

文章编号: 0253-2239(2004)04-563-5

# Y 型四能级中的双电磁感应透明和超窄吸收 \*

张行亮<sup>1</sup> 张循利<sup>2</sup> 孙真荣<sup>1</sup> 丁良恩<sup>1</sup> 王祖赓<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 华东师范大学物理系光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)  
(<sup>2</sup> 滨州师专物理系, 山东 滨州 256604)

**摘要:** 采用密度矩阵方程, 对双光场耦合的分子 Y 型四能级系统的粒子数分布和吸收特性进行了计算和分析, 在此能级系统中得到了双暗态共振和双电磁感应透明, 并讨论了相应的物理机制。同时, 我们讨论了 Y 型四能级两个上能级的自发辐射产生的量子干涉效应对电磁感应透明的影响, 发现自发辐射干涉相消可以产生超窄线宽和导致探测光的吸收增强, 自发辐射干涉相长可以展宽谱线和减弱探测光的吸收, 并运用缀饰态理论对以上计算结果进行分析, 与采用密度矩阵方程的计算结果一致。

**关键词:** 量子光学; 量子干涉; 双暗态共振; 双电磁感应透明; 超窄线宽

中图分类号: O431 文献标识码: A

## Double Electromagnetically Induced Transparency and Ultra-Narrow Line Width in Y-Type Energy Level System

Zhang Yanliang<sup>1</sup> Zhang Xunli<sup>2</sup> Sun Zhenrong<sup>1</sup> Ding Liangen<sup>1</sup> Wang Zugeng<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Key Laboratory for Optics and Magnetic Resonance Spectroscopy of Education Ministry, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062)  
(<sup>2</sup> Department of Physics, Binzhou Normal College, Binzhou Shandong Province 256604)

(Received 18 November 2002; revised 7 July 2003)

**Abstract:** Using matrix equation, the population distribution and absorption characteristics in the molecular Y-type energy level system with two driving fields are calculated and analyzed. The generation of double dark resonance and double electromagnetically induced transparency in this energy level system is obtained, its physical mechanism is discussed. The effect of the quantum interference of the spontaneous emission on the electromagnetically induced transparency are also discussed. Coherence cancellation of the spontaneous emission can form the ultra-narrow line width and enhance the absorption, whereas the coherence enhancement of the spontaneous emission can form the wide absorption line width and weaken its intensity, above calculated results are analyzed with the dressed state theory and agree with those by the density matrix equation.

**Key words:** quantum optics; quantum interference; double dark resonance; double electromagnetically induced transparency; ultra-narrow line width

## 1 引 言

由激光场与能级系统相互作用的量子干涉效应导致的电磁感应透明、无反转激光、相干布居捕获等

物理效应, 由于具有潜在的应用价值而引起了人们极大的研究兴趣<sup>[1~7]</sup>。但是对这些效应的研究大都集中在原子的 V 型、 $\Lambda$  型和梯形三能级系统中。随着实验和理论研究的深入, 许多更新和更复杂的量子干涉效应是与多光场、多能级系统的相互作用联系在一起的。其中, 具有两个透明点和三个吸收峰的双暗态共振和双电磁感应透明因其在双极量子阱激光和量子计算机方面的潜在应用而得到了人们的

\* 国家自然科学基金(10074015)、上海市重点学科资助课题。

E-mail: zyanliang@yahoo.com

收稿日期: 2002-11-18; 收到修改稿日期: 2003-07-07

重视<sup>[8]</sup>。但以往的研究都集中在三个驱动场耦合的原子 N 型和双  $\Lambda$  型能级系统<sup>[9,10]</sup>。显然,这就增加了选择合适能级系统和实施实验的难度。

