

被三个耦合场驱动的四能级原子的电磁感应透明*

刘正东¹⁾ 武 强²⁾

¹⁾ 南昌大学(北区)近代物理研究所,南昌 330047)

²⁾ 浙江工业大学应用物理系,杭州 310032)

(2003 年 11 月 13 日收到,2004 年 1 月 16 日收到修改稿)

研究了被三个耦合场驱动的四能级原子系统的自发辐射,通过计算自发辐射场对应的原子极化率,发现在某些特定参数下系统具有电磁感应透明的特性,同时发现电磁感应透明效应产生时,驱动场强度与自发辐射场处于相同量级.

关键词:电磁感应透明,自发辐射,量子干涉

PACC:4250,4265

1. 引 言

近几年,由于冷原子技术的应用,使得许多量子光学效应被实现,例如,电磁感应透明(EIT)^[1-3],无反转激光^[4],超慢和超快光脉冲传播^[5,6],光存储^[7],原子自发辐射光谱的新形式^[8]等.最近的实验表明,用冷原子结合使用 EIT 技术可以获得增强的非线性效应.如 Schmidt 和 Imamoglu 在 1996 年提出增强的 Kerr 非线性效应的方案^[9],这一效应最先由 Hau 和 Harris 等在实验上间接测得^[5].最近,电磁感应透明效应不仅在冷原子中不断被实现,而且在热原子中也观察到这一现象^[10].国内的相关研究亦在进展中^[11,12].

介质电磁感应透明特性是获得增强的非线性效应的关键,目前大多数工作都以 Λ 形三能级原子系统为基础,仅考虑一个或两个耦合场的情形.本文设计了新的理论方案,考查与三个耦合场相互作用的四能级系统^[13].在此系统中,四能级原子包含三个激发态,一个基态,三个上能级被三个相干耦合场所驱动,驱动场和原子能级形成“缀饰态”.我们研究了此四能级系统由于量子干涉导致的极化率变化,并且发现即使在驱动场强度与自发辐射场同一量级的情况下系统都具有电磁感应透明效应,这与文献[1]的强驱动场条件是很不相同的.

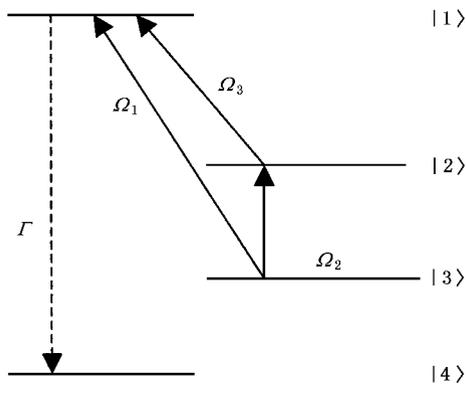


图 1 被三个耦合场驱动的四能级原子模型,能级 $|1\rangle$ 通过耦合场 Ω_1 和 Ω_3 与能级 $|2\rangle, |3\rangle$ 耦合,与能级 $|4\rangle$ 通过真空模进行耦合.能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 由 Ω_2 耦合

2. 与三个驱动场相互作用的四能级原子模型

图 1 为与三个驱动场相互作用的四能级模型,上面三个高能级被三个相干驱动场耦合,原子初始状态处于上能级,驱动场与原子态形成缀饰态. $|1\rangle - |2\rangle, |2\rangle - |3\rangle, |1\rangle - |3\rangle$ 能级间驱动场的 Rabi 频率分别为 $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$,其中 $\Omega_i = \mu_i E_i / \hbar$, μ_i 是各能级之间的电偶极矢量矩阵元, E_i 是驱动场场强.能级 $|1\rangle$ 与 $|4\rangle$ 通过真空场产生耦合.利用电偶

* 国家自然科学基金(批准号:10074056 和 60278016)资助的课题.

