

基于绝热快速通道控制原子布居数及其相干性的研究*

周艳微^{1)†} 叶存云^{1)‡} 林 强^{1)‡} 王育竹¹⁾

¹⁾ 浙江大学光学研究所, 杭州 310027, 中国)

²⁾ College Lasertek Inc. Houston, TX 77380, USA)

(2004 年 4 月 7 日收到; 2004 年 9 月 24 日收到修改稿)

本文在理论上研究了纳秒数量级内, 运用绝热快速通道(ARP)来控制基态原子的相干性及其布居数在不同能态间的转移. 理论计算结果表明抽运激光脉冲相对斯托克斯(Stokes)脉冲延迟时间的微小改变会导致原子相干性及其布居数的显著变化. 运用密度矩阵方程和麦克斯韦方程联合的自治方程数值解, 我们找到了实现原子最大相干性及其布居数在不同能态间完全转移的条件.

关键词: 绝热快速通道, 布居数, 原子相干

PACC: 5220H, 9720T, 4225K

1. 引言

最近理论和实验表明, 用一束抽运激光和另一束探测激光脉冲能绝热地完成布居数在二个不同能态上的转移^[1]及实现原子最大相干效应^[2]. 这些研究已经产生了许多有趣和违反直觉的结果^[3-4], 如无粒子翻转激光(LWI)^[5], 电磁感应透明(EIT)^[6]的产生. 这些成果都基于基态原子和分子的最大相干性效应.

本文中, 我们将在理论上研究如何优化布居数转移和原子最大相干性的实现过程. 我们用两个不同宽度的高斯型脉冲作为抽运激光脉冲和斯托克斯脉冲, 且斯托克斯脉冲宽度大于抽运脉冲宽度, 运用绝热快速通道技术, 斯托克斯脉冲超前于抽运脉冲, 抽运脉冲的上升沿和斯托克斯脉冲的下降沿重合, 能完全地实现布居粒子数转移. 另一方面, 通过部分绝热快速通道技术, 两脉冲下降沿完全重叠, 使原子相干效应最大, 当用另一束探测光探测此原子时, 可获得增强的相干反斯托克斯拉曼散射信号.

绝热快速通道技术可以应用于许多方面, 如激光冷却^[7], 原子光学^[8], 量子计算^[9]等; 另外, 在研究

飞秒量级的超快动力学、控制化学反应、化学探测、以及通过量子相干控制来获取微观信息^[10-14]等方面提供了新的工具, 具有重要意义. 最新理论表明在双激发态的四能级系统也能进行原子态的相干及布居转移^[15].

2. 基本原理和自治方程

图 1 显示了实现基态原子或分子最大相干效应的基本原理. 两束部分重叠的激光脉冲作用于一个三能级量子体系. Ω_p 和 Ω_s 分别是抽运和斯托克斯激光脉冲的拉比频率, $|a\rangle$ 是激发态, 虽然它在此过程中布居数几乎可以忽略, 但它是 $|b\rangle$, $|c\rangle$ 间布居数转移的中间态. 粒子数最初遵从热分布, 均匀布居于态 $|c\rangle$ 和 $|b\rangle$, 运用绝热快速通道技术, 就能使粒子数从 $|b\rangle$ 完全转移到 $|c\rangle$.

我们知道, 若 ρ_{bb} 和 ρ_{cc} 分别代表态 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 上的布居数, $r\rho_{bc}$ 是它们的相干项, 它们之间的关系可表示为 $|\rho_{bc}| \leq \sqrt{\rho_{bb}\rho_{cc}}$, 为了产生最大的相干效应, 必须使基态布居数相等, 即 $\rho_{bb} = \rho_{cc} = 1/2$, $r\rho_{bc}$ 能达到最大值为 $1/2$. 运用部分绝热快速通道技术就能实现 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 的最大相干效应.

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 10334050)和国家自然科学基金(批准号: 60478042)资助的课题.

