphi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle - |3\rangle), \quad m_0 = 0, \quad (5)$$

$$|\varphi_-\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{\Delta_3}{\lambda}}(|2\rangle + |3\rangle + \frac{4G}{\lambda + \Delta_3}|4\rangle),$$

$$m_- = \frac{\Delta_3 - \lambda}{2}. \quad (6)$$

式中 $\lambda = \sqrt{\Delta_3^2 + 8G^2}$ 。在缀饰态基($|1\rangle, |\varphi_+\rangle, |\varphi_0\rangle$ 和 $|\varphi_-\rangle$)中,探测光的共振跃迁通过以下三条路径产生: $|1\rangle \rightarrow |\varphi_+\rangle, |1\rangle \rightarrow |\varphi_0\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |\varphi_-\rangle$ 。相应的偶极跃迁矩阵元为

$$\mu_{+1} = \langle \varphi_+ | \eta | 1 \rangle = \mu_p \sqrt{1 - \frac{\Delta_3}{\lambda}},$$

$$\mu_{01} = \langle \varphi_0 | \eta | 1 \rangle = 0,$$

$$\mu_{-1} = \langle \varphi_- | \eta | 1 \rangle = \mu_p \sqrt{1 + \frac{\Delta_3}{\lambda}},$$

式中 $\eta = \mu_p(|2\rangle\langle 1| + |3\rangle\langle 1|)$ 是探测光跃迁的极化算符。显然,能级 $|1\rangle$ 和 $|\varphi_0\rangle$ 之间的跃迁几率为 0,表明系统在共振点透明。当 $\Delta_3 = 0.05, G = 10$ 时, $\Delta_3 \ll \lambda$,故 $m_+ \approx m_-$,此即两 Autler-Twones 峰对称

分布于共振点两边的原因。

3.2 不同真空场诱导相干(VIC)对双光子吸收的影响

分别考虑前面三种不同真空场诱导相干对双光子吸收,即能级 $|4\rangle$ 上的粒子数布居的影响。由图 3 可知,在共振点处,双光子吸收极小值随 Q_2 值的增大而减小。两侧的双光子 Autler-Twones 峰值也随 Q_2 值的增大而减小,但两 Autler-Twones 峰之间的距离不变。类似单光子情况,这是由于左右两 Autler-Twones 峰之间的距离主要由控制光场的 Rabi 频率决定。图 4 是描述梯形四能级原子系统中由 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 与 $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁路径引起的真空场诱导相干 Q_1 对能级 $|4\rangle$ 上的粒子数布居的影响。与图 3 不同,图 4 中两侧的 Autler-Twones 峰值随 Q_1 值的增大而增大,在共振点处的吸收极小值也随 Q_1 值的增大而增大。

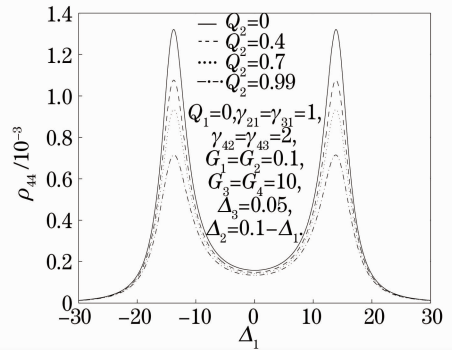


图 3 粒子数布居 ρ_{44} 随探测光失谐量 Δ_1 的变化关系
Fig. 3 Population ρ_{44} versus the probe detuning Δ_1 for the values of parameters

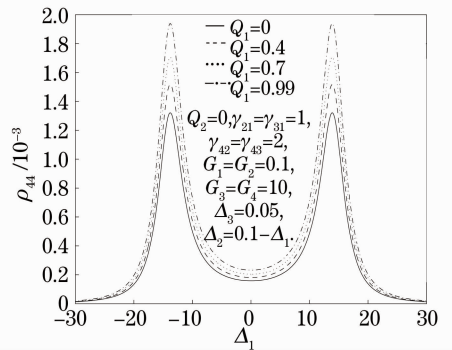


图 4 粒子数布居 ρ_{44} 随探测光失谐量 Δ_1 的变化关系
Fig. 4 Population ρ_{44} versus the probe detuning Δ_1 for the values of parameters

进一步研究粒子数布居 ρ_{44} 在 $\Delta_1 = 0$ 和 $\Delta_1 = \Delta_{\text{Autler}} \approx G$ 处随真空场诱导相干 Q_1 及 Q_2 的变化关系,如图 5 所示,在共振点 $\Delta_1 = 0$ 处 Q_1 抑制双光子透明而 Q_2 促进双光子透明。在 $\Delta_1 = \Delta_{\text{Autler}}$ 的情况与

