

文章编号:1004-4213(2010)10-1752-5

啁啾超短激光脉冲对二能级体系特性的调控*

李斌^{1,2}, 李成¹, 余向阳^{1,†}

(1 中山大学 光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

(2 佛山科学技术学院 光电子与物理学系, 广东 佛山 528000)

摘要:研究了啁啾超短激光脉冲与二能级体系近共振作用下的特性. 采用光与物质相互作用的半经典理论, 建立了含啁啾相位项的修正光学 Bloch 方程, 并用高精度、快速和可靠的四阶龙格-库塔法数值求解了该方程. 通过数值计算, 得到啁啾符号和啁啾量与 Bloch 矢量的关系, 以及共振失谐量符号和啁啾符号对 Bloch 矢量性质影响的规律. 结果表明, 啁啾的符号和大小对 Bloch 矢量的瞬态相干过程和稳态特性都会产生明显的调制作用, 由此可以通过调节激光脉冲的啁啾特性来实现对二能级体系性质的调控.

关键词:激光物理; 啁啾超短激光脉冲; 二能级体系; 光学 Bloch 方程

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103910.1752

0 引言

超短激光脉冲与物质的相互作用所引起的瞬态相干过程和超快现象, 一直是量子光学和激光物理所关注的研究热点之一. 早期主要研究传统普通超短激光脉冲与物质尤其是二能级体系的相互作用, 实验上发现了许多瞬态相干现象, 如光学章动、自感应透明、自由感应衰减和光子回波等, 理论上采用激光与物质相互作用的半经典理论对这些实验现象作了很好的阐明^[1]. 随着超短激光脉冲技术的发展, 人们已经可以很好地调控脉冲的参量如脉冲的振幅、宽度、峰值、形状和频率啁啾等, 通过对这些参量的调节, 可以调控物质体系的性质, 从而可更有效地实现对物质量子态的操控^[2]. 在这些可调控的参量中, 啁啾脉冲与同样带宽的传统普通脉冲相比, 啁啾效应在相干量子调控中有着其独特的优势, 因而, 在相干控制^[3]、布居转换^[4-5]、相干叠加态的产生^[6]、半导体中红外信号的控制^[7]以及对阿秒脉冲的影响^[8]等方面得到广泛应用. 传统普通激光脉冲与二能级体系的相互作用的理论模型可以很好地用光学 Bloch 方程来描述, 作为入射光场的普通激光脉冲的振幅为实振幅, 这种情形的光学 Bloch 方程已得到了广泛而深入的研究^[1]. 啁啾脉冲的瞬时载波信号频率随时间变化, 光场的振幅是复振幅形式, 这使得啁啾脉冲与物质的相互作用, 呈现更加丰富的物理现

象^[9].

本文在前面求解普通短超激光脉冲与物质相互作用光学 Bloch 方程工作的基础上^[10-11], 建立了复振幅的光学 Bloch 方程及其数值求解方法, 由此详细研究了线性啁啾脉冲作用下光学 Bloch 矢量的演化规律及对二能级体系特性的调控.

1 理论模型

二能级体系在光场

$$E(t) = [\tilde{E}(t)e^{-i\omega t} + \text{c. c.}] / 2 \quad (1)$$

近共振的作用下, 在电偶极近似、慢变近似和旋转波近似下, 可得到如下形式的复振幅光学 Bloch 方程

$$\dot{u}_t = -\Gamma_2 \cdot u - \Delta \cdot v - i(\Omega - \Omega^*) \cdot \omega / 2 \quad (2a)$$

$$\dot{v}_t = -\Gamma_2 \cdot v + \Delta \cdot u + (\Omega + \Omega^*) \cdot \omega / 2 \quad (2b)$$

$$\dot{\omega}_t = -\Gamma_1 \cdot (\omega + 1) + i(\Omega - \Omega^*) \cdot u / 2 - (\Omega + \Omega^*) \cdot v / 2 \quad (2c)$$

