

doi:10.3788/gzxb20134205.0531

啁啾超短激光脉冲对稠密共振介质特性的调控

李斌¹, 余向阳², 陈国杰¹, 陈伟成¹

(1 佛山科学技术学院 理学院 光电子与物理学系, 广东 佛山 528000)

(2 中山大学 光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)

摘 要:采用光与物质相互作用的半经典理论,建立了稠密二能级体系中含啁啾相位项的光学 Bloch 方程,并用高准确度、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,研究了啁啾超短激光脉冲与稠密共振二能级体系作用下的特性,得到了局域场和啁啾参量对 Bloch 矢量影响的规律.研究表明:局域场修正系数和啁啾参量对 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,可以通过调节线性啁啾参量和局域场修正系数实现稳定的粒子数布居反转的调控.

关键词:啁啾超短激光脉冲;稠密共振介质;光学 Bloch 方程;局域场效应

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2013)05-0531-6

Modulation of Chirped Ultra-short Pulse in Dense and Resonant Medium

LI Bin¹, YU Xiang-yang², CHEN Guo-jie¹, CHEN Wei-cheng¹

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

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

Abstract: According to the semi-classical theory of light-matter interaction, the Bloch equations with chirped terms were established in a dense two-level medium, and an accurate and efficient fourth-order Runge-Kutta method was applied for solving the equations. After numerical simulation, the interactions between a chirped ultra-short pulse and dense resonant two-level medium were investigated, and the influences of local-field effects and chirp on Bloch vectors were gained. The numerical results show that, the evolutions of Bloch vectors and the final state of inversion are strongly modulated by the local-field effects correction coefficient and chirp parameter, which provides a method to achieve stable population inversion of control by adjusting the linear chirp parameter and local-field correction coefficient.

Key words: Chirped ultra-short pulse; Dense and resonant medium; Optical Bloch equations; Local-field effects

0 引言

近年来,高密度原子体系的超快现象越来越受到人们的关注.早期超快过程和瞬态相干现象的研究通常是假定原子的密度很小(如稀薄气体中),此时光场对物质的作用认为是各原子独立与光脉冲相互作用,原子之间不会产生相互作用.然而,当原子

密度较大时(如稠密介质中),存在着显著的近偶极-偶极(Near-Dipole-Dipole, NDD)^[1]相互作用,这种相互作用会严重影响介质的介电常量,把这种作用看成是入射光场的附加场,即系统出现局域场效应,并由此导致体系的局域场修正.因此,光与稠密体系中原子相互作用的过程不仅仅依赖于外部光场,还依赖于局域场.局域场效应已被引入很多体系的研

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 61178030, 11204037)、广东省自然科学基金(No. S2011010001224)和佛山科学技术学院科研项目(No. 2011X005)资助

第一作者:李斌(1973-),女,实验师,硕士,主要研究方向为超快现象和量子光学. Email: lbfosu@fosu.edu.cn

收稿日期:2012-12-21;录用日期:2013-03-29

究并有了许多有趣的发现,如自感应透明中的自相位调制、线性和非线性的光谱位移、异常的反转和超快开关效应、超荧光和放大自发辐射中的统计效应、量子点系的 NDD 效应等.

稀薄体系中的光学 Bloch 方程已得到了深入的研究^[2-6]. 郭莹莹等研究了光学 Bloch 方程的数值解法^[3];李成等研究了光学 Maxwell-Bloch 方程的数值算法研究及其应用^[4];张华荣等研究了在均匀展宽和非均匀展宽介质中激光超短脉冲的相关特性^[5-6]. 稠密介质中的光学 Bloch 方程的研究也有一定进展^[7-12]. 李成等研究了稠密共振介质中近偶极-偶极相互作用的局域场效应^[7];Calderon 等研究了 RWA 情况下, NDD 相互作用对考虑真空诱导相干效应的 V 型原子系统中光学特性的影响^[8].