之类似。不同的是,在 $\Delta_1 = 0$ 处 Q_1 对双光子吸收的影响明显大于 Q_2 的影响,而在 $\Delta_1 = \Delta_{\text{Autler}}$ 处 Q_1 对双光子吸收的影响明显小于 Q_2 的影响。

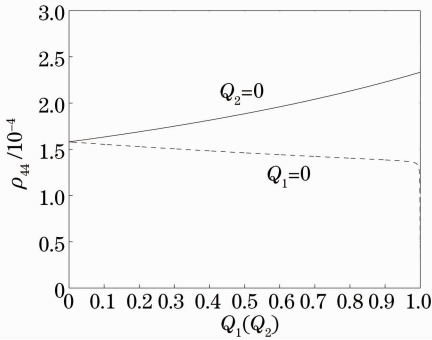


图 5 在共振点 $\Delta_1 = 0$ 处粒子数布居 ρ_{44} 随真空场诱导相干 Q_1 ($Q_2 = 0$) (实线) 和 Q_2 ($Q_1 = 0$) (虚线) 的变化关系。其他参数值与图 2 相同

Fig. 5 Population ρ_{44} versus vacuum-induced coherence Q_1 ($Q_2 = 0$) (solid curve) and Q_2 ($Q_1 = 0$) (dash curve) at resonance $\Delta_1 = 0$. Other parameters are the same as in Fig. 2

图 3 和图 4 呈现了真空场诱导相干 Q_2 与 Q_1 分别对原子系统所起的不同影响。而当同时考虑真空场诱导相干 Q_1 和 Q_2 时(如图 6 所示),两 Autler-Townes 峰值随真空场相干性的增强而减小,左右两峰之间的距离不变。但在共振点处的吸收极小值随真空场相干性的增强而增大。在共振点真空场相干性总的效果是抑制探测光透明的。对比图 3、图 4 和图 6,不难发现在 $\Delta_1 = \Delta_{\text{Autler}}$ 处真空场诱导相干 Q_2 对双光子吸收的影响起主导作用,而在 $\Delta_1 = 0$ 处真空场诱导相干 Q_1 对双光子吸收起主导作用。这与图 5 分析得出的结论吻合。

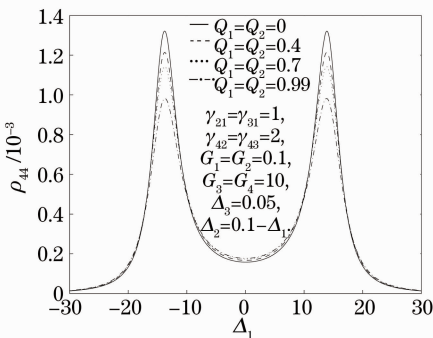


图 6 粒子数布居 ρ_{44} 随探测光失谐量 Δ_1 的变化关系
Fig. 6 Population ρ_{44} versus the probe detuning Δ_1 for the values of parameters

4 结 论

讨论了在梯形四能级原子系统中两种类型 VIC

对单光子及双光子电磁诱导透明的影响。发现不同类型的 VIC 对其影响不同:真空场诱导相干 Q_1 对单光子透明几乎无影响,增强双光子 Autler-Townes 峰的共振吸收,而抑制共振点处的双光子透明;真空场诱导相干 Q_2 主要抑制单光子和双光子中的 Autler-Townes 峰的共振吸收,而增强了共振点处的双光子透明。同时考虑两种相干性对双光子吸收的影响,发现真空场诱导相干 Q_2 对双光子的 Autler-Townes 峰处的共振吸收起主导作用,真空场诱导相干 Q_1 对共振点处的双光子透明起主导作用。

