

Y 型四能级系统中 Doppler 展宽对真空诱导相干性相关的探测场吸收的影响*

贾克宁¹ 梁颖¹⁾ 刘中波¹⁾ 仝殿民²⁾ 樊锡君^{1)†}

1) (山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) (山东大学物理学院, 济南 250100)

(2011 年 4 月 1 日收到; 2011 年 4 月 29 日收到修改稿)

利用数值计算结果, 讨论了在 Y 型四能级原子系统中 Doppler 展宽对与真空诱导相干性 (VIC) 相关的探测场吸收性质的影响. 研究表明: 当无 Doppler 展宽时, 只有不存在 VIC 时才可能产生电磁感应透明 (EIT) 现象; VIC 将导致探测场吸收的明显改变和增益产生; 在 VIC 存在和不存在两种情况中, 吸收曲线都具有关于探测场失谐对称的双峰结构. 当有 Doppler 展宽时, 在 VIC 存在和不存在两种情况中都能产生 EIT 现象; VIC 仍将导致探测场吸收的明显改变和增益产生; 不管是否存在 VIC, 探测场吸收都具有以下特征: 吸收曲线不再具有关于探测场失谐的对称性且随 Doppler 展宽宽度 (D) 值的增大而逐渐从双峰结构变为单峰结构, 探测场吸收不随 D 值的增大而单调增大或减小, 在探测场和驱动场的传播方向相反时可获得比传播方向相同时更小的探测场吸收.

关键词: Y 型四能级, Doppler 展宽, 探测场吸收, 真空诱导相干性

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz

1 引言

原子相干导致了一系列重要物理现象的出现, 如相干粒子数捕获 (CPT), 电磁感应透明 (EIT), 无反转光激光 (LWI), 无吸收高折射率, 光速减慢等. 其中, EIT 是指通过外加电场来诱导原子系统的相干性从而使探测光不被该原子系统吸收的物理现象. EIT 的理论和实验观察都是首先由 Harris 等^[1,2]给出的. EIT 和 CPT 的物理本质是相同的, 所不同的是 CPT 由两个强度相同的强光场所感生, 人们所关注的是粒子数的分布问题; 而 EIT 由一弱探测场和一强相干场所感生, 人们所关注的是探测场吸收的变化. 由于 EIT 在 LWI^[3]、光传播控制^[4]、光存储^[5]和高效非线性过程^[6]等方面具有广泛应用而一直引起人们极大的研究兴趣^[7-19]. 迄今为止, 有关三能级 EIT 的理论和实验内容都非常丰富, 并且这些研究已经推广到四能级原子系统. 另外一种

原子相干性是由原子所处的真空辐射场所致, 即真空诱导相干性 (VIC). 近年来, 人们关于 VIC 对原子系统光学性质和光学现象的影响已经做了广泛和深入的研究^[20-30], 但这些研究通常都使用了静止的原子系统即无 Doppler 展宽的原子系统. 实际上, 关于原子系统光学性质和光学现象的实验研究多以原子蒸汽作为工作介质, 此时 Doppler 展宽十分显著. 因此, 研究 VIC 对原子系统光学性质和光学现象的影响时考虑 Doppler 展宽的作用是非常必要的. Hou 等^[31]研究了在无 Doppler 展宽的 Y 型四能级原子系统中 VIC 对探测场吸收性质的影响. 他们的研究表明, 只有不存在 VIC 时才可能产生电磁感应透明 (EIT) 现象; VIC 将导致探测场吸收的明显改变和增益产生; 在 VIC 存在和不存在两种情况中, 吸收曲线都具有关于探测场失谐对称的双峰结构. 本文在此基础上, 考察了在 Y 型四能级原子系统中, Doppler 展宽对与 VIC 相关的探测场吸收性

* 国家自然科学基金 (批准号: 11175105) 资助的课题.

† E-mail: xjfan108@yahoo.com.cn

质的影响,得出了一些与无 Doppler 展宽时大不相同的结果.