本文基于二能级原子体系,建立了局域场作用下含啁啾相位项的光学 Bloch 方程. 由此研究了稠密共振体系中,线性啁啾脉冲作用下光学 Bloch 矢量的演化特性及其稳态性质,分析了啁啾量对体系 Bloch 矢量稳态值的影响. 研究了啁啾脉冲对局域场效应作用下粒子数布居的变化关系,得出了通过调节线性啁啾参量和局域场系数实现稳定粒子数布居反转的调控的结论.

1 理论模型

在稠密的二能级体系中,驱动原子的局域场 E_i 由两部分组成,即 $E_i = E + E_s$. 这里 E_i 是在波长的立方区域里由于近偶极的极化强度而产生的原子间的内部作用场,可以写成两个场的差 $E_i = E_{\text{near}} - E_p$. 在近似立方晶格中 $E_{\text{near}} = 0, E_p = -P_{\text{NL}}/3\epsilon_0$ ^[13,1] (ϵ_0 是真空介电常量),因此有 $E_i = E + P_{\text{NL}}/3\epsilon_0$. 对于稠密二能级体系,在近共振激发下诱导的非线性极化强度 $P_{\text{NL}} = N\mu(\tilde{\rho}_{21} e^{-i\omega t} + c. c.)$, 其中, $\rho_{21} = \tilde{\rho}_{21} e^{-i\omega t}$, ρ_{21} 为密度矩阵的对角元, μ 是电偶极跃迁矩阵元, N 为原子的密度. 由局域场作用下二能级体系的密度矩阵元方程,在慢变振幅近似与旋转波近似下,可以得到含近偶极-偶极相互作用下复振幅的 Bloch 方程为

$$\begin{cases} \dot{u}_i = -\Gamma_2 u - (\Delta + \xi\omega)v - i(\Omega - \Omega^*)\omega/2 \\ \dot{v}_i = -\Gamma_2 v + (\Delta + \xi\omega)u + (\Omega + \Omega^*)\omega/2 \\ \dot{\omega}_i = -\Gamma_1(\omega + 1) + [\Omega(iu - v) - \Omega^*(iu + v)]/2 \end{cases} \quad (1)$$

式中: Bloch 矢量 u, v, ω 分别表示的二能级体系在光脉冲作用后体系的色散、吸收和能级的粒子数布居差. u 表征了极化强度的色散, v 表征了极化强度的吸收, ω 为上下能级的布居差; $\Gamma_1 = 1/T_1, \Gamma_2 = 1/T_2$, T_1, T_2 分别为纵向弛豫时间和横向弛豫时间; Δ

为共振失谐量; $\xi = N\mu^2/3\hbar\epsilon_0$, 为近偶极-偶极相互作用的局域场修正系数, \hbar 为普朗克常量, $\Omega = \mu \tilde{E}/\hbar$ 为拉比频率.

如果把复振幅写成

$$\tilde{E}(t) = E_0(t) e^{-i\phi(t)} \quad (2)$$

式中 $\phi(t) = C_0 + C_1 t + C_2 t^2 + C_3 t + \dots C_n$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) 称为啁啾相位, $E_0(t)$ 和 $\phi(t)$ 分别为光场的实振幅和相位,就可得到局域场效应作用下含啁啾相位项的 Bloch 方程

$$\begin{cases} \dot{u}_i = -\Gamma_2 u - (\Delta - \dot{\phi}_i + \xi\omega)v \\ \dot{v}_i = -\Gamma_2 v + (\Delta - \dot{\phi}_i + \xi\omega)u + \Omega\omega \\ \dot{\omega}_i = -\Gamma_1(\omega + 1) - \Omega v \end{cases} \quad (3)$$

$\xi\omega$ 和 $\dot{\phi}_i$ 与共振失谐量 Δ 所起的物理机制是相同的,都引起体系的失谐,附加失谐量是由啁啾脉冲和局域场效应共同引起的.

方程(3)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. 本文在标准四阶 Runge-Kutta(RK4)算法的基础上,建立了适合求解微分方程组(3)修正的 RK4 法,所建立的算法准确度高、稳定、快速可靠且具有良好的收敛性^[4].