参 考 文 献

- 1 K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(20): 2593~2596
- 2 Stephen E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Today*, 1997, **50**(7): 36~42
- 3 S. E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(1): 29~32
- 4 D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair *et al.*. Storage of light in atomic vapor[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(5): 783~786
- 5 Fan Baohua, Zhang Yundong, Yuan Ping. Ultralow light propagation in a solid[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(10): 4692~4695
- 6 范保华, 掌蕴东, 袁萍. 固体介质中光速减慢现象的研究[J]. *物理学报*, 2005, **54**(10): 4692~4695
- 7 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing-down of group velocity in $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 946~950
- 8 梁卿昌, 王海华, 蒋占魁. $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中电磁感应透明及群速度减慢研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5): 946~950
- 9 Peng Zhou, S. Swain. Quantum interference in probe absorption: narrow resonances, transparency, and gain without population inversion [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(5): 832~835
- 10 Wang Zhenhua, Hu Xiangming. Role of selective excitation of dressed populations in lasing without inversion[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(8): 2569~2575
- 11 王振华, 胡响明. 修饰态布居的选择性激发对无反转激光的作用[J]. *物理学报*, 2004, **53**(8): 2569~2575
- 12 Zhang Liying, Liu Zhengdong, Chen Jun. Electromagnetically induced transparency of quasi Λ type four level atom system at low-light levels [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(9): 1419~1423
- 13 张丽英, 刘正东, 陈峻. 准 Λ 型四能级原子系统在弱场中的增益及电磁感应透明[J]. *光学学报*, 2006, **26**(9): 1419~1423
- 14 Michael M. Kash, Vladimir A. Sautenkov, Alexander S. Zibrov *et al.*. Ultralow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(26): 5229~5232
- 15 Ying Wu, Joseph Saldana, Yifu Zhu. Large enhancement of four-wave mixing by suppression of photon absorption from electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **67**(1): 013811-1
- 16 Wu Haibin, Chang Hong, Ma Jie *et al.*. Enhanced Kerr nonlinear effect of Raman transition in a Λ -type three-level atomic

- system[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(8): 3632~3636
- 武海斌,常宏,马杰等. Λ 型三能级原子系统中 Raman 跃迁增强的 Kerr 非线性效应[J]. *物理学报*, 2005, **54**(8): 3632~3636
- 13 Du Yingjie, Ge Guoku. The atomic absorption in N-type four-level system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(2): 375~380
- 杜英杰,葛国库. N型四能级系统的原子吸收[J]. *光学学报*, 2008, **28**(2): 375~380
- 14 Emmanuel Paspalakis, Shangqing Gong, Peter L. Knight. Spontaneous emission-induced coherence effects in absorption and dispersion of a V-type three-level atom[J]. *Opt. Commun.*, 1998, **152**: 293~298
- 15 Peng Zhou, S. Swain. Ultranarrow spectral lines via quantum interference[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(19): 3995~3998
- 16 Gerhard C. Hegerfeldt, Martin B. Plenio. Spectral structures induced by electron shelving[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **52**(4): 3333~3343
- 17 Weihua Xu, Jinhui Wu, Jinyue Gao. Transient response in a three-level V system with spontaneously generated coherence[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **215**: 345~351
- 18 Sunish Menon, G. S. Agarwal. Effects of spontaneously generated coherence on the pump-probe response of a Λ system[J]. *Phys. Rev. A*, 1998, **57**(5): 4014~4018
- 19 F. Carreño, Oscar G. Calderón, M. A. Antón *et al.*. Superluminal and slow light in Λ -type three-level atoms via squeezed vacuum and spontaneously generated coherence[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **71**(6): 063805-1
- 20 Jinhui Wu, Weihua Xu, Huifang Zhang *et al.*. Phase dependence of the probe gain based on dynamically induced population inversion in a Λ system [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **206**: 135~140
- 21 Jinhui Wu, Jinyue Gao. Phase control of light amplification without inversion in a Λ system with spontaneously generated coherence[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **65**(6): 063807-1
- 22 Bangpin Hou, Shunjin Wang, Wanlun Yu *et al.*. Effect of vacuum-induced coherence on single and two-photon absorption in a four-level Y-type[J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **69**(5): 053805-1
- 23 Bangpin Hou, Shunjin Wang, Wanlun Yu *et al.*. Effects of vacuum-induced coherence on dispersion and absorption properties in a tripod-scheme atomic system [J]. *J. Phys. B*, 2006, **39**: 2335~2347
- 24 Giovanna Morigi, Sonja Frankearnold, Gianluca Oppo. Phase-dependent interaction in a four-level atomic configuration[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **66**(5): 053409-1
- 25 Wu Jinhui, Gao Jinyue. Absorption properties of a driven Doppler-broadened ladder system with hyperfine structure[J]. *Chin. Phys.*, 2002, **11**(6): 572~577
- 26 Huirong Xia, Cenyun Ye, Shiyao Zhu. Experimental observation of spontaneous emission cancellation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(6): 1032~1034
- 27 G. S. Agarwal, W. Harshawardhan. Inhibition and enhancement of two photon absorption [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(6): 1039~1042
- 28 Min Yan, Edward G. Rickey, Yifu Zhu. Suppression of two-photon absorption by quantum interference[J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **64**(4): 043807-1