我们注意到,分子(例如碱金属双原子分子)中存在众多的位于中位和高位的单重-三重态相邻混合能级。如能巧妙地运用这些能级,则会产生一些新的量子干涉效应,而实验条件又相对比较简单。近年来,已有若干在这方面的研究。例如,运用  $\text{Na}_2$  中具有高位混合能级的 Y 型四能级系统观察到了自发辐射量子干涉效应导致的自发辐射干涉相长和相消的现象<sup>[11]</sup>;在钠分子菱形四能级系统中观察到了由中位单-三重态混合的能级间的相干而导致的等频双光子吸收线型的变异<sup>[12]</sup>;在锂分子梯形和型结合的四能级系统中观察到了奥特勒-汤斯(Autler-Townes)分裂的相干现象<sup>[13]</sup>。

本文在两个激光场驱动的情况下,对具有一对高位相邻混合能级的 Y 型能级系统的有关吸收和布居特性进行了分析和计算。结果表明,以两激光场驱动这样的能级系统,可产生双暗态共振和双电磁感应透明;两高位能态自发辐射所产生的量子干涉效应会影响对应于基态到中间态跃迁共振的探测场吸收谱线宽度(如两自发辐射跃迁偶极矩平行,则可产生超窄吸收线型;如跃迁偶极矩反平行,则可导致谱线的加

宽),并与缀饰态理论对此的分析作了对比。

## 2 能级模型与方程

分子 Y 型四能级系统如图 1(a)所示。

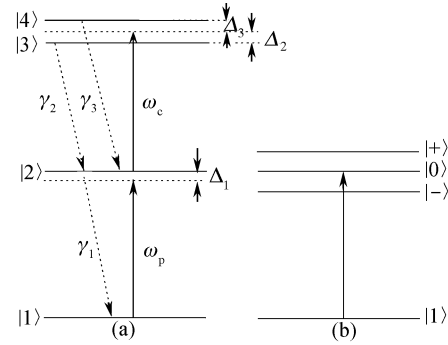


Fig. 1 (a) Energy levels of Y-type system; (b) Corresponding dressed state energy levels

两个靠得很近的高位混合能级  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  通过驱动场  $\omega_c$  与中间能级  $|2\rangle$  耦合,驱动场  $\omega_p$  在下能级  $|1\rangle$  到中间能级  $|2\rangle$  的共振跃迁频率附近调谐。为简化起见,我们仅考虑能级  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  到以及能级  $|2\rangle$  到  $|1\rangle$  的自发辐射衰变。根据库理论<sup>[14]</sup>并应用韦斯科夫-瓦格纳(Weisskopf-Wigner)近似<sup>[15]</sup>,此系统的约化密度算符矩阵方程为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = \gamma_1 \rho_{22} + i\Omega_1 (\rho_{21} - \rho_{12}), \\ \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = \left(-i\Delta_1 - \frac{\gamma_1}{2}\right) \rho_{12} - i\Omega_1 (\rho_{11} - \rho_{22}) - i\Omega_2 \rho_{13} - i\Omega_3 \rho_{14}, \\ \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} = \left(i\Delta_{13} - \frac{\gamma_2}{2}\right) \rho_{13} - i\Omega_3 \rho_{12} + i\Omega_1 \rho_{23} - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \rho_{14}, \\ \frac{\partial \rho_{14}}{\partial t} = \left(i\Delta_{14} - \frac{\gamma_3}{2}\right) \rho_{14} - i\Omega_3 \rho_{12} + i\Omega_1 \rho_{24} - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \rho_{13}, \\ \frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = \left(-i\Delta_2 - \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right) \rho_{23} - i\Omega_2 (\rho_{22} - \rho_{33}) + i\Omega_3 \rho_{43} + i\rho_{13} \Omega_1 - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \rho_{24}, \\ \frac{\partial \rho_{24}}{\partial t} = \left(-i\Delta_2 - \frac{\gamma_1 + \gamma_3}{2}\right) \rho_{24} - i\Omega_3 (\rho_{22} - \rho_{44}) + i\Omega_1 \rho_{14} + i\Omega_2 \rho_{34} - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \rho_{23}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = -\gamma_2 \rho_{33} - i\Omega_2 (\rho_{32} - \rho_{23}) - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} (\rho_{34} + \rho_{43}), \\ \frac{\partial \rho_{34}}{\partial t} = \left(-i\omega_{34} - \frac{\gamma_3 + \gamma_2}{2}\right) \rho_{34} + i\Omega_2 \rho_{24} - i\Omega_3 \rho_{32} - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} (\rho_{33} + \rho_{44}), \\ \frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} = -\gamma_3 \rho_{44} - i\Omega_3 (\rho_{42} - \rho_{24}) - \frac{1}{2} p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} (\rho_{34} + \rho_{43}), \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1, \end{array} \right. \quad (1)$$