假定入射光脉冲为线性啁啾高斯脉冲,线性啁啾高斯脉冲可表达为

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

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. 定义光脉冲面积为 $S = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(t) dt$, 初始入射脉冲面积为 S_0 , t_p 为脉冲的半高宽.

2 计算结果与讨论

数值求解微分方程组(3)的初始条件为: $u_0 = 0, v_0 = 0, \omega_0 = -1, \Omega_0 = 0$. 数值计算时参量选择为: 脉冲半高宽为 $t_p = 50$ fs, 脉冲中心为 0, 时间以 t_p 为单位, 计算时无量纲时间步长为 0.001. 其他参量根据所研究的问题而有所不同.

2.1 局域场对体系 Bloch 矢量的调控

在稀薄原子体系中,原子之间不会产生相互作用. 由于啁啾脉冲的初始相位使体系多了一个附加失谐量 $\dot{\phi}_i$, 使得啁啾脉冲在稀薄原子体系中呈现丰富的物理现象. 在稠密原子体系中,考虑邻近原子的近偶极-偶极相互作用(局域场效应),体系又多了一个附加失谐量 $\xi\omega$. 由式(3)也可看出啁啾脉冲在稠

密介质中体系的附加失谐量由两部分组成,即 $-\dot{\phi}_i + \xi\omega$, 因此体系的色散、吸收、粒子数布居将呈现出更加丰富的物理现象.

图 1 显示了在忽略弛豫时间 ($T_1 = T_2 = 0$) 和共振 ($\Delta = 0$) 条件下, $S_0 = \pi$, 线性啁啾量 $C = 2$ 的脉冲在不同局域场修正系数下引起体系的色散、吸收、粒子数布居随时间的变化.

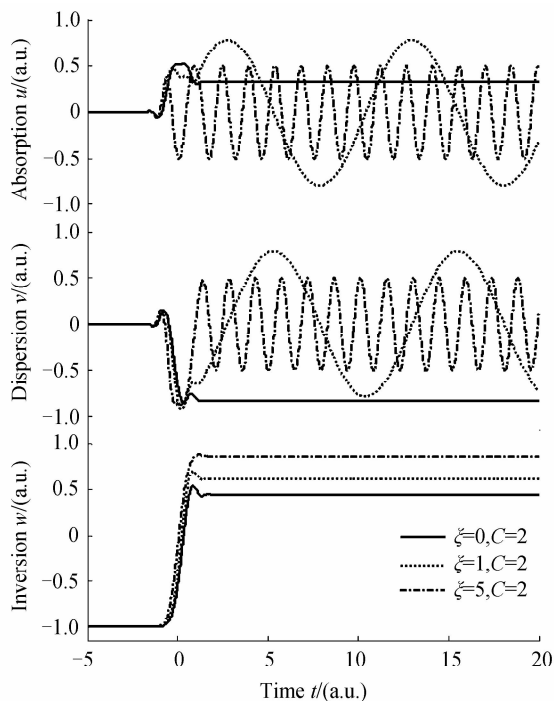


图 1 啁啾脉冲在不同局域场修正系数下的 Bloch 矢量变化
Fig. 1 The evolutions of Bloch vectors for chirped pulsed in different local field coupling parameters

从图 1 中可看到, 没有局域场修正时 (实线), 在啁啾脉冲作用下体系色散 u 振荡, 脉冲作用结束后色散 u 为稳态值. 当存在局域场修正时, 在脉冲作用结束后体系的色散随时间出现了简谐振动, 并随局域场修正系数的不同其振荡周期与频率也不同. 吸收与色散有类似的情况, 只是其振荡相位相差 $\pi/2$. 无论有无局域场修正, 在脉冲作用结束后体系的粒子数布居 w 都处于稳态值, 其稳态值随局域场修正系数 ξ 的不同而不同.

