

# 基于量子干涉效应的四能级原子系统中的 vacuum-induced coherence 效应\*

陈 峻<sup>1)B)</sup> 刘正东<sup>1)D)</sup> 郑 军<sup>2)</sup> 方慧娟<sup>1)</sup>

1) 南昌大学近代物理研究所, 南昌 330031)

2) 南昌大学纳米技术工程研究中心, 南昌 330047)

3) 广东工业大学实验中心, 广州 510090)

(2007 年 3 月 3 日收到, 2007 年 4 月 3 日收到修改稿)

多能级系统中的 vacuum-induced coherence (VIC) 效应是一种重要的量子干涉效应, 研究了 VIC 效应导致的系统电磁感应透明现象, 并且改变了系统的吸收、增益和色散等性质, 分析了在发生 VIC 效应时系统能级粒子数分布规律. 另外, 考虑复数拉比频率的相位变化时系统可呈现出光学双稳态效应.

关键词: 量子干涉, vacuum-induced coherence, 电磁感应透明, 自发辐射

PACC: 4250, 4265

## 1. 引 言

量子光学中的对量子干涉现象的讨论一直是一个十分热门的课题, 由于多能级原子系统中存在多通道量子干涉效应而导致了一系列很有趣的现象, 如无反转激光<sup>[1,2]</sup>、电磁感应透明 (EIT)<sup>[3-5]</sup>、相干布居数俘获<sup>[6,7]</sup>、自发辐射干涉相长和相消<sup>[8]</sup>等等.

当多能级原子系统中的多个简并激发能级的辐射通道被一个连续的真空场相耦合, 其辐射通道间就会发生强烈的量子干涉现象而产生真空诱导相干 (vacuum-induced coherence, VIC) 效应. VIC 效应最早被 Agarwal 发现, 他提出当原子系统中的辐射通道发生干涉时, 粒子布居就被俘获在原子简并激发态能级上<sup>[9]</sup>. 系统中产生 VIC 效应的条件是非常苛刻的, 如衰变通道间的原子跃迁偶极矩必须是非正交的<sup>[10]</sup>.

VIC 效应会导致一系列非常有趣的物理现象, 如利用 VIC 效应获得很窄的自发辐射谱<sup>[11]</sup>; 能级分裂而导致量子拍现象<sup>[12]</sup>; 自发辐射的禁戒<sup>[13]</sup>和猝灭<sup>[14]</sup>; 原子系统中吸收和色散性质的变异<sup>[15]</sup>等等.

目前, 已有很多文献讨论了各类原子系统中的

VIC 效应, 如 Harris 和 Imamoglu 讨论了系统中与同一个基态相耦合的两激发态能级间的无反转激光实现的可能性<sup>[16]</sup>; Javanainen 讨论了在  $\Lambda$  型三能级原子系统中由于自发辐射的干涉而导致的粒子动力学行为<sup>[17]</sup>; Zhu 等则讨论了 V 型三能级原子系统中由于辐射通道的量子干涉而导致的粒子自发辐射谱<sup>[18]</sup>. 本文研究一种封闭的四能级的原子系统, 各激发态能级间隔小且均可自发辐射到基态能级. 文献 [19] 成功地讨论了 VIC 效应对原子系统的共振荧光谱、挤压和吸收谱的影响. 本文则主要讨论 VIC 效应对系统吸收 (增益) 和色散性质的改变, 以及粒子布居数与激发态能级频率间隔间的演化规律, 还研究拉比频率相位的影响.

## 2. 模型及方程

四能级原子系统模型如图 1 所示<sup>[19]</sup>, 能级  $|2\rangle$ ,  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  分别是激发态能级, 通过频率为  $\omega_d$  的单模光场与基态能级  $|1\rangle$  相耦合,  $\gamma_m$  ( $m = 2, 3, 4$ ) 分别是激发态能级  $|m\rangle$  到基态能级  $|1\rangle$  的自发辐射系数.  $\omega_{21}$ ,  $\omega_{31}$ ,  $\omega_{41}$  是能级  $|m\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  之间的跃迁频率.