式中: u 、 v 、 ω 称为 Bloch 矢量, 其定义分别为 $u = \tilde{\rho}_{21} + \tilde{\rho}_{12}$, $v = i(\tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{12})$, $\omega = \rho_{22} - \rho_{11}$, $\rho_{21} = \tilde{\rho}_{21} e^{-i\omega t} = \rho_{12}^*$, ρ_{21} 和 ρ_{12} 为密度矩阵的对角元, ρ_{22} 和 ρ_{11} 分别为上、下能级的粒子数布居. u 分量反映了与光场同相位的极化强度的实数部分, 决定了介质的色散, v 分量反映了与光场相位正交的极化强度的虚数部分, 决定了介质的吸收, ω 为上下能级粒子数布居差; $\Delta = \omega_{21} - \omega$, 为共振失谐量; $\omega_{21} = (\epsilon_2 - \epsilon_1) / \hbar$, 为共振频率, ϵ_2 、 ϵ_1 分别为上、下能级的本征能; $\Gamma_1 = 1/T_1$, T_1 为纵向弛豫时间(粒子的寿命), $\Gamma_2 = 1/T_2$, T_2 是横向弛豫时间(退相时间); $\Omega = \mu \tilde{E} / \hbar$ 为拉比频率, $\Omega^* = \mu \tilde{E}^* / \hbar$ 为其复共轭. 如果把复振幅写成如下

* 国家自然科学基金(10574166)和广东省自然科学基金(8151027501000062)资助

† Tel: 020-84110287 Email: cesyxy@mail.sysu.edu.cn

收稿日期: 2010-03-19

修回日期: 2010-07-22

形式

$$\bar{E}(t) = E_0(t)e^{-i\varphi(t)} = E_0(t)e^{-i\dot{\varphi}_t t} \quad (3)$$

式中: $\varphi(t) = b_0 + b_1 t + b_2 t^2 + b_3 t^3 + \dots, b_n (n=0, 1, 2, \dots)$ 称为啁啾相位. 将式(3)代入式(2), 就可得到含啁啾相位的光学 Bloch 方程为

$$\dot{u}_t = -\Gamma_2 \cdot u - (\Delta - \dot{\varphi}_t) \cdot v \quad (4a)$$

$$\dot{v}_t = -\Gamma_2 \cdot v + (\Delta - \dot{\varphi}_t) \cdot u + \Omega \cdot w \quad (4b)$$

$$\dot{w}_t = -\Gamma_1 \cdot (w+1) - \Omega \cdot v \quad (4c)$$

方程(4)是一阶非线性常微分方程组, 只有在特殊条件下才能求得解析解, 要详细研究这类方程所描述的物理过程和性质, 需要采用数值方法求解. 为此, 我们在标准四阶龙格-库塔法(RK4)算法的基础上, 建立了适合求解微分方程组(4)修正的 RK4 法, 所建立的算法精确高、稳定、快速可靠且具有良好的收敛性^[8].

假定入射光脉冲为线性啁啾高斯脉冲, 普通高斯脉冲的形式为

$$\Omega(t) = S_0 t_p^{-1} \sqrt{2 \ln 2 / \pi} \cdot e^{-\frac{2 \ln 2}{t_p^2} t^2} \quad (5)$$

式中: S_0 为脉冲面积, t_p 为脉冲的半高宽. 相应地, 线性啁啾高斯脉冲可表达为

$$\Omega(t) = S_0 t_p^{-1} \sqrt{2 \ln 2 / \pi} \cdot e^{-\frac{2 \ln 2(1+iC)}{t_p^2} t^2} \quad (6)$$

式中: C 为初始啁啾参量, $C > 0$ 时称正啁啾, 这时从前沿到后沿瞬时频率线性增加, $C < 0$ 时称负啁啾, 这时从前沿到后沿瞬时频率线性增加, 线性啁啾的实现通常可用光栅或棱镜对. 对照式(3)有 $\varphi(t) = 2 \ln 2 \cdot C t^2 / t_p^2$, 对时间求导, 可得

$$\dot{\varphi}_t = 4 \ln 2 C t \cdot t_p^{-2}$$

2 结果与讨论

数值求解微分方程组(4)的初始条件($t \rightarrow -\infty$)为: $u_0 = 0, v_0 = 0, w_0 = -1, \Omega_0 = 0$. 边界条件($z=0$)为

$$\Omega(t) = S_0 t_p^{-1} \sqrt{2 \ln 2 / \pi} \cdot e^{-\frac{2 \ln 2(1+iC)}{t_p^2} t^2}$$

下面计算取脉宽 $t_p = 50$ fs、脉冲中心为 0. 时间以 t_p 为单位, 无量纲的时间步长取 0.001. 其它参量根据所研究的问题而有所不同.