† E-mail: zhousiaomo153@sohu.com

‡ E-mail: qlin@zju.edu.cn

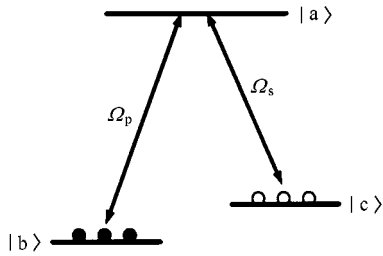


图 1 原子或分子的能级图

为建立一个实际的动力学系统模型,我们用数值计算来研究原子布居数及其相干性随时间的变化,并研究原子的这些变化对抽运激光脉冲,斯托克斯激光脉冲在相干介质中传播的影响.激光脉冲在介质中的传播可用麦克斯韦方程描述:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (1)$$

其中 E 是行波:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \epsilon e^{-i(\omega t - kz)} + \text{c. c.} \quad (2)$$

相应介质的极化可用极化率方程:

$$P(z, t) = \frac{1}{2} p e^{-i(\omega t - kz)} + \text{c. c.} \quad (3)$$

运用缓变振幅和相位近似 (SVAP):

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{-k}{2\epsilon_0} \ln(\epsilon), \quad (4)$$

其中波数 $k = \omega/c$, ϵ_0 是真空中介电常数,并且

$$P = 2\mathcal{L}N\rho e^{-i(\omega t - kz)}. \quad (5)$$

其中 ρ 是描述光场耦合的原子体系的密度矩阵元, \mathcal{L} 是偶极矩, N 是单位体积的粒子数,它由含时密度矩阵的运动方程 Liouville 方程得到,即:

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] - \frac{1}{2} (\Gamma \rho + \rho \Gamma). \quad (6)$$

根据图 1,运用旋转波近似,三能级系统的相互作用哈密顿量

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2\Delta_p & \Omega_p & \Omega_s \\ \Omega_p^* & 0 & 0 \\ \Omega_s^* & 0 & -\mathcal{X}(\Delta_p - \Delta_s) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

其中失谐量 $\Delta_p = \omega_{ab} - \nu_1$, $\Delta_s = \omega_{ac} - \nu_2$, ν_1, ν_2 分别是抽运光和探测光的频率.由方程(6)和(7),三能级系统的密度矩阵运动方程可表示为:

$$\dot{\rho}_{aa} = -\gamma\rho_{aa} + i\Omega_s(\rho_{ac} - \rho_{ca}) + i\Omega_p(\rho_{ab} - \rho_{ba}), \quad (8a)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \frac{\gamma}{2}\rho_{aa} + i\Omega_p(\rho_{ba} - \rho_{ab}), \quad (8b)$$

$$\dot{\rho}_{cc} = \frac{\gamma}{2}\rho_{aa} + i\Omega_s(\rho_{ca} - \rho_{ac}), \quad (8c)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -\Gamma_{ab}\rho_{ab} + i\Omega_p(\rho_{aa} - \rho_{bb}) - i\Omega_s\rho_{cb}, \quad (8d)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -\Gamma_{cb}\rho_{cb} + i\Omega_p\rho_{ca} - i\Omega_s\rho_{ab}, \quad (8e)$$

$$\dot{\rho}_{ca} = -\Gamma_{ca}\rho_{ca} + i\Omega_s(\rho_{cc} - \rho_{aa}) + i\Omega_p\rho_{cb}, \quad (8f)$$

$$\rho_{aa} + \rho_{bb} + \rho_{cc} = 1. \quad (8g)$$

其中 γ 为激发态的自发辐射衰减率, $\Gamma_{ab} = \gamma + i\Delta_p$, $\Gamma_{ca} = \gamma + i\Delta_s$, $\Gamma_{cb} = \gamma_{cb} + i\delta$, $\delta = \Delta_p - \Delta_s$ 是双光子拉曼失谐量, γ_{bc} 是基态电子自旋相干衰减率.

我们可对 Maxwell 方程(4)进行变换,用 ξ 和 τ 作为脉冲所在位置和时间的坐标,它们和实验室坐标 z 和 t 的关系为 $\xi = z$, $\tau = t - z/c$.(4)式变为

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \xi} = -i\eta\alpha(\xi, \tau), \quad (9)$$

其中 $\eta = \nu N \mathcal{L} \mathcal{X} \epsilon_0 c$ 是耦合常数, ν 是光场的频率, c 是真空中光速.含时密度矩阵方程组(8)和方程(9)形成一套自治方程组,这套方程组可用来数值计算原子和场随时间的演化.下面将对原子布居数、相干性和激光脉冲场的变化进行研究.