在旋波近似下系统的哈密顿量由下式给出<sup>[19]</sup>:

\* 国家自然科学基金 (批准号 60278016 和 10464002) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: lzdgroup@ncu.edu.cn

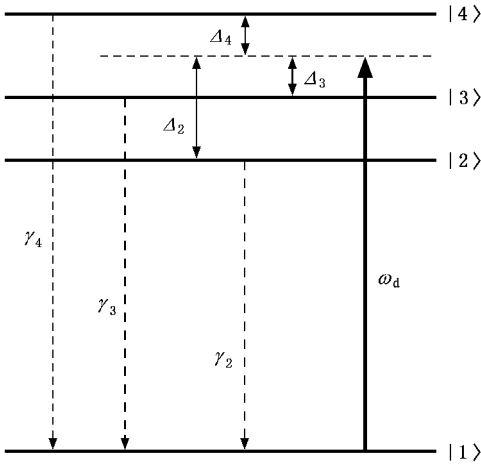


图 1 频率为  $\omega_d$  单模光场驱动的四能级原子系统. 能级  $|1\rangle$  是基态, 能级  $|2\rangle, |3\rangle, |4\rangle$  是近简并激发态,  $\gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$  是激发态能级  $|m\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  ( $m=2, 3, 4$ ) 的自发辐射系数.  $\Delta_m$  是相应能级  $|m\rangle$  和驱动场之间的失谐量

$$H = \hbar \sum_{m=1}^4 \omega_m \sigma_{mm} + \hbar \sum_{k\lambda} \omega_{k\lambda} b_{k\lambda}^+ b_{k\lambda} - \left[ \hbar \sum_{m=2}^4 \sum_{k\lambda} g_{mk} \sigma_{m1} b_{k\lambda} + \text{H.c.} \right] - \left[ \hbar \sum_{m=2}^4 \Omega_m e^{-i\omega_d t} \sigma_{m1} + \text{H.c.} \right], \quad (1)$$

其中  $\sigma_{mn} = |m\rangle\langle n|$  是泡利矩阵,  $\hbar\omega_m$  是原子能级的能量,  $b_{k\lambda}$  ( $b_{k\lambda}^+$ ) 是真真空场  $k$  阶模的湮没 (产生) 算符,  $g_{mk}$  是原子能级跃迁 ( $|m\rangle \rightarrow |1\rangle$ ) 和电磁真空模的耦合系数

$$g_{mk} = \sqrt{\frac{\omega_{k\lambda}}{2\hbar\epsilon_0 V}} (\boldsymbol{\mu}_{1m} \cdot \mathbf{e}_{k\lambda}), \quad (2)$$

其中  $\boldsymbol{\mu}_{1m}$  是跃迁偶极矩, 其定义为  $\boldsymbol{\mu}_{1m} = \langle 1 | -er | m \rangle$ ,  $\Omega_m = \boldsymbol{\mu}_{1m} \cdot \mathbf{E}_0 / (2\hbar)$  是能级  $|m\rangle \rightarrow |1\rangle$  跃迁的拉比频率, 本文考虑拉比频率的复数形式, 即  $\Omega_m = |\Omega_m| \exp(i\phi_m)$ ,  $\phi_m$  为相应的拉比频率相位.