对于 Bloch 矢量的这种演化机制, 由式 (3) 可知体系的附加失谐量为 $-\dot{\phi}_i + \xi\omega$, 体系的有效失谐量为 $\Delta_{\text{eff}} = \Delta - \dot{\phi}_i + \xi\omega$. 在忽略弛豫时间时 Bloch 矢量受到有效拉比频率 $\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta_{\text{eff}}^2}$ 的控制^[14], 在脉冲持续期间 Ω 和 Δ_{eff} 是时变的, 因而在这期间 Bloch 矢量变得复杂. 脉冲作用结束后, 拉比频率 Ω 为 0, $\dot{\phi}_i$ 将趋于 0 不再起作用, 有效拉比频率 Ω_{eff} 也将趋于稳定, 因此 Bloch 矢量趋于稳定. 从图 1 结果说明 u 、 v 分量振荡的频率与振幅、 w 的稳态值呈复杂的非线性规律.

从图 1 中 Bloch 矢量的瞬态变化关系中无法得出局域场效应对 Bloch 矢量稳态性质的影响, 因此本文对 u 、 v 、 w 的演化曲线作傅里叶变换, 得到随局域场修正系数 ξ 变化 u 、 v 的振荡振幅和频率变化情况, 见图 2(a); w 和 ξw 随 ξ 变化的情况, 见图 2(b).

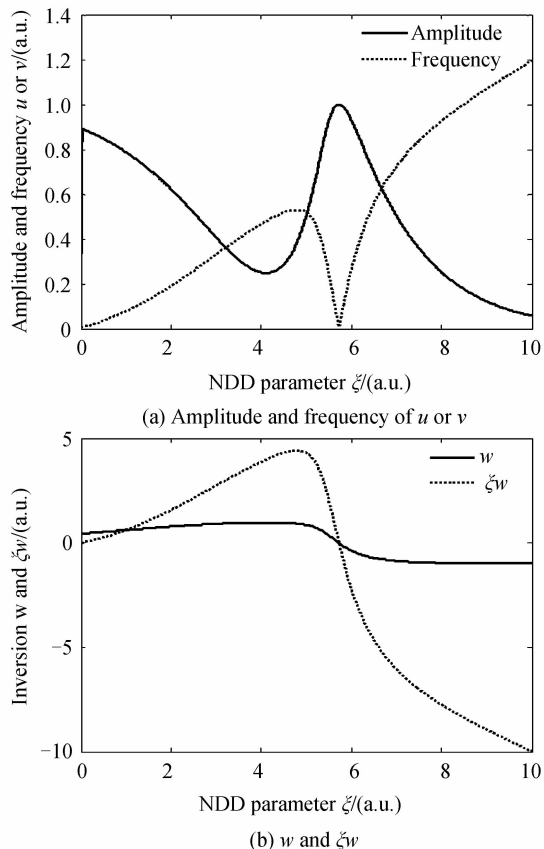


图 2 Bloch 矢量的稳态值随局域场修正系数的演化
Fig. 2 The steady-state value of Bloch vectors as a function of NDD parameter

从图 2 中可以看到, ξw 的变化情况影响着 u (或 v) 的振荡振幅与频率值, 在 ξw 变化剧烈的 ξ 处, u 的振幅与频率值也变化剧烈, 同样在 ξw 变化平缓的 ξ 处, u 的振幅与频率值也变化平缓. u 的振荡频率曲线与 ξw 曲线取绝对值时的变化形式一致, 但在 ξw 符号变化的折点处对应的 ξ 值, 与 u 的振幅和频率的转折点对应的 ξ 值存在偏差. 这是因为脉冲作用结束后, u 的振荡频率是由体系的有效失谐引起的, 共振时体系的有效失谐量为 $\Delta_{\text{eff}} = -\dot{\phi}_i + \xi\omega$, 脉冲作用结束后, $\dot{\phi}_i$ 将趋于 0, 主要由 $\xi\omega$ 决定.