3. 数值计算结果

这一节,我们运用绝热快速通道技术,根据自治方程得出布居数转移和相干性及脉冲激光场在介质中变化的数值计算结果,分析绝热快速通过程和部分绝热快速通道过程.设输入的抽运激光脉冲 $\overline{E_p}$ 和斯托克斯脉冲 $\overline{E_s}$ 分别是两个高斯型脉冲:

$$\overline{E_p} = \Omega_p \exp\left[-\left(\frac{t-t_1}{\tau_p}\right)^2\right];$$

$$\overline{E_s} = \Omega_s \exp\left[-\left(\frac{t-t_2}{\tau_s}\right)^2\right]. \quad (10)$$

τ_p 和 τ_s 分别为高斯型 $\overline{E_p}$ 和 $\overline{E_s}$ 的线宽,我们要通过改变它们的相对时间延迟 t_1 和 t_2 来观察布居数转移和原子相干的变化.

3.1. 绝热快速通道

图 2 给出 E_p 和 E_s 部分重叠,且 E_s 超前于 E_p 时,基于自治方程绘出的数值模拟图.计算过程中, Ω_p 和 Ω_s 分别是抽运激光脉冲和斯托克斯脉冲的拉比频率, $\Omega_p = \Omega_s = 1.5\gamma$; Δ_p 和 Δ_s 分别是抽运激光脉冲和斯托克斯激光脉冲的失谐, $\delta = \Delta_p - \Delta_s$ 是双光子失谐,图中取 $\Delta_p - \Delta_s = \delta = 0$,即双光子共振.图 2(a)是两高斯型脉冲激光束的输入,斯托克斯脉冲

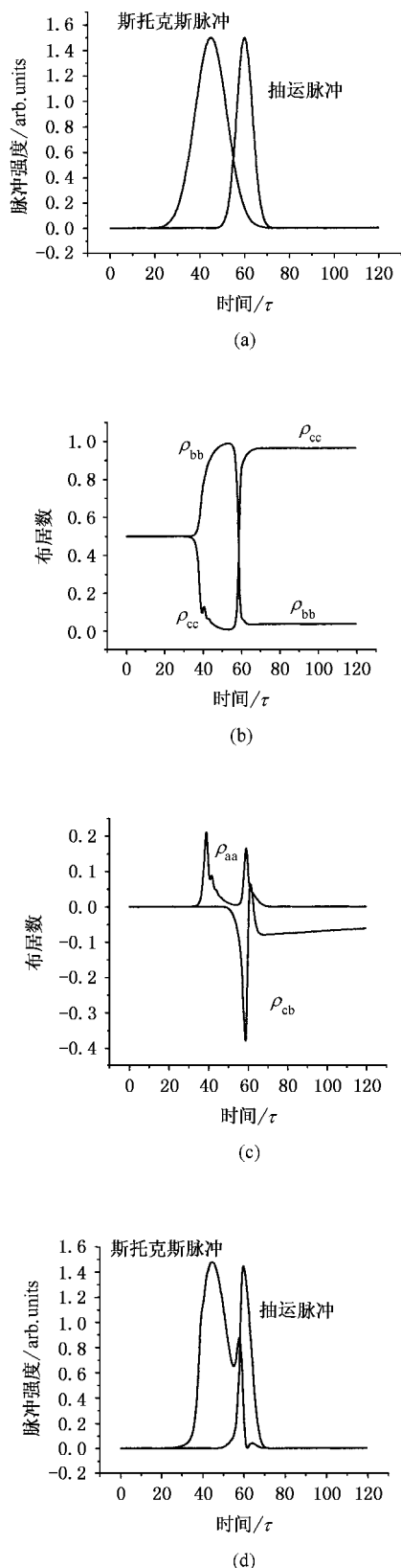


图2 运用绝热快速通道控制布居数和原子相干以及激光脉冲传播的数值模拟结果 图中所运用的参数为: $\tau_p = 5 \text{ ns}$, $\tau_s = 10 \text{ ns}$, $\tau = 1/\gamma = 1 \text{ ns}$, $t_1 = 60 \text{ ns}$, $t_2 = 45 \text{ ns}$