从相互作用表象密度矩阵元运动方程出发, 在旋波近似下并且考虑拉比频率的相位得到的复数形式的密度矩阵元的运动方程组如下:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} &= -\gamma_2 \rho_{22} - \eta_{42} (\rho_{42} + \rho_{24}) \\ &\quad - \eta_{23} (\rho_{32} + \rho_{23}) - i\Omega_2 \rho_{12} + i\Omega_2^* \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{33} &= -\gamma_3 \rho_{33} - \eta_{32} (\rho_{32} + \rho_{23}) \\ &\quad - \eta_{43} (\rho_{43} + \rho_{34}) - i\Omega_3 \rho_{13} + i\Omega_3^* \rho_{31}, \\ \dot{\rho}_{44} &= -\gamma_4 \rho_{44} - \eta_{43} (\rho_{34} + \rho_{43}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \eta_{42} (\rho_{24} + \rho_{42}) - i\Omega_4 \rho_{14} + i\Omega_4^* \rho_{41}, \\ \dot{\rho}_{12} &= - \left( \frac{\gamma_2}{2} - i\Delta_2 \right) \rho_{12} - p_{24} \gamma_{24} \rho_{14} - p_{23} \gamma_{23} \rho_{13} \\ & \quad - i\Omega_2^* (\rho_{22} - \rho_{11}) - i\Omega_4^* \rho_{42} - i\Omega_3^* \rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{13} &= - \left( \frac{\gamma_3}{2} - i\Delta_3 \right) \rho_{13} - \eta_{23} \rho_{12} - \eta_{34} \rho_{14} \\ & \quad - i\Omega_3^* (\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_2^* \rho_{23} - i\Omega_4^* \rho_{43}, \\ \dot{\rho}_{14} &= - \left( \frac{\gamma_4}{2} - i\Delta_4 \right) \rho_{14} - \eta_{34} \rho_{13} - \eta_{24} \rho_{12} \\ & \quad - i\Omega_4^* (\rho_{44} - \rho_{11}) - i\Omega_3^* \rho_{34} - i\Omega_2^* \rho_{24}, \\ \dot{\rho}_{23} &= - \left( \frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} - i\omega_{32} \right) \rho_{23} - \eta_{24} \rho_{43} \\ & \quad - \eta_{34} \rho_{24} - \eta_{23} (\rho_{22} + \rho_{33}) - i\Omega_2 \rho_{13} + i\Omega_3^* \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{24} &= - \left( \frac{\gamma_2 + \gamma_4}{2} - i\omega_{42} \right) \rho_{24} - \eta_{23} \rho_{34} \\ & \quad - \eta_{34} \rho_{23} - \eta_{24} (\rho_{22} + \rho_{44}) - i\Omega_2 \rho_{14} + i\Omega_4^* \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{34} &= - \left( \frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2} - i\omega_{43} \right) \rho_{34} - \eta_{23} \rho_{24} \\ & \quad - \eta_{24} \rho_{32} - \eta_{34} (\rho_{33} + \rho_{44}) - i\Omega_3 \rho_{14} + i\Omega_4^* \rho_{31} \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\Delta_m = \omega_{m1} - \omega_d$  ( $m=2, 3, 4$ ) 为各跃迁能级的失谐量, 定义激发态能级  $|m\rangle$  和  $|n\rangle$  ( $m \neq n \neq 1$ ) 间的频率间隔为  $\omega_{mn} = \omega_{m1} - \omega_{n1}$ , 易知  $\omega_{mn} = \Delta_m - \Delta_n$ .

方程 (3) 满足归一化条件  $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$ . 为了表征系统中的 VIC 效应, 引入

$$\eta_{mn} = p_{mn} \frac{\sqrt{\gamma_m \gamma_n}}{2},$$

其中  $p_{mn} = p_{nm} = \boldsymbol{\mu}_{1m} \cdot \boldsymbol{\mu}_{1n} / (\|\boldsymbol{\mu}_{1m}\| \|\boldsymbol{\mu}_{1n}\|) = \cos\theta_l$ ,  $\theta_l$  ( $l=1, 2, 3$ ) 分别是相应各自自发辐射通道偶极矩  $\boldsymbol{\mu}_{1m}$  和  $\boldsymbol{\mu}_{1n}$  之间的相位差 (以下均用偶极矩夹角表示), 其中  $\theta_1$  为  $\mu_{12}$  与  $\mu_{13}$  之间的偶极矩夹角,  $\theta_2$  为  $\mu_{12}$  与  $\mu_{14}$  之间的偶极矩夹角,  $\theta_3$  为  $\mu_{13}$  与  $\mu_{14}$  之间的偶极矩夹角. 自发辐射通道间的量子干涉强弱可由  $\theta_l$  来确定: 当  $\theta_l = \frac{\pi}{2}$  ( $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3$ ) 时, 偶极矩  $\boldsymbol{\mu}_{1m}$  和  $\boldsymbol{\mu}_{1n}$  之间是相互正交的, 自发辐射通道间无干涉现象, 系统 VIC 效应消失; 当  $\theta_l = 0$  时,  $\boldsymbol{\mu}_{1m}$  和  $\boldsymbol{\mu}_{1n}$  之间相互平行, 自发辐射通道的干涉程度最大, VIC 效应明显. 采用数值模拟的方法求解密度矩阵元运动方程 (3) 的稳态解, 研究 VIC 效应导致的系统吸收、增益和色散性质变化; 分析在强弱不同 VIC 作用下激发态能级的频率间隔  $\omega_{43}$  和粒子布居数的分布规律; 同时讨论在考虑复数的拉比频率时系统呈现的物理现象.