上式中  $\rho_{ij} = \rho_{ji}$  ( $i \neq j$ ); 各失谐量分别为  $\Delta_1 = \omega_2 - \omega_p$ ,  $\Delta_2 = \omega_3 - \omega_2 - \omega_c$ ,  $\Delta_3 = \omega_4 - \omega_2 - \omega_c$ ,  $\Delta_{13} = \Delta_1 + \Delta_2$ ,  $\Delta_{14} = \Delta_1 + \Delta_3$ ;  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  和  $\omega_4$  分别对应于能级  $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  的能量值;  $\hbar\omega_{34}$  是能级  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  的能量间隔;  $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$  和  $\gamma_3$  分别是能级  $|2\rangle$  到  $|1\rangle$ 、能级  $|3\rangle$  到  $|2\rangle$  和能级  $|4\rangle$  到  $|2\rangle$  的衰减速率;  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ ,  $\Omega_3$  分别是驱动场  $\omega_p$  耦合

能级  $|1\rangle$  和能级  $|2\rangle$ 、驱动场  $\omega_c$  耦合能级  $|2\rangle$  和能级  $|3\rangle$  及能级  $|2\rangle$  和能级  $|4\rangle$  的拉比频率;  $p$  是电偶极矩矩阵元素的关联度, 定义为<sup>[16]</sup>

$$p = \frac{\mu_{32} \cdot \mu_{42}}{|\mu_{32}| |\mu_{42}|},$$

(1) 式中的系数  $p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3}$  表示能级  $|3\rangle$  和能级  $|4\rangle$  到能级  $|2\rangle$  的自发辐射量子干涉系数。当  $p = 0$ , 即表示两自发辐射跃迁偶极矩相互垂直时, 没有自发辐射的量子干涉发生; 而当  $p = +1$  或者  $-1$ , 即两跃迁偶极矩平行或者反平行时, 产生自发辐射的量子干涉相消或相长<sup>[11]</sup>。

### 3 数值计算结果与讨论

#### 3.1 双暗态共振

我们对(1)式进行全数值计算, 以求出在  $p = 0$  (即不存在自发辐射量子干涉的影响) 和  $\Delta_1 = 0$  (即驱动场  $\omega_p$  与下能级  $|1\rangle$  到中间能级  $|2\rangle$  的跃迁共振) 时的各能级布居随  $\Delta_2$  的分布变化。计算中, 取  $\gamma_1 = 1, \gamma_{2,3} = 0.2\gamma_1, \Omega_{1,2,3} = \gamma_1, \omega_{34} = 2\gamma_1$ 。计算所得结果如图 2 所示。由图可见, 能级  $|2\rangle$  的布居变化 [图 2(b)] 与通常的梯形三能级系统中呈现的单暗态有明显区别, 它有两个双暗态共振。当驱动场  $\omega_c$