2 系统模型和密度矩阵方程

本文采用的 Y 型四能级原子系统能级结构如图 1 所示. 能级 $|4\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间的跃迁频率为 ω_{42} , 在两能级之间加一频率为 ω , Rabi 频率为 $G = \mu_{42} \cdot \epsilon / \hbar$ 的驱动场. 能级 $|2\rangle$ 与 $|1\rangle$ 之间的跃迁频率为 ω_{12} , 在此两能级之间加一频率为 ω_1 , Rabi 频率为 $G_1 = \mu_{12} \cdot \epsilon_1 / \hbar$ 的弱探测场. 能级 $|2\rangle$ 与 $|3\rangle$ 之间的跃迁频率为 ω_{23} , 在此两能级之间加一频率为 ω_2 , Rabi 频率为 $G_2 = \mu_{32} \cdot \epsilon_2 / \hbar$ 的相干抽运场. 能级 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的自发衰变速率分别为 $2\gamma_1$, 2γ 和 $2\gamma_2$. 在偶极近似和旋转波近似下,系统的密度矩阵运动方程组可写成以下形式^[31]:

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = -2\gamma_1\rho_{11} - (iG_1\rho_{12} + \eta\rho_{41} + H.c.), \quad (1a)$$

$$\frac{d\rho_{33}}{dt} = 2\gamma_2\rho_{22} + (iG_2\rho_{23} + H.c.), \quad (1b)$$

$$\frac{d\rho_{44}}{dt} = -2\gamma_2\rho_{44} - (iG\rho_{42} + \eta\rho_{41} + H.c.), \quad (1c)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_1)\rho_{12} - iG_1^*\rho_{11} - iG_2\rho_{13} - iG^*\rho_{14} + iG_1^*\rho_{22} - \eta\rho_{42}, \quad (1d)$$

$$\frac{d\rho_{13}}{dt} = -(\gamma_1 + i\Delta_1 + i\Delta_2)\rho_{13} - iG_2^*\rho_{12} + iG_1^*\rho_{23} - \eta\rho_{43}, \quad (1e)$$

$$\frac{d\rho_{13}}{dt} = -(\gamma_1 + \gamma + i\Delta_1 - i\Delta)\rho_{14} - iG\rho_{12} + iG_1\rho_{24} - \eta(\rho_{11} + \rho_{44}), \quad (1f)$$

$$\frac{d\rho_{23}}{dt} = -(\gamma_2 + i\Delta_2)\rho_{23} + iG_1\rho_{13} - iG_2^*\rho_{22} + iG_2^*\rho_{33} + iG\rho_{43}, \quad (1g)$$

$$\frac{d\rho_{24}}{dt} = -(\gamma + \gamma_2 - i\Delta)\rho_{24} + iG_1\rho_{14} - iG\rho_{22} + iG_2^*\rho_{34} + iG\rho_{44} - \eta\rho_{21}, \quad (1h)$$

$$\frac{d\rho_{34}}{dt} = -(\gamma - i\Delta_2 - i\Delta)\rho_{34} - iG\rho_{32} + iG_2\rho_{24} - \eta\rho_{31}, \quad (1i)$$