### 3. 结果及分析

图 2 显示的是三种  $\theta_l (l=1, 2, 3)$  取值情况下系统  $\rho_{13}$  的实部  $\text{Re}\rho_{13}$  (实线, 表示介质对光场的色散性质) 和虚部  $\text{Im}\rho_{13}$  (点线, 表示介质对光场的吸收、增益性质) 随其失谐量  $\Delta_3$  的变化曲线图. 本文各物理量均取和自发辐射  $\gamma_m$  相同的量纲. 令拉比频率  $\Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4 = 1$ , 失谐量  $\Delta_4 = -\Delta_2 = \frac{1}{15}$ , 各能级的自

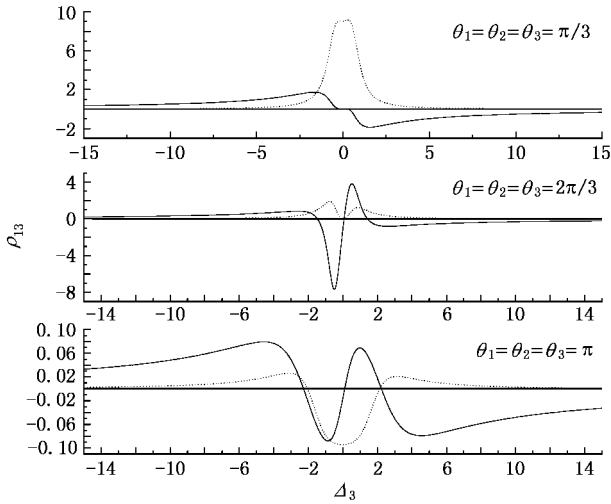


图 2  $\rho_{13}$  实部 (实线) 和虚部 (点线) 在不同  $\theta_l (l=1, 2, 3)$  下随其失谐量  $\Delta_3$  变化的曲线对照图 (各物理量取值为  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = 1, \Delta_2 = -\frac{1}{15}, \Delta_4 = \frac{1}{15}, \Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4 = 1$ )

发辐射系数  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = 1$ , 考虑相同自发辐射通道偶极矩夹角 ( $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3$ ) 的情况, 图中自上而下分别取值  $\theta_l = \frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}, \pi$ . 结果显示: 当  $\theta_l = \frac{\pi}{3}$  时, 虚部曲线均位于 0 值以上, 也就是介质对光场全部表现为吸收, 吸收峰在  $\Delta_3 = 0$  处峰值达 9.175, 对应于吸收峰的是负斜率的反常色散曲线. 当偶极矩夹角增大到  $\theta_l = \frac{2\pi}{3}$  时, 吸收峰由一个变成了两个, 而在  $\Delta_3 = 0$  处吸收为 0, 系统呈现出 EIT 现象, 在  $-0.48 \leq \Delta_3 \leq 0.51$  间则出现了一个正斜率很大的正常色散区, 在其两边是两个负斜率很大的反常色散区. 当  $\theta_l$  继续增大到  $\pi$  时, 虚部曲线在  $-2 \leq \Delta_3 \leq 2$  之间位于 0 值以下, 即介质对光场表现为增益性质, 增益峰值的强度较弱, 此时所对应的色散曲线为正常色散. 由此可见, 当系统中存在 VIC 效应时能够在很大程

度上改变介质对光场的吸收、增益及色散性质.

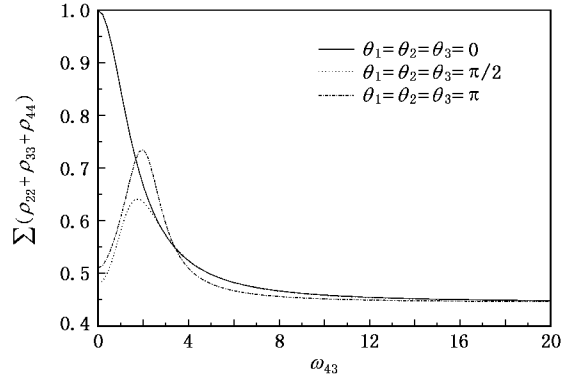


图 3 激发态能级粒子布局数之和  $\sum_{i=2}^4 \rho_{ii}$  在不同  $\theta_l (l=1, 2, 3)$  下随其能级 |4 和 |3 的频率间隔  $\omega_{43}$  的变化曲线 ( $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = 1, \Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4 = 1, \theta_l = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \Delta_2 = -\Delta_4, \Delta_3 = 0, \omega_{43} = \omega_{32}$ )