从图 2 中还可知, 在 u 、 v 的振荡振幅最大时, 它的振荡频率最小. 当上下能级的粒子数相等, 即布居差 $w = 0$ 时, 体系的色散 u 和吸收 v 出现最大值, 对应的振荡频率最小, 这主要是因为 u 、 v 、 w 之间的相互影响.

2.2 啁啾参量对体系 Bloch 矢量的调控

在稀薄原子体系中, 啁啾参量大小对 Bloch 矢量

有一定的调控作用^[14]. 本文研究在局域场中啁啾参量大小对 Bloch 矢量的调控(只考虑正啁啾的情形).

图 3 给出了在忽略弛豫时间和共振条件下, $S_0 = \pi$ 在不同正啁啾参量时, u (或 v) 的振幅和频率、 w 随 ξ 的变化曲线. 图 3(a) 是 u (或 v) 的振幅随 ξ 的变化曲线; 图 3(b) 是 u (或 v) 的频率随 ξ 的变化曲线; 图 3(c) 是粒子数布居 w 随 ξ 的变化曲线.

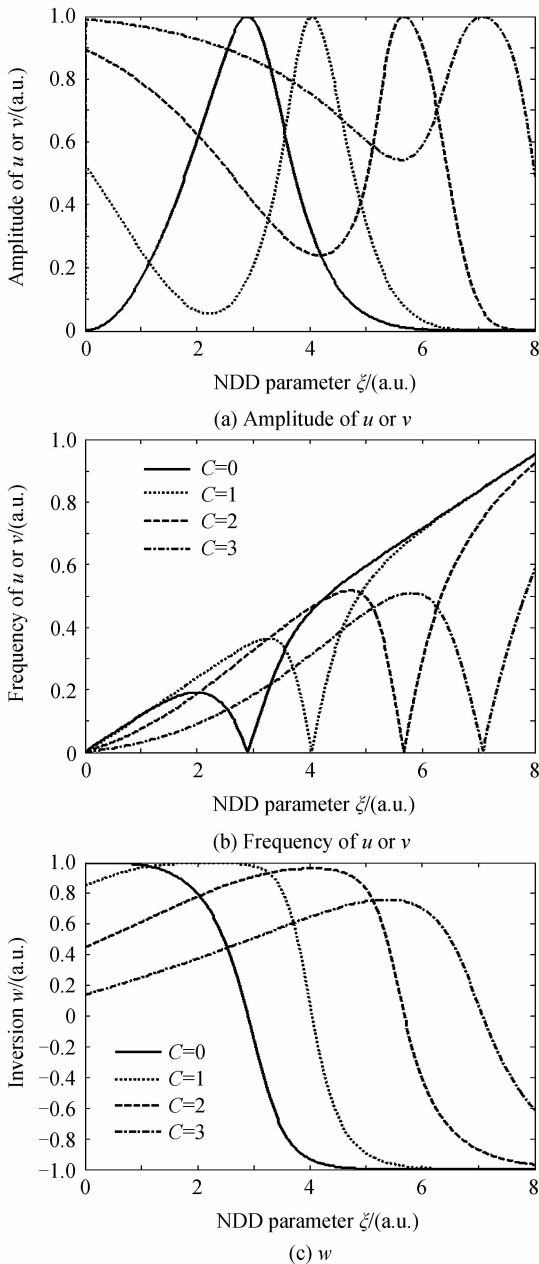


图 3 不同啁啾参量时 Bloch 矢量的稳态值随局域场修正系数的演化

Fig. 3 The steady-state value of Bloch vectors as a function of NDD parameter in different chirped parameters

从文献[14]中可知, 无局域场效应 ($\xi=0$) 时, $S_0 = \pi$ 脉冲正啁啾参量越大, u (或 v) 分量的振荡振幅也越大, 这在图 3(a) 各曲线的起点可以得到证实. 图 3(a) 中显示, 不同线性啁啾参量时, π 脉冲的 u (或 v) 分量的振荡振幅整体变化形式一样. 正啁啾

参量 C 越大, 演化曲线中出现极大值 1 对应的 ξ 值也越大, 同样, 振幅减至零时对应的 ξ 值也越大.