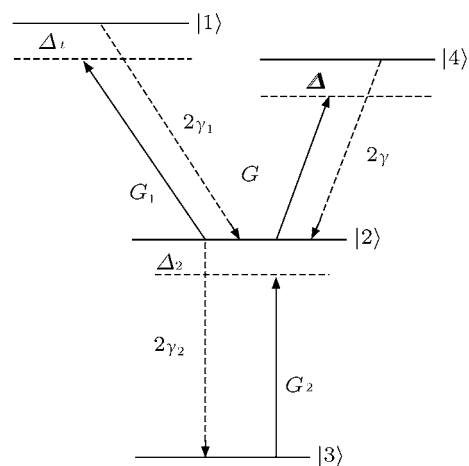


图 1 Y 型四能级原子系统

并且满足 $\rho_{mn}^* = \rho_{nm}$ 和 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$, ρ_{mm} 表示能级 $|m\rangle$ 上的粒子数布居, $\rho_{mn} (m \neq n)$ 表示能级 $|m\rangle$ 和 $|n\rangle$ 之间的极化率. 方程组中的 $\Delta_1 = \omega_{12} - \omega_1$, $\Delta_2 = \omega_{23} - \omega_2$, $\Delta = \omega_{42} - \omega$ 分别表示探测场、抽运场和驱动场的失谐量, $\eta = p\sqrt{\gamma_1\gamma}$ 表示由 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$ 两个自发辐射通道之间的耦合导致的 VIC 效应. 参量 p 定义为 $p = \mu_{12} \cdot \mu_{42} / (|\mu_{12}||\mu_{42}|) = \cos\theta$, θ 表示电偶极矩 μ_{12} 和 μ_{42} 之间的角度. 如果 μ_{12} 和 μ_{42} 正交, 即 $\theta = \pi/2$, 则 $p = 0$, VIC 效应消失. 当 μ_{12} 和 μ_{42} 不正交, 即 $\theta \neq \pi/2$ 时, VIC 效应存在. 所以 θ 的取值决定了 VIC 效应存在与否及 VIC 效应的强弱. 这里, 我们仅考虑探测场只作用在 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁而驱动场只作用在 $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁的情况, 所以探测场的极化方向垂直于 μ_{42} 而驱动场的极化方向垂直于 μ_{12} , 即 $\epsilon_1 \cdot \mu_{42} = 0$ 和 $\epsilon \cdot \mu_{12} = 0$. 这样与角度 θ 相关联的 G 和 G_1 可写为 $G = G_0 \sin\theta$ 和 $G_1 = G_{10} \sin\theta$, 其中 $G_0 = |\mu_{42}||\epsilon|/\hbar$, $G_{10} = |\mu_{12}||\epsilon_1|/\hbar$. 为了使 VIC 对系统光学性质有显著的影响, 我们假设两个激发态能级 $|1\rangle$ 和 $|4\rangle$ 是近简并的, 即 $\omega_{14} \approx 0$.

探测激光在此 Y 型四能级原子系统中的吸收 (增益) 行为可由 ρ_{12} 的虚部来描述. 若 $\text{Im}\rho_{12} > 0$, 则探测场被吸收; 若 $\text{Im}\rho_{12} < 0$, 则探测场被增强. 当考虑 Doppler 展宽时, $\text{Im}\rho_{12}$ 可写为下列形式:

$$\text{Im}\bar{\rho}_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im}\rho_{12}(\delta_1) \rho(\delta_1) d\delta_1, \quad (2)$$

其中

$$\rho(\delta_1) = \exp[-(\delta_1 - \Delta_1)^2/2D^2]/\sqrt{2\pi D^2}, \quad (3a)$$

$$\delta_1(v) = \Delta \mp \omega_1 v/C, \quad (3b)$$

$$\delta(v) = \Delta \pm \omega [\delta_1(v) - \Delta_1]/\omega_1, \quad (3c)$$

$$\delta_2(v) = \Delta_2 \pm \omega_2 [\delta_1(v) - \Delta_1]/\omega_1. \quad (3d)$$

N 是介质密度, \hbar 是 Planck 常数, $\rho(\Delta_p)$ 是速率的 Maxwell-Boltzmann 分布, D 是 Dopplerr 展宽宽度, v 是原子速率, C 为光速, $\delta_1(v)$, $\delta(v)$, $\delta_2(v)$ 是考虑 Doppler 展宽时探测场、驱动场和抽运场的失谐. 正号 (负号) 表示光场的传播方向和原子的运动方向是反向 (同向). 在以下的讨论中我们假设探测场和抽运场与原子运动的方向相同, 则正 (负) 号也对应驱动场和探测场方向相反 (相同).

3 数值计算结果和讨论

对于定态情况 ($d\rho_{mn}/dt = 0$), 我们利用双光子共振 ($\Delta_1 + \Delta_2 = 0$) 和驱动场共振 ($\Delta = 0$) 条件下得到的 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 的数值计算结果, 来讨论 Doppler 展宽对 VIC 相关的探测场吸收特性的影响. 在我们的表示中, $\text{Im}\bar{\rho}_{12} > 0$ 代表吸收即探测场被削弱, $\text{Im}\bar{\rho}_{12} < 0$ 代表增益即探测场被增强, $\text{Im}\bar{\rho}_{12} = 0$ 时则有电磁感应透明 (EIT) 现象发生.