图 3 显示的是系统中发生 VIC 效应时激发态粒子布局数随能级 |4 和 |3 的频率间隔  $\omega_{43}$  的变化规律.  $\sum_{i=2}^4 \rho_{ii}$  为三个激发态能级粒子布局数之和, 令  $\omega_{43} = \omega_{32}$ ,  $\theta_l (l=1, 2, 3)$  分别取  $0, \frac{\pi}{2}, \pi$ , 从图中可以看到, 当  $\theta_l = 0$  时, 自发辐射通道相干程度最大, 即 VIC 效应最明显, 此时  $\sum_{i=2}^4 \rho_{ii}$  随着频率间隔  $\omega_{43}$  的增加而持续减小, 在  $\omega_{43} = 0-4.5$  区域有一个迅速

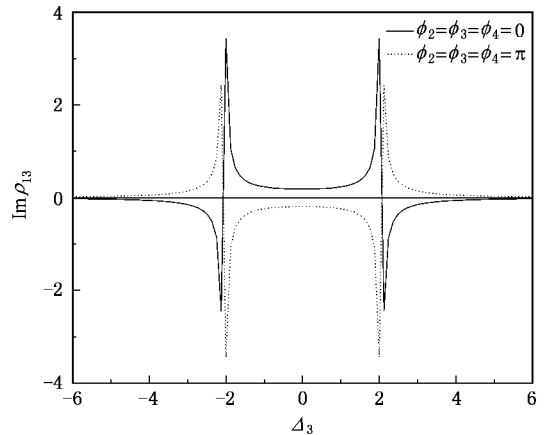


图 4 在考虑拉比频率相位  $\phi_m (m=2, 3, 4)$  时  $\text{Im}\rho_{13}$  随其失谐量  $\Delta_3$  变化的曲线 (各物理量取值为  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = 1, \Delta_2 = -\frac{1}{15}, \Delta_4 = \frac{1}{15}, \Omega_m = |\Omega_m| \exp(i\phi_m), (m=2, 3, 4), |\Omega_2| = |\Omega_3| = |\Omega_4| = 1, \theta_1 = \frac{\pi}{2}, \theta_2 = \theta_3 = 0$ )

减小的区域;当  $\theta_l = \frac{\pi}{2}$  时,在  $\omega_{43} = 2.02$  处出现一个峰值( $\sum_{i=2}^4 \rho_{ii} = 0.735$ ),在峰的两边出现了粒子布居数迅速的增加和减少; $\theta_l = \pi$  的情况类似于  $\theta_l = \frac{\pi}{2}$  的情况,峰值( $\sum_{i=2}^4 \rho_{ii} = 0.641$ )出现在  $\omega_{43} = 1.81$ ;有趣的是在  $\omega_{43} = 3.43$  处三条曲线交于一点,而后随着  $\omega_{43}$  的增大  $\sum_{i=2}^4 \rho_{ii}$  均趋近于 0.45. 以上结果显示在强 VIC 效应作用下,能级频率间隔越小,能级粒子数分布受 VIC 效应影响的程度就越大.

图 4 所示的是在考虑系统拉比频率相位  $\phi_m$  ( $m = 2, 3, 4$ ) 的情况下,密度矩阵元  $\rho_{13}$  的虚部(表示介质对光的吸收、增益性质)随其失谐量  $\Delta_3$  的变化情况. 结果显示,图中实线( $\phi_k = 0$ )与点线( $\phi_k = \pi$ )正好关于 0 值水平线成镜像对称,即当系统拉比频率相位变化  $\pi$  时,曲线发生反转,系统呈现出光学双稳态效应,是一种潜在的量子逻辑门的新机理. 即将拉比频率的相位变化  $\pi$  作为控制位,而系统对光场吸收(增益)作为受控位,每当系统拉比频率相位变化  $\pi$

时,系统光学性质发生翻转. 特别有趣的是在  $\Delta_3 = \pm 2.12, \pm 2$  附近出现了极其尖锐的吸收(增益)峰,峰值两边的曲线斜率发生突变,由极大(极小)突变为极小(极大),系统介质对光场的性质发生显著变化,曲线在点( $\pm 2.12, \pm 2.45$ )( $\pm 2, \pm 3.44$ )处连续变化但其一阶导数不连续,呈现出类似“二级相变”性质,这些点具备二级相变点的特征. 由此可见,在考虑系统拉比频率相位的情况下,系统介质对光场的吸收增益性质呈现出更多丰富的变化<sup>[20]</sup>.