极矩近似和旋波近似,系统的哈密顿量可以写作

$$\begin{aligned}
 H &= H_0 + H_1, \\
 H_0 &= \epsilon_1 |1\rangle\langle 1| + \epsilon_2 |2\rangle\langle 2| + \epsilon_3 |3\rangle\langle 3| \\
 &+ \sum_i \hbar \omega_i b_i^\dagger b_i, \\
 H_1 &= i\hbar(\Omega_1 |1\rangle\langle 2| + \Omega_2 |2\rangle\langle 3| + \Omega_3 |1\rangle\langle 3|) \\
 &+ i\hbar \sum_k g_k e^{i\Delta_k t} |1\rangle\langle 4| b_k + \text{H.c.}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中 $\epsilon_i = \hbar\omega_i$ ($i = 1, 2, 3$) 是原子能级的能量, b_k^\dagger 和 b_k 是波矢为 k 的辐射场模的产生和湮没算符, 辐射场频率为 $\nu_k = ck$, $\Delta_k = \omega_{14} - \nu_k$ 是第 k 个辐射场模对中心频率的失谐量, g_k 是第 k 个模与原子 $|1\rangle, |4\rangle$ 能级间原子偶极矩的相互作用耦合系数.

在相互作用表象中此模型的运动方程可写为

$$\frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = -\frac{i}{\hbar} \nu(t) |\Psi(t)\rangle, \quad (2)$$

其中 $\nu(t) = e^{iH_0 t/\hbar} H_1 e^{-iH_0 t/\hbar}$.

任意时刻系统态矢量为

$$\begin{aligned}
 |\Psi(t)\rangle &= [A_1(t)|1\rangle + A_2(t)|2\rangle + A_3(t)|3\rangle] |0\rangle \\
 &+ \sum_k A_k(t) |4\rangle |1_k\rangle, \quad (3)
 \end{aligned}$$

其中 $|0\rangle$ 和 $|1_k\rangle$ 表示真空及含有一个光子的自发辐射模的光子态. 若原子初始状态处于能级 $|1\rangle$, 即 $A_1(0) = 1$ 而 $A_2(0) = A_3(0) = 0$ 则有

$$\begin{aligned}
 \dot{A}_1(t) &= -\Omega_1 A_2(t) - i\Omega_3(t) A_3(t) - \frac{\Gamma}{2} A_1(t), \\
 \dot{A}_2(t) &= -\Omega_1^* A_1(t) - i\Omega_2(t) A_3(t), \\
 \dot{A}_3(t) &= -\Omega_3^* A_1(t) - i\Omega_2^*(t) A_2(t), \\
 \dot{A}_k(t) &= -iA_1(t) g_k^* e^{-i\Delta_k t}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

其中 Γ 是高能态 $|1\rangle$ 到低能态的弛豫系数, 不考虑相干驱动场位相对自发辐射场的影响, 取 Ω_2, Ω_3 为实数, 而令 $\Omega_1 = |\Omega_1| e^{i\theta}$, 下面的讨论中所有的 Rabi 频率都以 Γ 为单位, 在取辐射场为共振模且 $\theta = 0$ 的条件下, 可解得系统能级对 $|1\rangle - |4\rangle$ 之间的电极化强度平均值

$$\begin{aligned}
 P(t) &= e^{-\Psi(t)} |r| \Psi(t) \\
 &= \mu_{14} \rho_{14} e^{-im} + \text{c.c.}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

式中 μ_{14} 是电偶极矢量的矩阵元, ρ_{14} 为此四能级系统密度矩阵的矩阵元.

应用慢变近似, 从方程 (5) 可得到系统极化

$$\begin{aligned}
 \tilde{P}(t) &= \mu_{14} A_1^*(t) A_k(t) + \text{c.c.} \\
 &= \mu_{14} (P_1 e^{i\epsilon_1 t} + P_2 e^{i\epsilon_2 t} + P_3 e^{i\epsilon_3 t}) + \text{c.c.} \quad (6)
 \end{aligned}$$

其中 $\xi_i, i = 1, 2, 3$ 是方程 (6) 特征方程的本征值. 由极化的定义, $P_i, i = 1, 2, 3$ 可看作极化 $\tilde{P}(t)$ 傅里叶变换的分量, 即极化率. 我们分析了在不同的驱动场 Rabi 频率组合下 P_i 随失谐量 Δ_k 的变化.

