

文章编号: 1007-6654(2003)03-0121-05 (2)

四能级原子量子相干过程中瞬态光学特性

姚景芹, 武海斌, 王 海

(量子光学与光量子器件国家重点实验室; 山西大学光电研究所, 山西 太原 030006)

摘要: 利用半经典理论研究了 N-型四能级相干原子的瞬态光学特性。理论分析表明: 当信号光开启的瞬间, 介质对探针光的非线性吸收从接近于零的状态迅速增加, 经过弛豫振荡过程, 趋于稳定状态。本文的研究结果将为吸收型光子开关的设计提供理论依据和参考。

关键词: 电磁感应透明; 量子相干效应; 瞬态光学特性

中图分类号: O431 文献标识码: A

0 引言

近年来, 由原子相干性导致的电磁感应透明(EIT)^[1]效应引起了学术界的广泛关注。由于 EIT 效应可导致介质的线性和非线性极化率发生极大的变化, 使介质具有如下独特的光学特性^[2-4] (1)介质的线性吸收减小, 色散增强 (2)原子与光子量子态之间的转化易于相干控制 (3)弱光下具有显著的非线性效应, 因此 EIT 效应在光学信息处理及光量子信息处理中具有重要的应用潜力。最近, 利用 EIT 进行光量子信息存储与处理的理论与实验研究迅速兴起。哈佛大学的 Hau 研究组在超冷原子团中利用 EIT 效应, 将光速降低到 17m/s ^[5]。随后, 他们通过控制耦合光的通断, 将光学信号存储在原子介质中达 0.5ms ^[6], 演示了光学信号在原子介质中的可逆存储, 引起了学术界的强烈反响。

EIT 效应是由原子基态向激发态跃迁时量子干涉效应引起的。它的时间响应瞬态模型可由含时的

薛定谔方程描述。Y-Q Li 和 M. Xiao 研究了三能级 EIT 介质当耦合光突然开启时的瞬态光学特性^[7]。Andrew D. Greentree 等在实验上观察到了三能级 EIT 瞬态过程中原子极化率随时间的衰荡效应^[8]。

最近的研究表明, 四能级 EIT 过程可使介质产生极大的非线性效应。如图(1)所示的 N-型四能级原子系统, 当没有信号光与原子相互作用时, 能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 组成一个 Λ 型三能级 EIT 系统。由于量子相干效应, 介质对探针光的线性吸收趋于零, 发生 EIT 现象。当信号光开启后, 量子相干效应被破坏, 介质对探针光的吸收迅速增加, 其大小与信号光的强度成正比^[9,10], 这种由量子相干效应导致的非线性吸收增强效应是实现吸收型双光子开关的有效途径^[9,10], 具有重要的应用潜力, 受到了人们的关注。

目前, 还没有文章对四能级 EIT 介质随时间演

(2) 收稿日期: 2003-09-04

基金项目: 国家自然科学基金(No.060238010; No.19974021); 山西省自然科学基金(No.20031007)

作者简介: 姚景芹(1973-), 女, 山西孝义人, 山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室在读硕士, 研究方向: 量子光学与非线性光学。

化的瞬态过程进行详细的研究。本文利用半经典理论研究了信号光开启后的瞬间,介质对探针光非线性吸收的时间响应瞬态过程。我们的研究结果将为吸收型光子开关的设计提供理论参考和依据。

1 理论计算与分析

如图 1 所示的 N-型四能级原子系统中,能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 是原子的基态,它们之间的无辐射跃迁速率为 γ_{21} 。能级 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 是原子的激发态,其衰减速率分别为 Γ_3 、 Γ_4 。频率分别为 ω_p 、 ω_c 、 ω_b 的探针光场 E_p 耦合光场,信号光场 E_s 分别作用于原子的跃迁能级 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 、 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 、 $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$ 上,与其相对应的各跃迁频率失谐量分别为 $\Delta\omega_p = \omega_p - \omega_{31}$ 、 $\Delta\omega_c = \omega_c - \omega_{23}$ 、 $\Delta\omega_b = \omega_b - \omega_{24}$ 。光场的 Rabi 频率分别为 $\Omega_p = \frac{\mu_{13}E_p}{\hbar}$ 、 $\Omega_c = \frac{\mu_{23}E_c}{\hbar}$ 、 $\Omega_{24} = \frac{\mu_{24}E_s}{\hbar}$,其中 μ_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的偶极矩阵元。