2.1 啁啾符号

由方程式(4)可以看出, 啁啾脉冲作用于二能级体系, 从物理机制上看, 相当于使体系多了一个附加失谐量 $\Delta' = \dot{\varphi}_t$, 它与共振失谐量 Δ 不同的是, 初始啁啾引起的附加失谐量 Δ' 只在脉冲持续期间有效且是时变的, 脉冲作用结束后, Δ' 将趋于零而不再起作用. 啁啾有正、负啁啾, 因而引起的附加失谐量 Δ' 也有正有负, 共振失谐量 Δ 也有正失谐和负失谐, 显然它们正、负将影响 Bloch 矢量的特性.

图 1 显示了忽略弛豫时间、初始入射脉冲的面积 $S_0 = \pi$ 和共振($\Delta = 0$)的条件下, 无啁啾和啁啾量的绝对值相等但符号相反时的 Bloch 矢量的演化规律(图中: 实线—无啁啾; 虚线—正啁啾; 点线—负啁啾). 从图中可以看出, 没有啁啾时, 在计算所假设的条件下, u 分量为零, v 分量的绝对值在脉冲中心处到达最大值后, 随着脉冲持续时间的结束而恢复到零, 而 w 分量在脉冲作用完毕后则到达最大值 1, 即布居完全反转. 存在啁啾时, 对 Bloch 矢量产生了明显的调制, 从图中可以看出, 正、负啁啾量对 u, v 和 w 的影响规律是不同的, 无啁啾时 u 保持初值不变, 啁啾量绝对值相等而符号相反时导致 u 的值也是绝对值相等而符号相反. 图 1 中 v 和 w 分量的虚线和点线重合在一起, 说明啁啾符号对 v 和 w 的值不产生影响. 我们知道在共振且忽略弛豫时间时, u 是失谐量的奇函数, 而 v 和 w 是失谐量的偶函数^[12], 所以绝对值相等的正负啁啾脉冲使 u 分量的值呈反映状态, 而不使 v 和 w 分量的值发生变化.

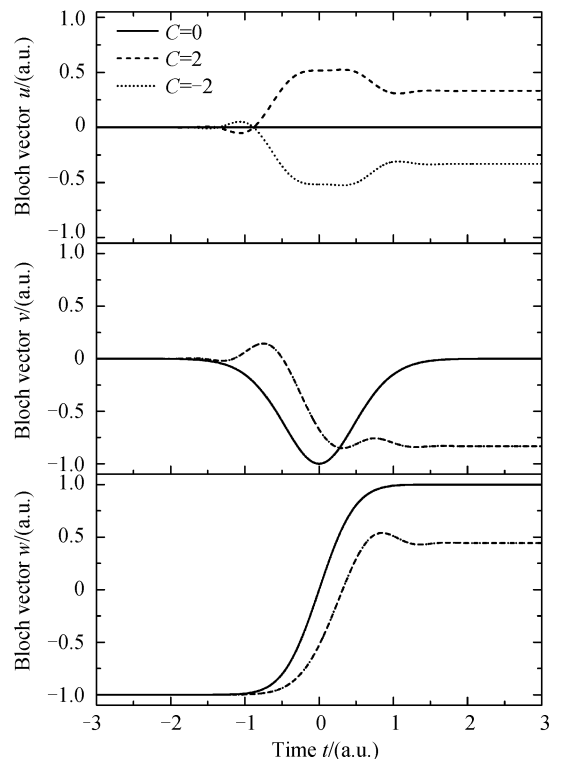


图 1 共振时啁啾符号对 Bloch 矢量的影响
Fig. 1 The evolutions of Bloch vectors as a function of time for positive and negative chirps under resonant condition

当存在共振失谐量时, 图 1 所示的 u, v 和 w 的值对啁啾符号所呈现的奇、偶特性就会受到破坏. 图 2 显示了在与图 1 相同条件下, 非共振时啁啾符号对 Bloch 矢量的影响(图中: 实线—正啁啾和正失谐; 虚线—负啁啾和正失谐; 点线—正啁啾和负失谐; 点划线—负啁啾和负失谐). 当共振失谐量和啁

啾量的绝对值相等时,从图 2 的结果可以得到共振失谐符号和啾啾符号对 Bloch 矢量影响的规律如下

$$u_{++} = u_{--}, u_{-+} \neq u_{+-};$$

$$v_{++} = v_{--}, v_{-+} = v_{+-};$$

$$w_{++} = w_{--}, w_{-+} = w_{+-}$$

下标的“+”和“-”表示啾啾和失谐量的正负号.