3. 数值计算与分析

分别考虑各极化率分量的实部和虚部, 二者分别决定了介质的色散和损耗性质. 若令所有耦合场的 Rabi 频率保持为定值, 且取 $\theta = 0$, 此处计算分析极化分量之一 P_1 的实部和虚部随 Δ_k 的变化, 计算结果均以 $a = 0, b = 1, c = 1, \Delta_k = 0$ 时极化率虚部 $\text{Im}[P_1]$ 的值进行归一化. 结果如图 2 所示.

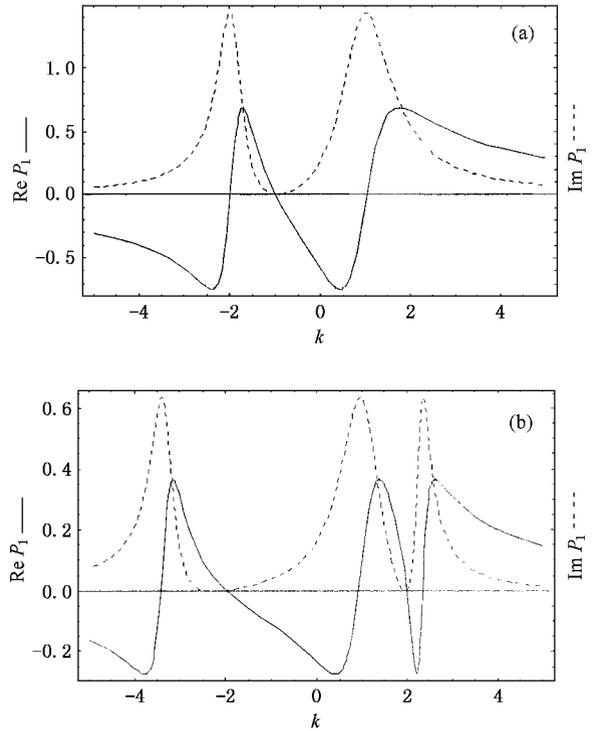


图 2 (a) 极化率实部和虚部随失谐量 Δ_k 变化曲线 (实线表示极化率的实部, 虚线表示极化率的虚部, 驱动场参数为 $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3 = \Gamma$, 且 $\theta = 0$) (b) 极化率实部和虚部随失谐量 Δ_k 变化曲线 (实线表示极化率的实部, 虚线表示极化率的虚部, 耦合场参数为 $\Omega_1 = 2\Gamma, \Omega_2 = 2\Gamma, \Omega_3 = \Gamma$, 且 $\theta = 0$)

图 2(a) 中, 驱动场取 $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3 = \Gamma$, 虚线代表 P_1 的虚部, 可以看出, 曲线在 $\Delta_k = -5\Gamma$ 到 $\Delta_k = 5\Gamma$ 之间呈双峰结构, 曲线峰值分别位于 $\Delta_k = -2\Gamma$ 和 $\Delta_k = \Gamma$ 处, 其值为 1.43, 由于虚部表示介质的损耗, 因此峰值处就意味着强烈的吸收, 而两峰之间的区域曲线急剧下降, 在 $\Delta_k = -\Gamma$ 处达到零, 即吸收消

失了.同时实线表示 P_1 的实部,其斜率表征了介质的色散性质.在吸收峰区域 $\Delta_k = -2.4\Gamma$ 到 $\Delta_k = -1.7\Gamma$ 和 $\Delta_k = 0.5\Gamma$ 到 $\Delta_k = 1.6\Gamma$,实部快速增加,即正常吸收,在 $\Delta_k = -1.7\Gamma$ 到 $\Delta_k = 0.5\Gamma$ 附近,对应于虚部曲线的最小值位置,实部渐趋减小,出现反常色散,且在 $\Delta_k = -\Gamma$ 处实部减小为零.