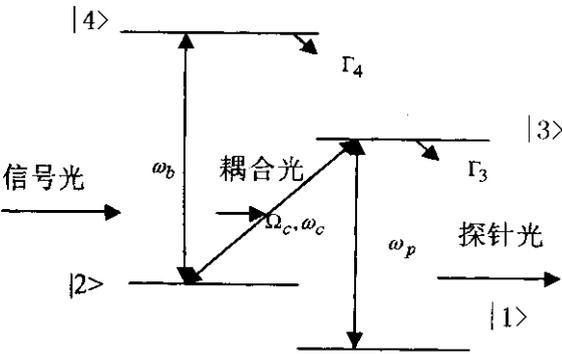


图 1 N-型四能级原子能级图示

假设频率失谐 $\Delta\omega_p = 0$ 、 $\Delta\omega_c = 0$ 、 $\Delta\omega_b = 0$,原子各能级几率幅(probability amplitude) a_i 随时间演化的动力学方程组可写为^[11]:

$$\dot{a}_1 = \frac{i}{2}\Omega_p a_3 \quad (1a)$$

$$\dot{a}_2 = \frac{i}{2}\Omega_c a_3 + \frac{i}{2}\Omega_{24} a_4 - \frac{\gamma_{21}}{2} a_2 \quad (1b)$$

$$\dot{a}_3 = \frac{i}{2}\Omega_c^* a_2 + \frac{i}{2}\Omega_p^* a_1 - \frac{\Gamma_3}{2} a_3 \quad (1c)$$

$$\dot{a}_4 = \frac{i}{2}\Omega_{24}^* a_2 - \frac{\Gamma_4}{2} a_4 \quad (1d)$$

我们首先给出没有信号光时,原子能级布居数的初始条件。

当信号光关断($\Omega_{24} = 0$),只有探针光和耦合光与原子相互作用时,能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 组成一个 Λ 型三能级原子 EIT 系统。假设 $\Omega_p \ll \Omega_c$,由于能级之间的量子干涉效应,产生 EIT 效应,在原子共振频率处,探针光的吸收被抑制,原子布居数主要集中在能级 $|1\rangle$ 上($|a_1|^2 \approx 1$)。由方程组(1)式可以得到

$$\dot{a}_2 = \frac{i}{2}\Omega_c a_3 - \frac{\gamma_{21}}{2} a_2 \quad (2a)$$

$$\dot{a}_3 = \frac{i}{2}\Omega_c^* a_2 + \frac{i}{2}\Omega_p^* a_1 - \frac{\Gamma_3}{2} a_3 \quad (2b)$$

在稳定状态($\dot{a}_2 = 0$ 、 $\dot{a}_3 = 0$)下,得到定态解:

$$a_3 = \frac{i\Omega_p^* \gamma_{21}}{|\Omega_c|^2 + \gamma_{21}\Gamma_3} \quad (3)$$

$$a_2 = \frac{-\Omega_p^* \Omega_c}{|\Omega_c|^2 + \gamma_{21}\Gamma_3} \approx -\frac{\Omega_p^*}{\Omega_c^*} \quad (4)$$

由(3)式可知当 $\gamma_{21} \rightarrow 0$ 时, $a_3 \rightarrow 0$, $\text{Im}\rho_{31} = a_3 a_1^* \rightarrow 0$,介质对探针光的吸收趋于零,产理想 EIT 效应。