## 4. 结 论

本文研究了一种封闭的四能级原子系统. 结果显示,系统中的 VIC 效应能够改变介质对光场的吸收增益以及色散性质,在强 VIC 作用下,能级频率间隔越小,能级粒子数分布受 VIC 影响的程度就越大. 此外,在考虑复数拉比频率的相位时发现系统呈现出二级相变点,当拉比频率相位  $\phi_k$  取值相差  $\pi$  时系统呈现出光学双稳态现象.

- [ 1 ] Yan F B, Hong G, Hui S *et al* 2004 *Phys. Rev. A* **69** 043814
- [ 2 ] Wang Z H, Hu X M 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2569 ( in Chinese )  
[ 王振华、胡响明 2004 物理学报 **53** 2569 ]
- [ 3 ] 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 ]
- [ 4 ] Zhang L Y, Liu Z D, Chen J 2005 *Science in China G* **35** 566 ( in Chinese )  
[ 张丽英、刘正东、陈 峻 2005 中国科学 G **35** 566 ]
- [ 5 ] 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 ]
- [ 6 ] Guo H, Li G X, Peng J S 2002 *Chin. Phys.* **11** 44
- [ 7 ] Han L B, Li G X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 696 ( in Chinese ) [ 韩立波、李高翔 2000 物理学报 **49** 696 ]
- [ 8 ] Liu G Q, Wang J, Zhang H Z 2005 *Chin. Phys.* **14** 102
- [ 9 ] Agarwal G S 1974 *Quantum Statistical Theories of Spontaneous Emission and Their Relation to Other Approaches*, Springer Tracts in Modern Physics: Quantum Optics ( Berlin: Springer-Verlag ) Sec. 15
- [ 10 ] Hou B P, Wang S J, Yu W L *et al* 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053805
- [ 11 ] Keitel C H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1307
- [ 12 ] Anil K P, Agarwal G S 1999 *Phys. Rev. A* **59** 3015
- [ 13 ] Berman P R 1998 *Phys. Rev. A* **58** 4886
- [ 14 ] Hui R X, Cen Y Y, Zhu S Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1032
- [ 15 ] Sunish M, Agarwal G S 1997 *Phys. Rev. A* **57** 4014
- [ 16 ] Imamoglu A, Harris S E 1989 *Opt. Lett.* **14** 1344
- [ 17 ] Javanainen J 1992 *Europhys. Lett.* **17** 407
- [ 18 ] Zhu S Y, Chan R C, Lee C P 1995 *Phys. Rev. A* **52** 710
- [ 19 ] Anton M A, Calderon O G, Carreno F 2005 *Phys. Rev. A* **72** 023809
- [ 20 ] Chen J, Liu Z D, You S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6410 ( in Chinese ) [ 陈 峻、刘正东、尤素萍 2006 物理学报 **55** 6410 ]

# Effect of vacuum-induced coherence in a four-level atomic system via quantum interference <sup>\*</sup>

Chen Jun<sup>1)†</sup> Liu Zheng-Dong<sup>1)†</sup> Zheng Jun<sup>2)</sup> Fang Hui-Juan<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Modern Physics ,Nanchang University ,Nanchang 330031 ,China )*

<sup>2</sup> *Engineering Research Center for Nanotechnology ,Nanchang University ,Nanchang 330047 ,China )*

<sup>3</sup> *Experiment Center ,Guangdong University of Technology ,Guangzhou 510090 ,China )*

( Received 3 March 2007 ; revised manuscript received 3 April 2007 )

## Abstract

In this paper ,we report the effects of vacuum-induced coherence in a laser-driven four-level atom consisting of three near-degenerate upper levels having an additional coherence term due to interaction with the vacuum of the radiation field. We show that such coherence preserves the electromagnetically induced transparency and optical bistability phenomena. The dynamical behavior of the population distribution via vacuum-induced coherence was also analyzed numerically.

**Keywords :** quantum interference , vacuum-induced coherence , electromagnetic induced transparency , spontaneous emission

**PACC :** 4250 , 4265

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60278016 and 10464002 ).

<sup>†</sup> E-mail : lzdgroup@ncu.edu.cn