图 2 给出了探测场和驱动场传播方向相同的情况下, 当 $\theta = \pi/2$ 时即不存在 VIC 效应时, 不同 Doppler 展宽宽度 (D) 值对应的探测场吸收 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化. 由图 2 可以看出, 当无 Doppler 展宽 ($D = 0$) 时, 在 $\Delta_1 < 0$ 和 $\Delta_1 > 0$ 的区域各有一个探测场吸收峰, 它们关于 $\Delta_1 = 0$ 的轴是对称的, 两个吸收峰的峰值即极大值是相等的, $\Delta_1 = 0$ 即探测场共振时 EIT 现象发生; 当 Doppler 展宽存在 ($D > 0$) 时, 探测场吸收具有以下特点: 1) 在 $\Delta_1 < 0$ 区域, 随 D 值的增大, 探测场吸收峰峰值即极大值先增加后减小, 且出现极大值时的失谐量 Δ_1 也越来越小, 而吸收峰宽度却逐渐增大; 在 $\Delta_1 > 0$ 区域, 随着 D 值的增大, 探测场吸收峰极大值、出现极大值时的失谐量 Δ_1 及吸收峰宽度皆单调减小, 最后趋于 0, 从而使探测场吸收曲线从双峰结构变成单峰结构; 2) 相对于 $\Delta_1 < 0$ 区域内的探测场吸收, 在 $\Delta_1 > 0$ 区域内

的探测场吸收受 Doppler 效应的影响更显著; 3) 对一个确定的 D 值, $\Delta_1 < 0$ 区域内的探测场吸收极大值也是探测场吸收最大值, 它总大于 $\Delta_1 > 0$ 区域内的探测场吸收极大值; 4) 当有 Doppler 展宽时, 吸收曲线不再具有关于探测场失谐 Δ_1 的对称性但在探测场共振 ($\Delta_1 = 0$) 时总可以产生 EIT 现象.

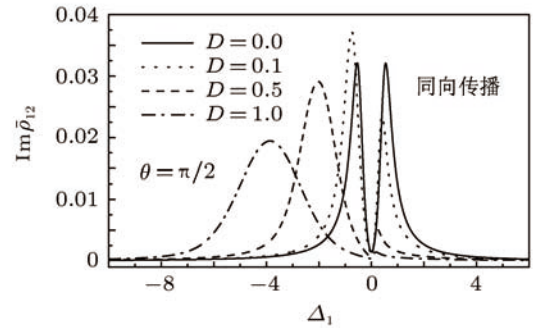


图 2 $\theta = \pi/2$ 时, 探测场和驱动场传播方向相同情况下, D 取不同值时 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随 Δ_1 的变化 其中 $\gamma = \gamma_1 = 0.1, \gamma_2 = 0.3, \theta = \pi/2, G_0 = 0.5, G_{10} = G_2 = 0.1$

图 3 给出了当 $\theta = \pi/2$ 时即不存在 VIC 效应时, 探测场和驱动场传播方向相反情况下, 不同 Doppler 展宽宽度 (D) 值对应的探测场吸收 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化. 比较图 3 和图 2 可以看出: 1) 当无 Doppler 展宽 ($D = 0$) 时, 探测场和驱动场传播方向相反和相同两种情况下的探测场吸收完全相同; 2) 当 Doppler 展宽存在 ($D > 0$) 时, 探测场和驱动场传播方向相反情况下 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随 Δ_1 的变化规律与传播方向相同情况下相比存在明显的差别. 在传播方向相反情况下, 随着 D 值的逐渐增大, 原来处于 $\Delta_1 > 0$ 区域的吸收峰峰值和宽度逐渐增大而原来处于 $\Delta_1 < 0$ 区域的吸收峰峰值和宽度逐渐减小, $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 曲线逐渐向 $\Delta_1 < 0$ 区域移动, 最后 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 曲线由双峰结构变为单峰结构, EIT 现象不再发生.