下面分析当信号光开启时,介质对探针光非线性吸收的瞬态时间演化过程。对于信号光很弱的情形,在信号光开启后,大部分原子仍处于基态 $|1\rangle$ 上($|a_1|^2 \approx 1$)^[9]。方程组(1b-1d)对应的本征矩阵为:

$$P(\lambda) = \begin{vmatrix} -\frac{\gamma_{21}}{2} - \lambda & \frac{i}{2}\Omega_c & \frac{i}{2}\Omega_{24} \\ \frac{i}{2}\Omega_c^* & -\frac{\Gamma_3}{2} - \lambda & 0 \\ \frac{i}{2}\Omega_{24}^* & 0 & -\frac{\Gamma_4}{2} - \lambda \end{vmatrix} \quad (5)$$

由于 $\gamma_{21} \ll \Gamma_3$,同时假定 $\Omega_{24} \ll \Omega_c$,所以在(5)式中 γ_{21} 与 Ω_{24} 可省略不计。解方程 $P(\lambda) = 0$ 得到三个本征值,

$$\lambda_1 = -\frac{\Gamma_4}{2},$$

$$\lambda_2 = \frac{-\Gamma_3 + \sqrt{\Gamma_3^2 - 4|\Omega_c|^2}}{4}$$

$$\lambda_3 = \frac{-\Gamma_3 - \sqrt{\Gamma_3^2 - 4|\Omega_c|^2}}{4} \quad (6)$$

当 $\Gamma_3^2 < 4|\Omega_c|^2$ 时, 得到几率幅 a_i 随时间变化的关系式如下:

$$a_{\chi(t)} = e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(\frac{-2i\Omega_c}{|\Omega_c|^2} \right) \left[\left(\frac{\Gamma_3}{4}c_1 + \frac{\Omega}{4}c_2 \right) \cos \frac{\Omega}{4}t + \left(\frac{\Gamma_3}{4}c_2 - \frac{\Omega}{4}c_1 \right) \sin \frac{\Omega}{4}t \right] + a_{\chi(\infty)} \quad (7a)$$

$$a_{\chi(t)} = e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(c_1 \cos \frac{\Omega}{4}t + c_2 \sin \frac{\Omega}{4}t \right) + a_{\chi(\infty)} \quad (7b)$$

$$a_{\chi(t)} = c_3 e^{-\frac{\Gamma_4}{4}t} + a_{\chi(\infty)} \quad (7c)$$

其中 $\Omega = \sqrt{4|\Omega_c|^2 - \Gamma_3^2}$, c_1, c_2, c_3 为待定常数, $a_{\chi(\infty)}, a_{\chi(\infty)}, a_{\chi(\infty)}$ 为方程组(1b-1d)的稳态解, 它们可由 $\dot{a}_2 = 0, \dot{a}_3 = 0, \dot{a}_4 = 0$ 求解得到:

$$a_{\chi(\infty)} = \frac{-\Omega_p^* \Omega_c}{|\Omega_c|^2 + \gamma_{21}\Gamma_4 + \frac{|\Omega_{24}|^2 \Gamma_3}{\Gamma_4}} \quad (8a)$$

$$a_{\chi(\infty)} = \frac{i\Omega_p^* (|\Omega_{24}|^2 + \gamma_{21}\Gamma_4)}{\Gamma_4 (|\Omega_c|^2 + \gamma_{21}\Gamma_3) + \Gamma_3 |\Omega_{24}|^2} \quad (8b)$$

$$a_{\chi(\infty)} = \frac{-i\Omega_p^* \Omega_{24}^* \Omega_c}{\Gamma_4 (|\Omega_c|^2 + \gamma_{21}\Gamma_3) + \Gamma_3 |\Omega_{24}|^2} \quad (8c)$$

再由初始值条件: $a_{\chi(0)} \approx -\frac{\Omega_p^*}{\Omega_c^*}, a_{\chi(0)} \approx 0, a_{\chi(0)} = 0$ 确定 c_1, c_2, c_3 , 最后得到:

$$a_{\chi(t)} = -a_{\chi(\infty)} e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(\cos \frac{\Omega}{4}t + \frac{\Gamma_3}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{4}t \right) + a_{\chi(\infty)} \quad (9)$$