从图 2(a) 看出,在介质极化率的正常色散区域,介质有一个大的折射率变化,但与此同时吸收也是强烈的,有趣的是在反常色散区,吸收迅速变小,以至于在 $\Delta_k = -\Gamma$ 处吸收为零,而此时介质仍具有较大的折射率变化,这正是电磁感应透明现象的特征,在这种情况下常伴随有增强的非线性效应.

进一步研究发现,若驱动场 Rabi 频率取其他不同组合时,介质极化率呈现更加复杂的变化.例如,取 $\Omega_1 = 2\Gamma$, $\Omega_2 = 2\Gamma$, $\Omega_3 = \Gamma$,实部和虚部曲线出现更多的吸收峰和色散区间.如图 2(b),在 $\Delta_k = -3.4\Gamma$, 1.0Γ , 2.4Γ 处虚部曲线达到峰值,在 $\Delta_k = \pm 2\Gamma$ 处为零,由图中可以看到,在虚部为零的区域附近,实部曲线呈快速下降,同样反映出电磁感应透明的特征.特别是在 $\Delta_k = 2\Gamma$ 处实部曲线比图 2(a) 中变化更陡,因此,介质具有更大的折射率变化,可

以获得更大的非线性效应.尤其值得注意的是,与以往文献中产生电磁感应透明效应所要求的强驱动场条件($\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3 \gg \Gamma$)不同,本文的研究方案并没有这一条件限制,所有驱动场都与自发辐射场在同一量级,这意味着利用这一方案可以实现弱光下的非线性效应.

4. 结 论

本文研究了被三个耦合场驱动的四能级原子模型自发辐射场的极化率,发现在特定条件下,系统呈现出明显的电磁感应透明效应,而且对应于驱动场不同 Rabi 频率的组合,EIT 效应可以在多个区域出现.特别值得注意的是,系统中所有驱动场都与自发辐射场同一量级,突破了其他 EIT 方案强驱动场条件的限制,使得弱光下非线性效应的实现成为可能.这种弱光下的非线性现象产生的原因是该三个驱动场与四能级原子的相互作用模型中存在着量子干涉效应,而这种量子干涉效应的产生与多个驱动场对应的原子跃迁路径的适配以及恰当的系统参数是密切相关的.

- [1] Harris S E, Field J E and Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
 [2] Harris S E 1997 *Physics Today* **50**(7) 36
 [3] Scully M O and Zubairy M S 1997 *Quantum Optics*(Cambridge, England: Cambridge University Press) p225
 [4] Scully M O 1992 *Phys. Rep.* **219** 191
 [5] Hau L V, Harris S E, Dutton Z and Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
 [6] Wang L J, Kuzmich S and Dogariu S 2000 *Nature* **406** 277

- [7] Fleischhauer M and Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
 [8] Zhu S Y and Scully M O 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 388
 [9] Schmidt H and Imamoglu A 1996 *Optics Lett.* **21** 1936
 [10] Kash M M *et al* 1999 *Phys. Rev. A* **82** 5229
 [11] Wang C L 2002 *Chin. Phys.* **10** 1033
 [12] Xu G *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2261(in Chinese] 徐光等 2002 物理学报 **51** 2261]
 [13] Fhafoor F, Zhu S Y and Suhail Zubairy M 2000 *Phys. Rev. A.* **62** 013811

Electromagnetically induced transparency in a four-level atomic system driven by three coupled fields^{*}

Liu Zheng-Dong¹⁾ Wu Qiang²⁾

¹⁾*(Institute of Modern Physics, Nanchang University(North Campuses), Nanchang 330047, China)*

²⁾*(Department of Applied Physics, Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310032, China)*

(Received 13 November 2003; revised manuscript received 16 January 2004)

Abstract

We study the spontaneous emission in a four-level atomic system driven by three coupled fields. We have demonstrated the existence of electromagnetically induced transparency (EIT) with a set of suitable parameters, and we find that the light levels of the drive fields are as weak as that of the spontaneous emission with the EIT.

Keywords : EIT, spontaneous emission, quantum interference

PACC : 4250, 4265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10074056 and 60278016).