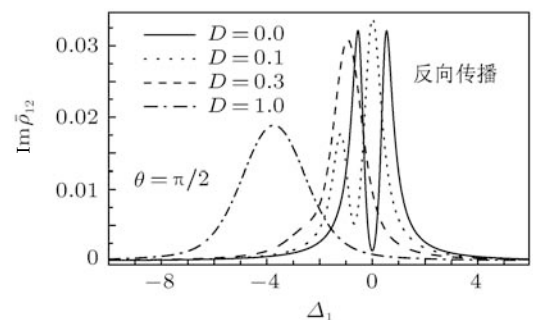


图 3 $\theta = \pi/2$ 时, 探测场和驱动场传播方向相反情况下, D 取不同值时 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随 Δ_1 的变化 其他参量值同图 2

图 4 给出了不存在 VIC 效应 ($\theta = \pi/2$) 时, 在探测场和驱动场传播方向相同与相反两种情况下, 探测场吸收极大值 $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$ 随 Doppler 展宽宽度 D 的变化曲线. 可以看出, 在两种情况下, $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$ 都是随着 D 值的增加而先增加后减小. 在传播方向相同的情况下, 当 $D = 0.2$ 时, 系统获得最大的 $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$; 而在传播方向相反的情况下, 当 $D = 0.1$ 时, 系统获得最大的 $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$. 当 D 值较小时, 探测场和驱动场传播方向相反时的探测场吸收最大值要小于传播方向相同时的吸收最大值; 当 D 值为 0 或足够大时, 传播方向相同和相反两种情况下探测场吸收最大值相等.

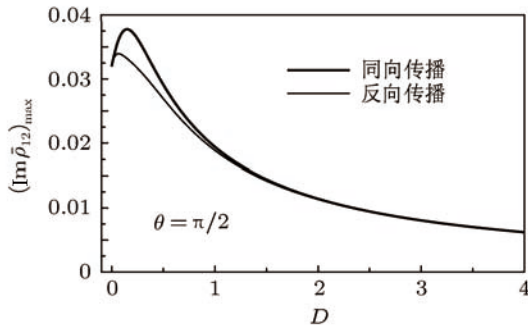


图 4 $\theta = \pi/2$ 时, 当探测场和驱动场传播方向相同与相反两种情况下, $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$ 随 D 的变化, 其他参量值与图 2 相同

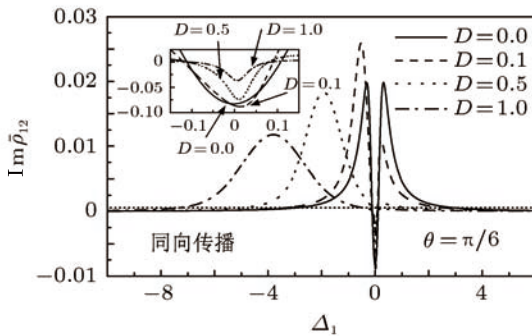


图 5 $\theta = \pi/6$ 时, 当探测场和驱动场传播方向相同情况下, D 取不同值时 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随 Δ_1 的变化 其他参量值与图 2 相同

图 5 给出了存在 VIC 效应 ($\theta = \pi/6$) 时, 在探测场和驱动场传播方向相同的情况下, 不同 Doppler 展宽宽度 (D) 值对应的探测场吸收 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化. 将图 5 与不存在 VIC ($\theta = \pi/2$) 情况 (图 2) 比较可以看出: 1) $D = 0$ 时, $\text{Im}\bar{\rho}_{12} < 0$ 即探测场增益发生而 EIT 现象不再出现, 这与图 2 明显不同; 2) $D > 0$ 时, 随着 D 值的增加, $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 曲线的变化与图 2 有些类

似, 但也与图 2 有明显的差别: 在 $\Delta_1 = 0$ 附近出现了探测场增益 ($\text{Im}\bar{\rho}_{12} < 0$), D 值很小时的增益大于 $D = 0$ 时的增益; 当 D 值较大时增益随 D 值增加而减小, 当 D 值足够大时, 增益减小为 0, EIT 现象发生.