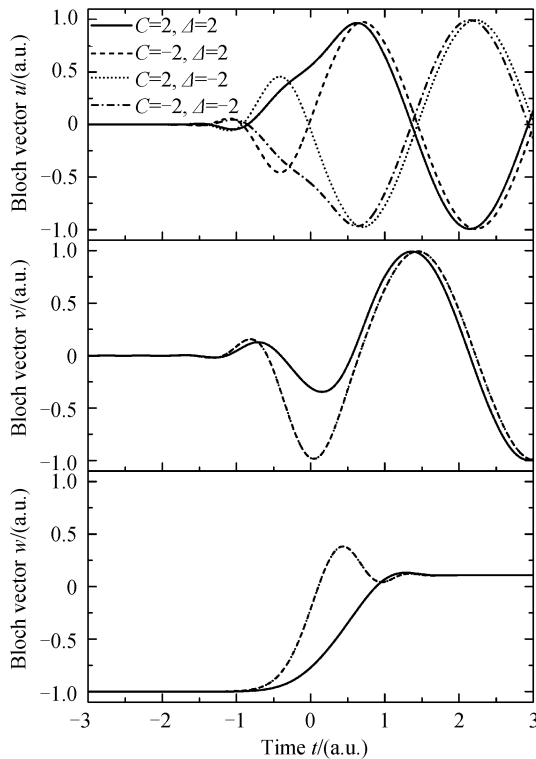


图 2 非共振时啾啾符号对 Bloch 矢量的影响

Fig. 2 The evolutions of Bloch vectors as a function of time for positive and negative chirps under non-resonant condition

2.2 啾啾量

从式(4)可以看到,虽然由啾啾存在而引起效应在表现上与共振失谐量一样的,但实际上,其物理本质是不一样的,在文献[10]中,已经研究了失谐量对共振介质特性的影响.这里,我们研究啾啾量的大小对 Bloch 矢量的调制(下面的研究都只考虑正啾啾),图 3 给出了入射光脉冲面积 $S_0 = \pi$,共振且忽略弛豫时间的条件下,啾啾量的大小对 Bloch 矢量的影响(图中:实线— $C=0.0$;虚线— $C=1.5$;点线— $C=2.7$;点划线— $C=5.0$).从图 3 可以看到,啾啾量的大小,显著地调制着 Bloch 矢量.从图 3 可以看出,在所假设的计算条件下, u 分量的值在脉冲前沿产生小的振荡,其振幅随啾啾量的增大而增大,在脉冲中心附近产生一个较大且平稳的值(正色散),这个值啾啾量的大小对其影响不大,脉冲作用完毕后, u 分量趋于一个稳态值,其大小随啾啾量的增大而增大; v 分量的值在脉冲前沿产生相对小的

振荡,其振幅随啾啾量的增大而增大,在脉冲中心附近产生一个较大的吸收,随啾啾量的大小对其影响不大,脉冲作用完毕后, v 分量趋于一个稳态值,其大小随啾啾量的增大 v 的绝对值先增大而后减小. u 和 v 在脉冲的前、后沿都出现振荡,随着啾啾参量的增大,振荡也变的显著.对于 w 分量,从图 3(c) 可以看出,在脉冲前沿作用时, w 的值开始是单调的上升,有啾啾时,在脉冲持续期间会出现振荡,且啾啾量越大振荡也越显著,脉冲作用完毕后, w 的值趋于稳态且随着啾啾量的增大而减小,说明布居从下能级转移到上能级的转移效率亦在变小.从图 3 中可以看到,啾啾量对 Bloch 矢量的调制不是线性的,而是非线性的,其调制规律们可以从下面啾啾量与 Bloch 矢量稳态值的关系中,更好地看出来.