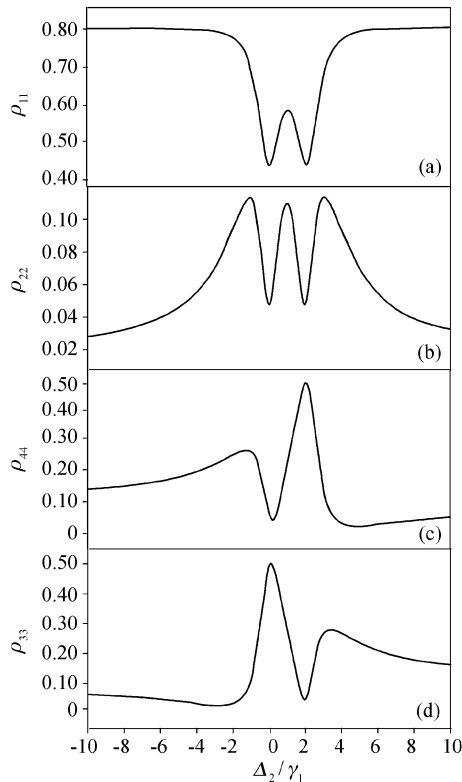


Fig. 2 Population variation of Y-type energy levels with the offset  $\Delta_2$

共振激发能级  $|2\rangle$  到能级  $|3\rangle$ , 也即失谐量  $\Delta_2 = 0$  时, 出现第一个暗态, 这时能级  $|1\rangle$  和  $|4\rangle$  的分布  $\rho_{11}$  和  $\rho_{44}$  明显减少, 而能级  $|3\rangle$  的布居  $\rho_{33}$  显著增加; 当驱动场共振激发能级  $|2\rangle$  到  $|4\rangle$ , 也即失谐量  $\Delta_3 = 0$  时, 出现第二个暗态, 这时能级  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  的布居减少, 而能级  $|4\rangle$  的布居相应增加。对照文献<sup>[17]</sup> 报道的梯形三能级系统单个暗态共振的产生, 我们可将 Y 型四能级系统中双暗态共振的产生看成是两个梯形能级系统叠加的结果。

#### 3.2 双电磁感应透明

将驱动场  $\omega_c$  固定在能级  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  的中间, 而将  $\omega_p$  作为弱探测光 (因而取  $\Omega_1 = 0.01\gamma_1$ ) 来探测由能级  $|1\rangle$  到能级  $|2\rangle$  的吸收。对(1)式进行全数值计算, 得到如图 3(a) 和图 3(b) 所示的探测光的吸收谱 [正比于  $\text{Im}(\rho_{21})$ ], 图 3(a) 是弱驱动场  $\omega_c$  耦合下的吸收曲线。可以明显地看出, 在弱驱动场的情况下, 对驱动场  $\omega_p$  的吸收不会产生电磁感应透明; 而在强驱动场耦合的情况下, 得到了具有两个电磁感应透明位置和三个吸收峰的吸收曲线, 这两个电磁感应透明的位置分别对应于  $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$  和  $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$ , 即分别为  $|1\rangle - |2\rangle - |3\rangle$  和  $|1\rangle - |2\rangle - |4\rangle$  这两个双光子共振的位置。与熟知的三能级系统中在双光子共振激发位置产生电磁感应透明<sup>[18]</sup> 相对照, 我们可将 Y 型四能级系统的双电磁感应透明看成是两