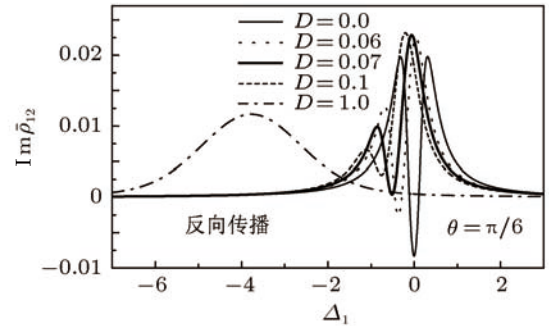


图 6 $\theta = \pi/6$ 时, 探测场和驱动场传播方向相反情况下, D 取不同值时 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随 Δ_1 的变化 其他参量值与图 2 相同

图 6 给出了存在 VIC 效应 ($\theta = \pi/6$) 时, 在探测场和驱动场传播方向相反的情况下, 不同 Doppler 展宽宽度 (D) 值对应的 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化. 将图 6 和探测场和驱动场传播方向相同情况 (图 5) 比较可以看出: 1) 当 $D = 0$ 时, 探测场和驱动场传播方向相反和相同两种情况下的 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 变化完全相同; 2) 当 $D > 0$ 时, $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随 Δ_1 的变化规律与传播方向相同情况有些类似, 即出现了增益, 随着 D 值的增加, 增益逐渐减小至 0, $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 曲线由双峰结构逐渐变为单峰结构; 但也存在明显的差别, 即传播方向相反时, 随着 D 值的逐渐增加, 双峰峰谷的位置逐渐向 $\Delta_1 > 0$ 的区域移动, 谷底对应的 $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 值逐渐增大, 当 $D \approx 0.07$ 时, 在 $\Delta_1 \approx 0.5$ 处得到 $\text{Im}\bar{\rho}_{12} = 0$, 即出现 EIT 现象.

我们的数值计算结果表明, 在 $\theta = \pi/6$ 时, 探测场和驱动场传播方向相同和相反两种情况下探测场吸收极大值 $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$ 随 D 值的变化与不存在 VIC ($\theta = \pi/2$) 时的情况 (图 4) 类似; 当 θ 取其他角度时, $\text{Im}\bar{\rho}_{12}$ 随探测场失谐 Δ_1 的变化以及 $(\text{Im}\bar{\rho}_{12})_{\text{max}}$ 随 D 值的变化, 都与 $\theta = \pi/6$ 时类似.

4 结论

本文利用数值计算结果, 讨论了在 Y 型四能级

原子系统中 Doppler 展宽对与 VIC 相关的探测场吸收性质的影响. 研究表明: 当无 Doppler 展宽时, 只有不存在 VIC 时才可能产生 EIT 现象; VIC 将导致探测场吸收的明显改变和增益产生; 在 VIC 存在和不存在两种情况中, 吸收曲线都具有关于探测场失谐对称的双峰结构. 当有 Doppler 展宽时, 在 VIC 存在和不存在两种情况中都能产生 EIT 现

象; VIC 仍将导致探测场吸收的明显改变和增益产生; 不管是否存在 VIC, 探测场吸收都具有以下特征: 吸收曲线不再具有关于探测场失谐的对称性且随 Doppler 展宽宽度 (D) 值的增大而逐渐从双峰结构变为单峰结构, 探测场吸收不随 D 值的增大而单调增大或减小, 在探测场和驱动场的传播方向相反时可获得比传播方向相同时更小的探测场吸收.