当 $\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$ 时, 同样可得到 a_3 随时间变化的关系式:

$$a_{\chi(t)} = -a_{\chi(\infty)} e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(1 + \frac{\Gamma_3}{4}t \right) + a_{\chi(\infty)} \quad (10)$$

密度矩阵元

$$\rho_{31}(t) = a_3 a_1^* \approx a_{\chi(t)} \quad (11)$$

介质的极化率为: $\chi_{31} = \frac{2N|\mu_{31}|^2}{\epsilon \hbar \Omega_p^*} \times \rho_{31}(t)$

当 $\Gamma_3^2 < 4|\Omega_c|^2$ 时,

$$\chi_{31} = i \frac{2N|\mu_{31}|^2}{\epsilon \hbar}$$

$$\left(\frac{|\Omega_{24}|^2 + \gamma_{21}\Gamma_4}{|\Omega_c|^2 \Gamma_4 + |\Omega_{24}|^2 \Gamma_3 + \gamma_{21}\Gamma_3 \Gamma_4} \right)$$

$$\cdot \left[1 - e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(\cos \frac{\Omega}{4}t + \frac{\Gamma_3}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{4}t \right) \right] \quad (12)$$

当 $\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$ 时,

$$\chi_{31} = i \frac{2N|\mu_{31}|^2}{\epsilon \hbar} \cdot \left(\frac{|\Omega_{24}|^2 + \gamma_{21}\Gamma_4}{|\Omega_c|^2 \Gamma_4 + |\Omega_{24}|^2 \Gamma_3 + \gamma_{21}\Gamma_3 \Gamma_4} \right) \cdot \left[1 - e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(1 + \frac{\Gamma_3}{4}t \right) \right] \quad (13)$$

由式(12)及(13)可知, 当介质的无辐射跃迁速率 $\gamma_{21} \rightarrow 0$ 时, 介质对探针光的线性吸收趋于零, 非线性吸收系数如下式(14)及(15)所示:

当 $\Gamma_3^2 < 4|\Omega_c|^2$ 时,

$$\alpha = \frac{\omega_p n_0}{c} \text{Im} \chi_{31}^{(3)} = K \left(\frac{|\Omega_{24}|^2}{|\Omega_c|^2 \Gamma_4 + |\Omega_{24}|^2 \Gamma_3} \right) \cdot \left[1 - e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(\cos \frac{\Omega}{4}t + \frac{\Gamma_3}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{4}t \right) \right] \quad (14)$$

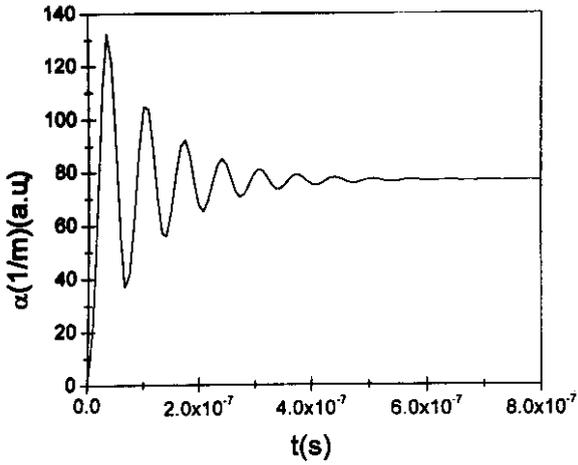
当 $\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$ 时,

$$\alpha = \frac{\omega_p n_0}{c} \text{Im} \chi_{31}^{(3)} = K \left(\frac{|\Omega_{24}|^2}{|\Omega_c|^2 \Gamma_4 + |\Omega_{24}|^2 \Gamma_3} \right) \cdot \left[1 - e^{-\frac{\Gamma_3}{4}t} \left(1 + \frac{\Gamma_3}{4}t \right) \right] \quad (15)$$