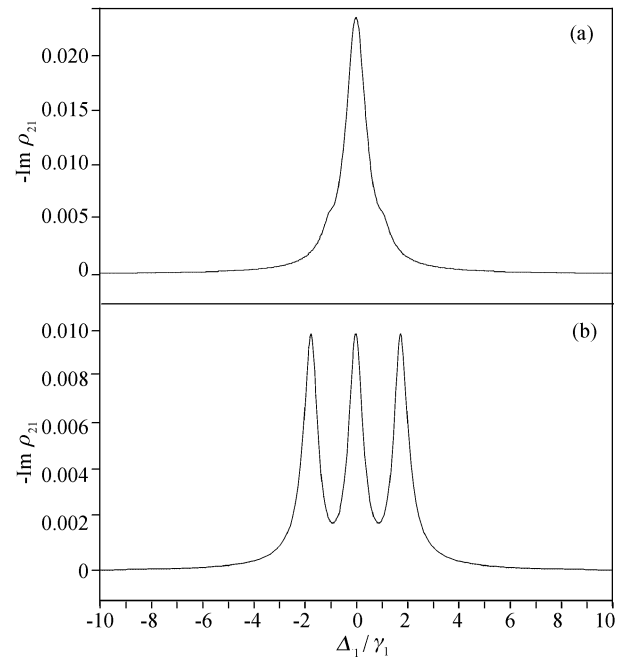


Fig. 3 The change of absorption and dispersion spectra for the transition between  $|1\rangle$  and  $|2\rangle$  with the detuning of  $\omega_p$ . (a)  $\Omega_{2,3} = 0.01\gamma_1$ ; (b)  $\Omega_{2,3} = \gamma_1$

个梯形三能级系统叠加的结果。

### 3.3 超窄吸收线宽

考虑到能级  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  到能级  $|2\rangle$  自发辐射之间的量子干涉效应(也即  $p=1$  或者  $p=-1$ ),这时计及(1)式中的各含有  $p\sqrt{\gamma_2\gamma_3}$  的项并作数值计算,得到如图 4 所示的在不同驱动场强度及不同  $p$  值情况下

探测场  $\omega_p$  的吸收谱。由图可明显地看出:1)当  $p=1$  时,中间吸收峰被压缩为很窄的吸收强度较大的吸收线。且随着驱动场  $\omega_c$  的增强,中间吸收峰的宽度变窄。2)当  $p=-1$  时,中间吸收峰被展宽,且吸收强度减弱。随着驱动场  $\omega_c$  的增强,中间吸收峰的强度变小。

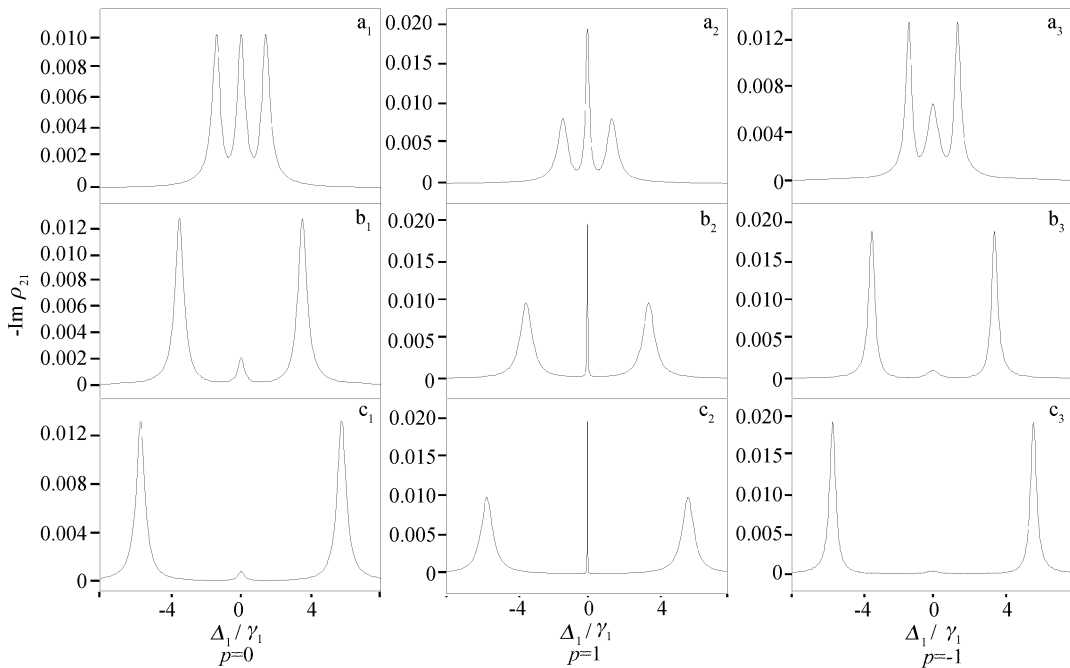


Fig. 4 Absorption spectra as a function of  $\Delta_1$  with different  $p$  value and different  $\Omega_{2,3}$ .