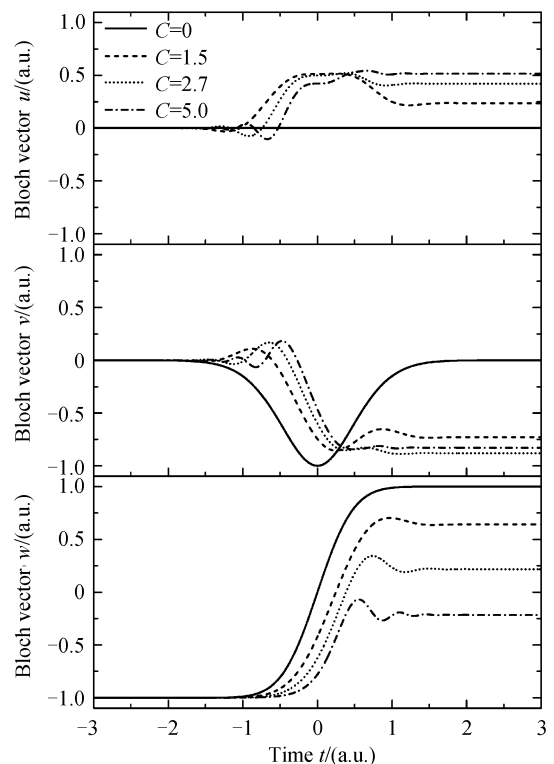


图 3 啾啾量 C 与 Bloch 矢量的关系

Fig. 3 The relationship of between Bloch vector and chirp value

2.3 啾啾对 Bloch 矢量稳态值的调制

为了进一步理解啾啾对 Bloch 矢量稳态值的调制规律,图 4 显示了在共振且忽略弛豫时间时,不同光面积下 Bloch 矢量与啾啾量的关系(图中:实线、虚线、点线和点划线分别对应于入射光面积为 0.5π 、 1.0π 、 1.5π 和 2.0π).前面讨论的规律在这里可以得到综合的体现,如从图 4 中可以看出 Bloch 矢量对啾啾符号的奇偶性规律与图 1 是完全相同的.

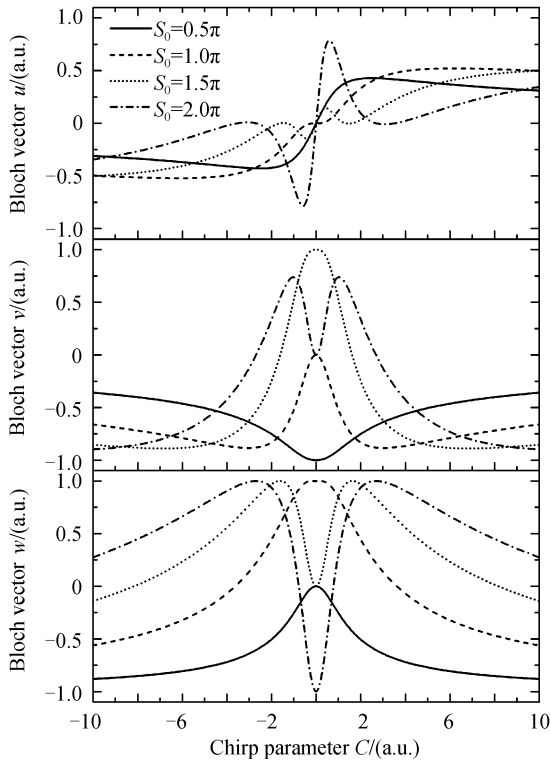
图4 啁啾量 C 与 Bloch 矢量稳态值的关系

Fig. 4 The relationship between the chirp value and the steady-state of Bloch vectors for four pulse areas

从图4中可以看出,对于任何脉冲面积,在较小的啁啾量时,Bloch 稳态值会产生起伏振荡,振荡的特性受脉冲面积大小的调制,随着啁啾量的增大,所有光面积的情形都使 Bloch 矢量趋于平稳,单调地增加或减小.如当脉冲的初始面积 $S_0 = \pi$ 时,从图4中的虚线可以看出,无啁啾时,在脉冲作用后, u, v 的稳态值为零,说明此时的体系的色散与吸收都为零,随着啁啾量的增大,体系将呈现色散与吸收特性,且色散与吸收的符号相反.无啁啾时 $w=1$,说明粒子布居从下能级完全转移置于上能级,随着啁啾时的增大,粒子布居差逐渐减小.