E_s 超前于抽运脉冲 E_p ,且抽运脉冲的上升沿和斯托克斯脉冲的下降沿重合,斯托克斯脉冲使 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 发生耦合,而抽运光则使 $|b\rangle$ 和 $|a\rangle$ 耦合,当这两束脉冲频率维持双光子共振时,在绝热的条件下就会使粒子有效转移,图2(b)显示了布居数转移随时间的变化.起初,粒子平均布居于 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 态上,即每个态各占1/2,当斯托克斯脉冲作用时,这是个斯托克斯感应的Autler-Townes过程,形成 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 的相干叠加态,当抽运光作用时,由于斯托克斯感应的电磁感应透明,使抽运光变得透明,然后使 $|b\rangle$ 上的粒子全部转移至 $|c\rangle$ 上,实现布居数的完全转移.图2(c)是 $|a\rangle$ 上布居数 ρ_{aa} 和相干项 ρ_{cb} 随时间的变化.由图可知, $|a\rangle$ 上粒子数只有微小的变化.图中, $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 的相干表示 ρ_{cb} 没有达到最大,大概为0.4.图2(d)显示了斯托克斯脉冲激光和抽运脉冲激光的输出随时间的变化.双光子过程的受激拉曼共振散射引起输出斯托克斯脉冲下降沿的一个峰值.

从图2知道,绝热快速通道能有效地转移粒子,即能使粒子从 $|b\rangle$ 全部转移到 $|c\rangle$ 上,但它不能使基态的原子相干达到最大,而且相干持续的时间也很短.

3.2. 部分绝热快速通道

改变两个脉冲激光延迟时间,使之完全重合,并使 E_p 和 E_s 的下降沿很接近,即改变方程(10)中的参数 t_1 与 t_2 ,数值模拟结果如图3所示:

图3(a)是输入的 E_p 和 E_s 脉冲, E_s 脉冲超前于 E_p 脉冲,且两个脉冲的下降沿很接近,图3(b)是在脉冲作用过程中, $|c\rangle$ 上的大部分粒子先转移到 $|b\rangle$ 上,然后经过拉比振荡,粒子又平均布居,形成量子相干.根据式子 $|\rho_{bc}| \leq \sqrt{\rho_{bb}\rho_{cc}}$,当 $\rho_{bb} = \rho_{cc} = 1/2$ 时, $\rho_{cb} = 1/2$.在热布居分布下,尽管布居数相等,但由于没有脉冲作用使之形成量子相干,那里 $\rho_{cb} = 0$.图3(c)描述了这种情况下相干项 ρ_{cb} 达到最大,即 $\rho_{cb} = 1/2$,并且持续的时间也较长,对于产生较大的相干反斯托克斯拉曼散射(CARS)信号有重要意义.图3(d)显示了斯托克斯脉冲激光和抽运脉冲激光的输出随时间的变化.由图看出,它们各有极细微的变形.