(a)  $\Omega_{2,3} = \gamma_1$ ; (b)  $\Omega_{2,3} = 3\gamma_1$ ; (c)  $\Omega_{2,3} = 5\gamma_1$

图 5 是在  $p=1$  的情况下,探测场的吸收谱随能

级  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$  的间隔  $\omega_{34}$  变化的趋势。从图中可以看到,随着  $\omega_{34}$  减小,中间吸收峰的谱线宽度越来越窄。这是由于  $\omega_{34}$  越小,自发辐射的量子干涉效应越强所导致的结果。

显然,在缀饰态表象中,关于上述对超窄吸收线宽的分析,可与缀饰态理论对此的分析相比较。对探测场的吸收对应于从能级  $|1\rangle$  跃迁到由能级  $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$  和耦合场  $\omega_c$  所组成的三个缀饰本征能级  $|-\rangle$ 、 $|0\rangle$  和  $|+\rangle$  的吸收,如图 1(b) 所示。不难得出,在韦斯考夫-瓦格纳近似下,由能级  $|1\rangle$  跃迁到缀饰本征态  $|0\rangle$  的吸收谱线(对应图 4 所示谱线的中间峰)的宽度为<sup>[16]</sup>

$$\gamma_0 = N^2 [\gamma_2 \Omega_2^2 + \gamma_3 \Omega_3^2 - 2p \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} \Omega_2 \Omega_3], \quad (2)$$

从(2)式可以看出,在满足  $\Omega_2 = \Omega_3, \gamma_2 = \gamma_3, p=1$  时,  $\gamma_0 = 0$ , 即相应的吸收谱线为超窄吸收线型,图 4(a2)、图 4(b2)和图 4(c2)所示;而当  $p=-1$  时,  $\gamma_0 = N^2 (\sqrt{\gamma_2} \Omega_3 + \sqrt{\gamma_3} \Omega_2)^2$  这是线宽的最大值,图 4(a3)、图 4(b3)和图 4(c3)示出了这种宽线型;  $p=0$  时,  $\gamma_0 = N^2 (\gamma_2 \Omega_3^2 + \gamma_3 \Omega_2^2)$ , 线宽介于二者之间。我们还可引入

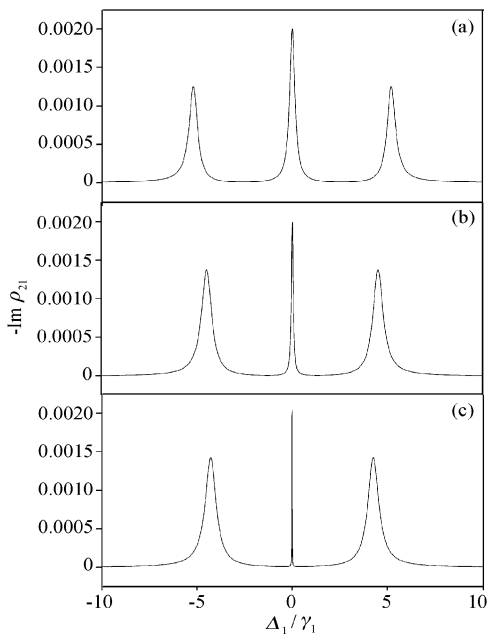


Fig. 5 Absorption spectra as a function of  $\Delta_1$  with different

$\omega_{34}$  value. (a)  $\omega_{34} = 6\gamma_1$ ; (b)  $\omega_{34} = 2\gamma_1$ ; (c)  $\omega_{34} = \gamma_1$