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [3] Mompart J, Corbalan R 2000 *J. Opt. B: Quant. Semiclas. Opt.* **2** R4
- [4] Matsko A B, Kocharovskaya O, Rostovtsev Y, Welch G R, Zibrov A S, Scully M O 2001 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **46** 191
- [5] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [6] Harris S E, Hau L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4611
- [7] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 32
- [8] Marangos J P 1998 *J. Modern Opt.* **45** 471
- [9] Roy D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 053601
- [10] Yan D, Gao J Y, Bao Q Q, Yang H, Wang H, Wu J H 2011 *Phys. Rev. A* **83** 033830
- [11] Bahrim C, Nelson C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 033804
- [12] Huang S, Agarwal G S 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023823
- [13] Niu J Y, Pei L Y, Wu L A, Fu P M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 113209
- [14] Ba N, Gao J W, Tian X X, Wu X, Wu J H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 074208
- [15] Wang L, Li G Q, Xiao S W, Zheng C B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8512 (in Chinese) [王丽, 李根全, 肖绍武, 郑长波 2010 物理学报 **59** 8512]
- [16] She Y C, Wang D L, Ding J W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3198 (in Chinese) [余彦超, 王登龙, 丁建文 2009 物理学报 **58** 3198]
- [17] Yang Y M, Xu Q M, Zhang Y P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 290 (in Chinese) [杨永明, 许启明, 张彦鹏 2009 物理学报 **58** 290]
- [18] Liu C X, Zhang J S, Liu J Y, Jin G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5778 (in Chinese) [刘春旭, 张继森, 刘俊业, 金光 2009 物理学报 **58** 5778]
- [19] Yang B D, Gao J, Liang Q B, Wang J, Zhang T C, Wang J M 2011 *Chin. Phys. B* **20** 044202
- [20] Berman P R 2005 *Phys. Rev. A* **72** 035801
- [21] Antón M A, Calderón O G, Carreño F 2005 *Phys. Rev. A* **72** 023809
- [22] Gonzalo I, Antón M A, Carreño F, Calderón O G 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033809
- [23] Niu Y P, Gong S Q 2006 *Phys. Rev. A* **73** 053811
- [24] Cui N, Fan X J, Tian S F, Ma H, Li A Y, Xu Z Z 2006 *J. Modern Opt.* **53** 1165
- [25] Li A Y, Ma H, Tan X, Yang Y L, Tong D M, Fan X J 2007 *Opt. Commun.* **280** 397
- [26] Li A J, Song X L, Wei X G, Wang L, Gao J Y 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053806
- [27] Yang Y L, Wang L, Liu Z B, Lu H W, Fan X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3161 (in Chinese) [杨艳玲, 王蕾, 刘中波, 卢洪武, 樊锡君 2009 物理学报 **58** 3161]
- [28] Osman K I, Hassan S S, Joshi A 2009 *Eur. Phys. J. D* **54** 119
- [29] Braunstein D, Shuker R 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 125401
- [30] Weatherall J O, Search C P 2010 *Phys. Rev. A* **81** 023806
- [31] Hou B P, Wang S J, Yu W L, Sun W L 2004 *Phys. Rev. A* **69** 053805

Effect of Doppler broadening on the vacuum induced coherence-dependent probe field absorption in Y-type four-level system*

Jia Ke-Ning¹⁾ Liang Ying¹⁾ Liu Zhong-Bo¹⁾ Tong Dian-Min²⁾ Fan Xi-Jun^{1)†}

1) (College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

2) (School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, China)

(Received 1 April 2011; revised manuscript received 29 April 2011)

Abstract

Using the numerical result, the influence of the Doppler broadening on the vacuum induced coherence (VIC) related probe field absorption is discussed. It is shown that if there exists no Doppler broadening, only when VIC is absent can the electromagnetically induced transparency (EIT) phenomenon occur; VIC leads the probe field absorption to vary obviously and the gain to appear; in both cases with and without VIC, the absorption curve has a double-peak structure which is symmetrical about the probe detuning. If there exists the Doppler broadening, in both cases with and without VIC, EIT phenomenon can always occur; VIC still leads the probe field absorption to vary obviously and the gain to appear; no matter whether the VIC is present. The probe field absorption has the following characteristics: the absorption curve no longer has symmetry about the probe field detuning and changes gradually from the double-peak structure to the single-peak structure with Doppler broadening width (D) increasing; the probe field absorption does not monotonically increase or decrease with D increasing; the probe field absorption, when the probe and driving fields propagate along the opposite directions, is smaller than that when the probe and driving fields propagate along the same directions.

Keywords: Y-type four-level, Doppler broadening, probe field absorption, vacuum induced coherence

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175105).

† E-mail: xjfan108@yahoo.com.cn