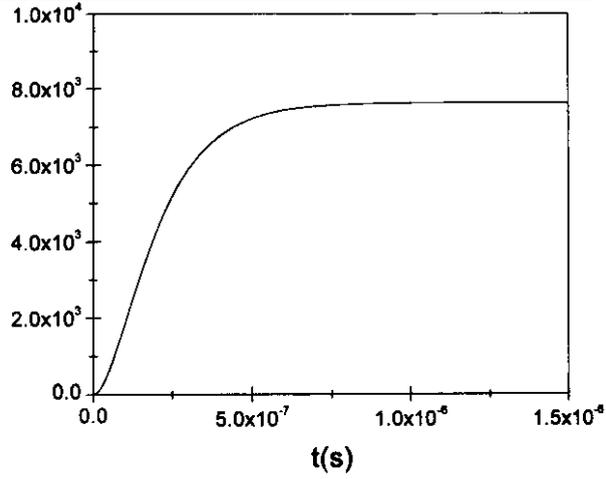
其中, $K = \frac{2N|\mu_{31}|^2 \omega_p}{\epsilon n_0 \hbar c}$, N 为原子数密度。

为了分析耦合光 Rabi 频率 Ω_c 对非线性吸收系数 α 瞬态响应的影响。我们分别在 $\Omega_c = 5\Gamma_3, \Omega_c = 2\Gamma_3, \Omega_c = \Gamma_3$ 三种情形下对式(14)以及在 $\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$ 情形下对式(15)进行了数值计算, 得到了如图2所示的 α 随时间的瞬态演化曲线。

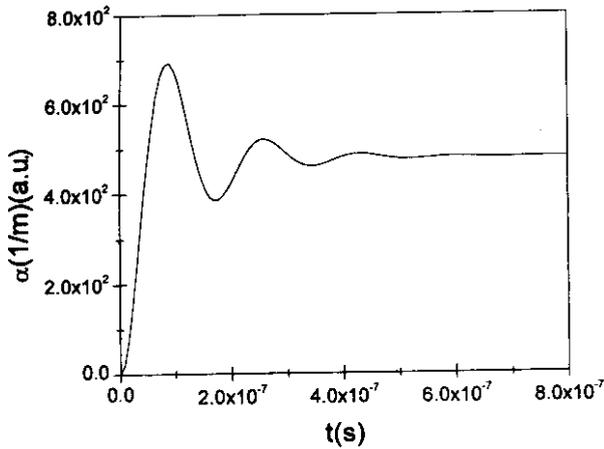
图2中, 在 $t=0$ 时刻, 即信号光被开启的瞬间, 介质对探针光的非线性吸收经过一个短暂的时间 $t \sim 16/\Gamma_3$ 迅速趋于稳定值。 Ω_c 取值越大, 吸收曲线振荡越显著。随着 Ω_c 的减小, 振荡逐步减缓。当



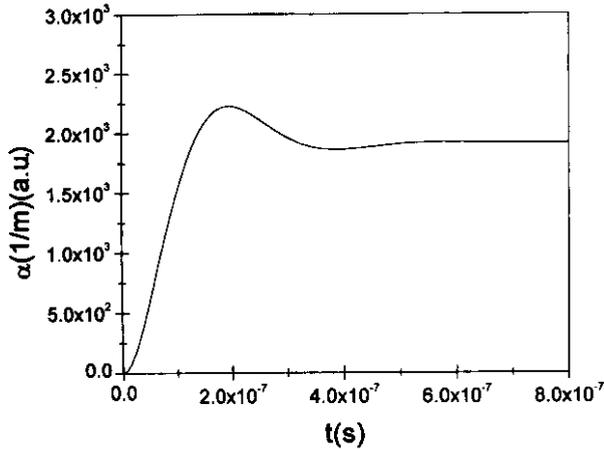
2a $\Omega_c = 5\Gamma_3$



2d $\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$



2b $\Omega_c = 2\Gamma_3$



2c $\Omega_c = \Gamma_3$

图2 非线性吸收系数 α 随不同 Ω_c 值的变化比较

$\Omega_{24} = 1\text{MHz}, \Gamma_4 \approx \Gamma_3 = 2\pi \times 6\text{MHz},$