4. 结 论

本文运用绝热快速通道和部分绝热快速通道技术,在原子的基态能级中,用数值模拟的方法,找出

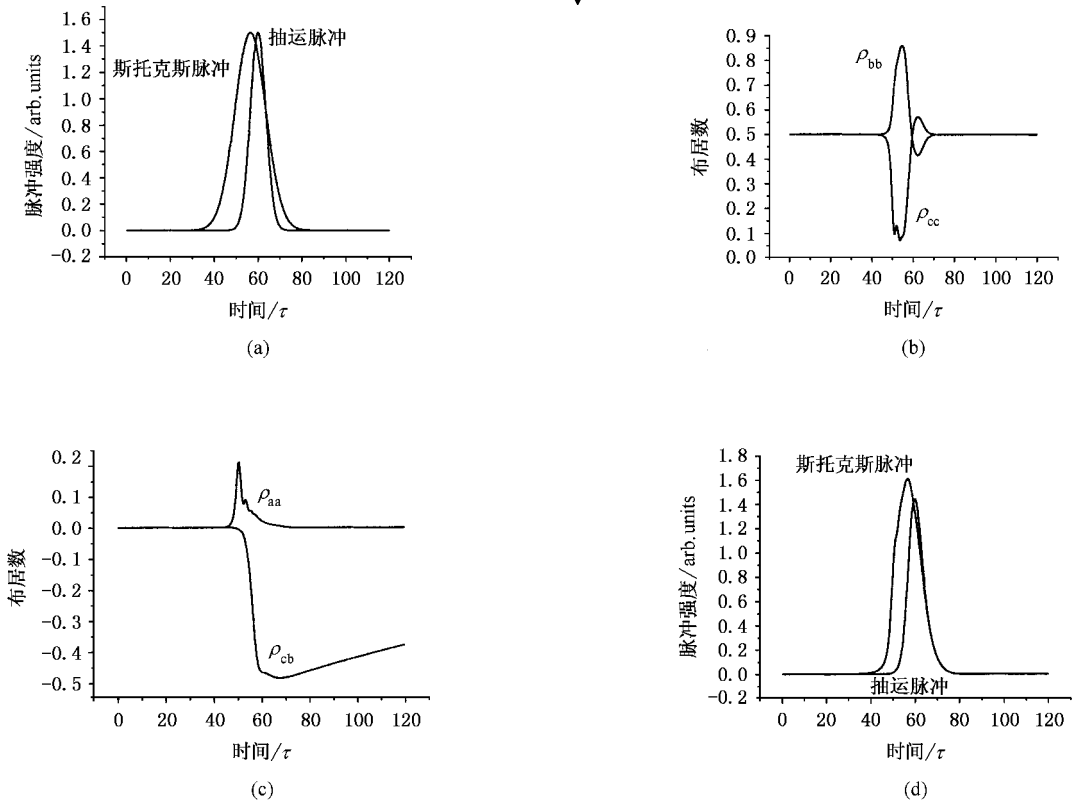


图3 运用部分绝热快速通道控制布居数和相干以及激光脉冲传播的数值模拟结果.图3中所用的参数与图2相同,唯一不同的是 $t_2 = 56.5 \text{ ns}$

了如何优化布居数转移和相干的方法.运用两个高斯型脉冲,在纳秒的时间内,运用绝热快速通道技术,斯托克斯脉冲超前于抽运脉冲,抽运脉冲的上升沿和斯托克斯的下降沿重合,实现了布居数的完全

转移;另一方面,通过部分绝热快速通道技术,当两脉冲完全重叠时,获得原子最大相干性.我们看到,只要选择好两脉冲的输入次序和延迟时间,就可以很好地控制粒子数,以达到我们所需的各种结果.

- [1] Kuklinski J R, Gaubatz U F, Hioe F T and Bergmann K 1989 *Phys. Rev. A* **40** 6741
- [2] Jain M, Xia H, Yin G Y, Merriam A J and Harris S E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4326
- [3] Scully M O and Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge : Cambridge University Press)
- [4] Shore B K 1990 *Theory of Coherent Atomic Excitation* (New York , Wiley)
- [5] Scully M O, Zhu S Y and Gavrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [6] Boller K J, Imamoglu A and Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- Harris S E 1997 *Phys. Today* , **50** (7) 36
- [7] Kulin S, Saubamea B, Peik E, Lawall J, Hijmans T W, Leduc M and Cohen-Tannoudji C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** , 4185
- [8] Weitz M, Young B C and Chu S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **A 50** 2438
- [9] Pellizzari T, Gardiner S A, Cirac J I and Zoller P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3788
- [10] Assion A, Baumert T, Bergt M, Brixner T, Kiefer B, Seyfride V, Strehle M and Gerber G 1998 *Science* **282** 919
- [11] Rabitz H, Vivie-Riedle R, Motzkus M and Kompa K 2000 *Science* **288** 824
- [12] Levis R J, Menkir G M and Rabitz H, 2001 *Science* **292** 709
- [13] Brixner T, Damrauer N H, Niklaus P and Gerber G 2001 *Nature* **414** 57
- [14] Herek J L, Wohlleben W, Cogdell R J, Zeidler D and Motzkus M 2002 *Nature* **417** 533
- [15] Jin Sh Q, Gong Sh Q, Li R X and Xn Zh Zh 2004 *Phys. Rev. A* **69** 023408

Control of population and atomic coherence by adiabatic rapid passage^{*}

Zhou Yan-Wei^{1)†} Ye Cun-Yun^{1)‡} Lin Qiang^{1)‡} Wang Yu-Zhu¹⁾

¹⁾*Institute of Optics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*

²⁾*College Lasertek Inc., Houston, TX 77380, USA*

(Received 7 April 2004; revised manuscript received 24 September 2004)

Abstract

Robust control of atomic coherence and population transfer among Zeeman sublevels in the ground states of atom is investigated theoretically using adiabatic rapid passage on a nanosecond time scale. It is shown that a slight change in the pump pulse time delay relative to the Stokes pulse leads to a significant modification of atomic coherence and population transfer. This coherence control of quantum state and population is presented by numerical simulations based on self-consistent set of density matrix equations and Maxwell equations.

Keywords : adiabatic rapid passage, population, STIRAP, atomic coherence

PACC : 5220H, 9720T, 4225K

^{*} Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10334050)and the National Natural Science Foundation of China(Grant No.60478042).

[†] Corresponding author. E-mail : zhouxiaomo153@sohu.com

[‡] E-mail : qlin@zju.edu.cn