为了更好地理解存在啁啾时,脉冲面积对 Bloch 矢量的影响.图5显示了不同啁啾量下,脉冲面积与 Bloch 矢量的关系(图中:实线— $C=0.0$;虚线— $C=1.5$;点线— $C=2.5$;点划线— $C=4.0$).从图5可以看出,无啁啾时, u 分量为零, v 分量随脉冲面积产生最大幅度的振荡,有啁啾时,吸收与色散会发生交换,从而 u, v 都会随着脉冲面积的变化而产生振荡,振荡的幅随着啁啾量的增大而减小,到过一定值后,会趋于零.这一点可从图5的布居变化中,可以更明显地看出来.由此也可见,增大啁啾量可以实现布居的完全反转.从图5中可以看到,没有啁啾时,在计算所设的条件下,布居变化与入射光面积是近正弦函数关系的,但随着啁啾的增大,布居振荡的振幅越来越小,频率越来越大,也就是说啁啾的存在

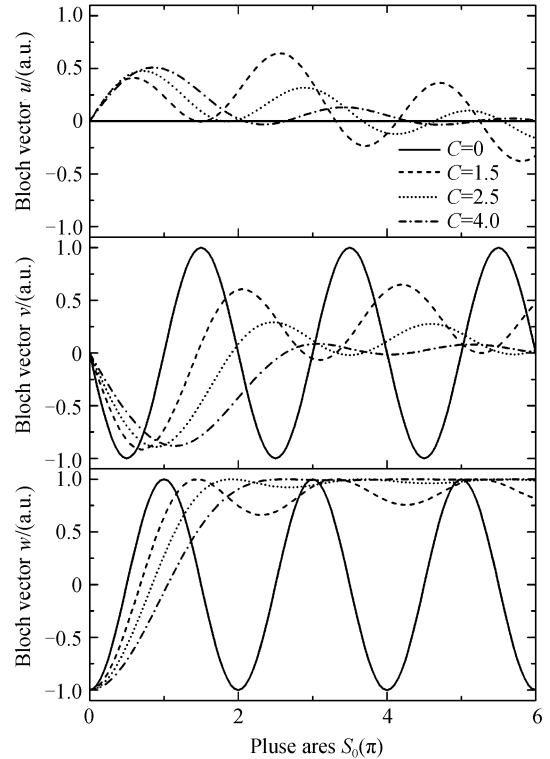
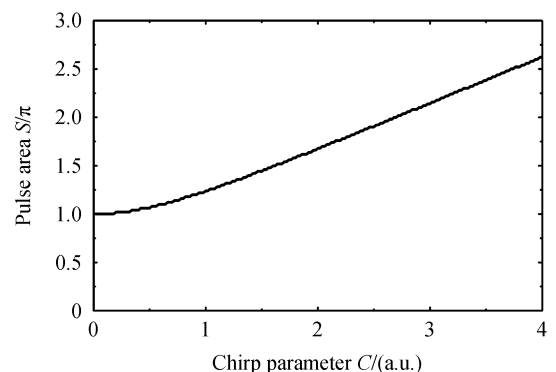


图5 有啁啾时光面积与 Bloch 矢量的关系

Fig. 5 The evolutions of Bloch vectors as a function of pulse area for four chirp values

平抑了布居的振荡.

另外,从图5还可以看出存在啁啾时,要实现粒子布居完全反转,则需要增大脉冲的面积.图6显示了布居第一次完全反转时,啁啾量与入射光脉冲面积的关系.以脉冲面积为 π ,无啁啾时为基点,这时布居完全反转,但从图6可以看到,有啁啾存在时,依然可以实现布居的完全反转,却需要增加脉冲面积,随着啁啾量的增大,要使布居完全反转的脉冲面积近线性的增大.这是由于存在啁啾时,光场出现负振幅部分,这自然会使光面积减少,从图中显示出线性啁啾脉冲的存在,使入射光的有效面积近线性地减少.由此可见,可以通过调控啁啾量和光面积来实现体系布居的调控.

图6 啁啾量与布居完全反转时所需的脉冲面积的关系
Fig. 6 The relationship between chirped value and pulse area for complete inversion of population

3 结论

本文用修正的四阶龙格库塔法对啁啾脉冲作用下二能级体系的光学 Bloch 方程进行了数值求解,分析了正负啁啾和正负失谐对 Bloch 矢量的影响并总结了其规律.得到了啁啾量对 Bloch 矢量的瞬态相干特性的影响.研究了啁啾量与 Bloch 矢量稳态值的关系,以及存在啁啾时 Bloch 矢量稳态值与入射激光脉冲面积的关系,并由此计算了有效面积与啁啾量的关系,得到了实现布居反转啁啾量与入射激光脉冲面积的关系.所研究的结果有助于我们深入正确地理解超短啁啾脉冲作用下二能级体系的性质以及如何对其实现调控,并对进一步研究超短啁啾脉冲在共振介质中的传播提供了基础.