表征能级  $|1\rangle$  到缀饰本征能级  $|0\rangle$  的跃迁几率表达式<sup>[18]</sup>:

$$A \sim \frac{|\langle 1 | \mathbf{r} | 0 \rangle|^2}{\gamma_0}, \quad (3)$$

可以看出:当  $\gamma_0$  趋于零( $p$  趋于 1) 时,吸收强度会迅速增大,这与图 4 中的计算结果相符; $p = 0, -1$  时的吸收峰的宽度随拉比频率  $\Omega_{2,3}$  的增强而增大,而吸收峰的强度随拉比频率  $\Omega_{2,3}$  的增强而减小.这与数值计算的结果是一致的.

**结论** 本文运用密度矩阵方程,计算和分析了由两个驱动场与分子中普遍存在的 Y 型四能级系统的相互作用而产生的双暗态共振和双电磁感应透明.我们还计算了自发辐射的量子干涉对电磁感应透明的影响,结果表明:自发辐射的量子干涉相消可以产生超窄吸收线宽;自发辐射的量子干涉相长可以展宽吸收谱,这与缀饰态理论对此的分析是一致的.

### 参 考 文 献

- Harris S E, Field J E, Imamglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(10):1107~1110
- Harris S E. Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(9):1033~1038
- Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A. Degenerate quantum-beat laser: lasing without inversion and inversion without lasing. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(24):2813~2816
- Schiemann S, Kuhn A, Steuerwaid S *et al.*. Efficient coherent population transfer in NO molecules using pulsed lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(22):3637~3640
- Yu Gu, Fang Shaowu, Wang Yuzhu. Quantum coherence effect induced by two lasers in V-shaped three-level system. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1994, **14**(12):1268~1271 (in Chinese)
- Gong Shangqing, Xu Zhizhan, Zhang Wenqi *et al.*. Influence of driving field on electromagnetically induced transparency. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1996, **16**(3):321~324 (in Chinese)
- Deng Le, Wang Weisheng, Sun Zhenrong *et al.*. Effect of some factors on trapping population in multi-level system. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2000, **20**(5):577~582 (in Chinese)
- Pellizzari T, Gardiner S A, Cirac J I *et al.*. Decoherence continuous observation and quantum computing: A cavity QED model. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(21):3788~3791
- Lukin M D, Yelin S F, Fleischhauer M *et al.*. Quantum interference effects induced by interacting dark resonances. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **60**(4):3225~3228
- Yan M, Rickey E G, Zhu Y F. Observation of doubly dressed states in cold atoms. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **64**(1):013412-1~013412-6
- Xia H R, Ye C Y, Zhu S Y. Experimental observation of spontaneous emission cancellation. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(6):1032~1034
- Wang W S, Deng L, Sun Z R *et al.*. Lineshape variations of two-photon transitions in Na<sub>2</sub>. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 2000, **33**(11):2117~2123
- Philips D F, Fleischhauer A, Mair A *et al.*. Experiment storage of light in atomic Vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(5):783~786
- Murray Sergeant III, Scully M O, Lamb W E. *Laser Physics*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1974. Chap. 16: 279,274
- Claude Cohen-Tannoudji. *Interaction Between Atoms and Photons*. John Wiley & Sons, Inc., 1992. Chap. 4: 350
- Lee H, Zhu S Y, Scully M O *et al.*. Quenching of spontaneous emission via quantum interference. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **55**(6):4454~4465
- Li Yongqing, Jin Shaozheng, Xiao Min. Observation of an electromagnetically induced change of absorption in multilevel rubidium atoms. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **51**(3):R1754~R1757
- Malakyan Y P, Mkhitarian A R. Quantum interference in the absorption spectrum of V-type atom with magnetic coherence effects. *Opt. Commun.*, 1998, **158**(15):50~54