$N = 2 \times 10^{18}/\text{m}^3 \quad |\mu_{31}| = 3 \times 10^{-29} \text{C} \cdot \text{m}^{[12]}$

$\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$ 时,变化曲线如图 2d 所示,振荡已完全消失。

2 结论

本文用半经典理论研究了 N-型四能级原子中当信号光开启后介质对探针光的非线性吸收系数随时间演化的瞬态过程。结果表明:信号光开启后的瞬间,介质对探针光的非线性吸收从接近于零的状态迅速增加,经过 $t \sim 16/\Gamma_3$ 弛豫振荡过程,趋于稳定状态。在不同大小的耦合光 Rabi 频率 Ω_c 条件下, Ω_c 取值越小,瞬态过程振荡越慢。当 $\Omega_c = \frac{1}{2}\Gamma_3$ 时,振荡已完全消失。我们的研究结果将为吸收型光子开关的设计提供理论依据。

参考文献:

[1] SCULLY M O, ZUBAIRY M S. Quantum optics[M]. Cambridge University press.

[2] XIAO Min, LI Yong-qing, JIN Shao-zheng, et al. Measurements of Dispersive Properties of Electromagnetically Induced Transparency in Rubidium Atoms[J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **74**: 666.

[3] WANG Hai, GOORSKEY DAVID, XIAO Min. Enhanced Kerr Nonlinear via Atomic Coherence in a Three-Level Atomic System[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **87**: 073601.

[4] TAO Hong. Spatial Weak-light Solitons in an Electromagnetically Induced Nonlinear Waveguide[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **91**: 073901.

90 : 183901.

- [5] HAU L V , HARRIS S E , DUTTON Z , *et al.* . Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas[J]. *Nature* , 1999 , **397** : 594.
- [6] LIU C , DUTTON Z , BEHROOZI C H , HAU L V . Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulse[J]. *Nature* , 2001 , **409** : 490.
- [7] LI Yong - qing , XIAO Min . Transient properties of an electromagnetically induced transparency in three - level atoms[J]. *Opt Lett* , 1995 , **20** : 1489.
- [8] GREENTREE ANDREW D , SMITH T B , *et al.* . Resonant and off - resonant transient in electromagnetically induced transparency : Turn - on and turn - off dynamics[J]. *Phys Rev A* , 2002 , **65** : 053802.
- [9] HARRIS S E , YAMAMOTO Y , Photon Switching by Quantum Interference[J]. *Phys Rev Lett* , 1998 , **81** : 3611.
- [10] YAN Min , EDWARD RICKEY , ZHU Yi - fu . Observation of absorptive photon switching by Quantum interference[J]. *Phys Rev A* , 2001 , **64** : 041801.
- [11] SCHMIDT H , IMAMOGLU A . Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency[J]. *Opt Lett* , 1996 , **21** : 1936.
- [12] IMAMOGLU A , SCHMIDT H , WOODS G , *et al.* . Strongly Interacting Photons in a Nonlinear Cavity[J]. *Phys Rev Lett* , 1997 , **79** : 1467.

The Transient Optical Properties in Four - level atomic medium Induced by Quantum Interference effect

YAO Jing - qin , WU Hai - bin , WANG Hai

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices , Institute of Opto - Electronics , Shanxi university , Taiyuan 030006 , China)

Abstract : Using semi - classical theory , we study a transient behavior in N - type four - level atoms with coherent system. The theoretical analysis show that the nonlinear absorption for the probe light in the coherent atoms increases from zero to the steady state through a relaxation oscillation process when signal light is switched on. Our results will provide benefits for design of absorptive switching.

Key words : Electromagnetically induced transparency (EIT) ; Quantum Interference effect ; transient optical properties