参考文献

- [1] ALLEN L, EBERLY J H. Optical resonance and two-level atoms[M]. New York: Dover Publications, INC., 1987.
- [2] GOSWAMI D. Optical pulse shaping approaches to coherent control[J]. *Physics Report*, 2003, **374**(6): 385-481.
- [3] NAZARKIN A, NETZ R, SAUERBREY R. Interference-induced transparency and coherent control of quantum systems by frequency-chirped pulses[J]. *Phys Rev A*, 2003, **67**(4): 041401(R).
- [4] MALINOVSKY V S, KRAUSE J L. General theory of population transfer by adiabatic rapid passage with intense, chirped laser pulsed[J]. *Eur Phys J*, 2001, **14**(2): 147-155.
- [5] FU Zhen-xing, LI Yong-fang, CAI Xiao-yan. Dynamic analysis of temporal evolution of atomic transition in a two-

level system under the frequency-chirped field[J]. *Journal of Shaanxi Normal University (Natural Science Edition)*, 2008, **36**(5): 19-21.

伏振兴,李永放,蔡晓燕.啁啾场作用下二能级原子跃迁的时域动态变化分析[J].*陕西师范大学学报(自然科学版)*,2008,**36**(5):19-21.

- [6] DENG Li, NIU Yue-ping, XIANG Yang, *et al.* Creation of an arbitrary coherent superposition state with chirped delayed pulses[J]. *J Phys B*, 2010, **43**: 035401.
- [7] LUO Jian, NIU Yue-ping, CUI Ni, *et al.* Linear chirp control of infrared signal in a biased semiconductor thin film[J]. *New Journal of Physics*, 2008, **10**: 083018.
- [8] WANG Xiang-xin, WANG Cheng, LI Shao-hui, *et al.* Dependence of attosecond pulses on the chirp of the excitation pulse[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **34**(5):641-643.
王向欣,王成,李邵辉,等.脉冲啁啾对于阿秒的影响[J].*光子学报*,2009,**34**(5):641-643.
- [9] ASTAPENKO V A, Romadanovskii. excitation of a two-level system by a chirped laser pulse[J]. *Laser Physics*, 2009, **19**(5): 696-973.
- [10] GUO Ying-ying, YU Xiang-yang. Numerical methods and application for optical Bloch equations[J]. *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Sunyatseni*, 2005, **44**(5): 108-110.
郭莹莹,余向阳.光学 Bloch 方程的数值解法[J].*中山大学学报(自然科学版)*,2005,**44**(5):108-110.
- [11] LI Cheng, ZHANG Hua-rong, YU Xiang-yang. Numerical methods and application for optical Maxwell-Bloch equations [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(12): 3138-3144.
李成,张华荣,余向阳.光学 Maxwell-Bloch 方程的数值算法研究及其应用[J].*光子学报*,2009,**38**(12):3138-3144.
- [12] SCULLY M O, ZUBAIRY M S. Quantum optics [M]. Cambridge Univrsity Press, 1997.

Modulation of Chirped Ultra-short Pulse on Two-level Atom System

LI Bin^{1,2}, LI Cheng¹, YU Xiang-Yang¹

(1 State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China)

(2 Department of Physics, Foshan University, Foshan, Guangdong 528000, China)

Abstract: The interactions between a chirped ultra-short pulse and two-level medium on near-resonant were investigated. According to the semi-classical theory of light-matter interaction, the modified Bloch equations with chirped terms were established, and an accurate and efficient fourth-order Runge-Kutta method were applied for solving the equations. After numerical simulation, the relationships between the sign (and value) of chirp and Bloch vectors were obtained, and the influences of signs of detuning and chirp on Bloch vectors were also gained. The numerical results show that, the sign and value of chirp have obvious modulation effects on the transient coherence and steady-state of Bloch vectors, which provides us to control the two-level system by adjusting the pulse chirp.

Key words: Laser physics; Chirped ultra-short pulse; Two-level atom system; Optical Bloch equations



LI Bin was born in 1973. She works at Foshan University and also is a M. S. degree candidate at Sun Yat-Sen University. Her research interests focus on quantum optics and ultrafast phenomena.



YU Xiang-Yang was born in 1965. He received the Ph. D. degree from School of Physics & Engineering, Sun Yat-Sen University, in 1998. He is currently an associate professor and his research interests focus on quantum optics, ultrafast phenomena and nonlinear optics.