从图 3(b) 可看出, 啁啾参量不同时, u (或 v) 分量的振荡频率随 ξ 变化的总体趋势不变, 只是极小值出现的位置不同, 啁啾参量越大出现极小值时对应的 ξ 值越大.

从图 3(c) 可看出, 在 $\xi=0$ 时, 啁啾参量越大, π 脉冲的布居 w 越小, 说明啁啾抑制了粒子布居, 从图 3(c) 各曲线的起点可以证实. 不同的啁啾参量, π 脉冲的 w 随局限场修正系数 ξ 的演化变化趋势基本一致. 啁啾参量越大, 粒子布居差 w 随 ξ 的变化越平缓, 拐点处的 w 值越小, 对应的 ξ 值也越大, w 减小直至 -1 时对应的 ξ 值也越大. 同时也可以看出, 在稠密体系中, $S_0 = \pi$ 的啁啾脉冲在啁啾量较大时难以实现粒子布居反转.

在稀薄原子体系中(即不考虑局域场效应带来的相位影响), 在忽略弛豫时间和共振条件下, 绝对值相等的正负啁啾脉冲引起色散 u 分量的演化是反对称的, 而引起的吸收 v 和粒子数布居 w 分量的演化都是相同的^[14]. 在稠密原子体系中, 由于有效失谐量 $\Delta - \dot{\phi}_i + \xi w$ 的影响, 啁啾脉冲的初始相位和局域场效应共同调控.

图 4 显示了在忽略弛豫时间和共振条件下,

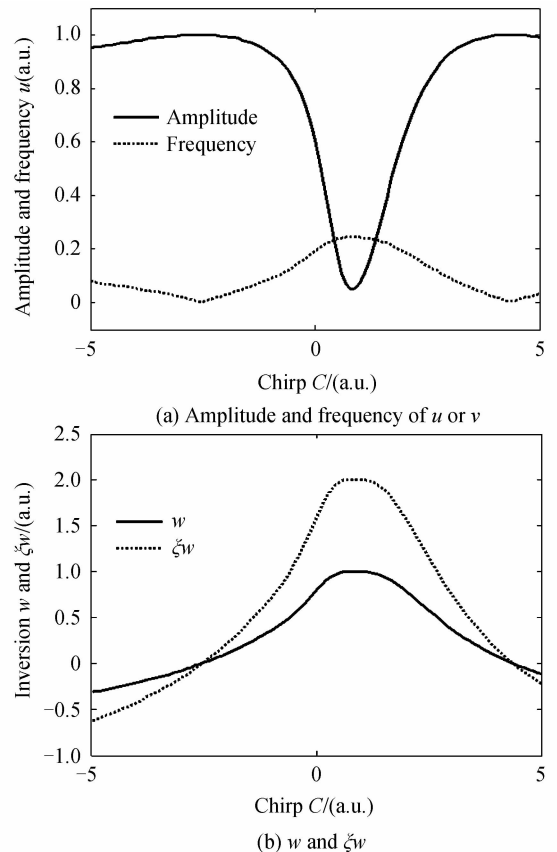


图 4 Bloch 矢量的稳态值随啁啾参量的演化

Fig. 4 The steady-state value of Bloch vectors as a function of chirped parameters

$S_0 = \pi$, 局域场修正系数 $\xi = 2$, u (或 v) 随线性啁啾量 C 变化的振荡振幅和频率变化情况 (图 4(a)), 以及 ω 、 $\xi\omega$ 随 C 变化的情况 (图 4(b)).

从图 4 中可以看出, 图形并非关于 $C=0$ 对称, 说明 Bloch 矢量在稀薄原子体系中的对称性被破坏. 当 $\xi=2$ 时, 从图 4(a) 中可知在 $C>0$ 部分 (入射脉冲为正啁啾脉冲), 色散 u 随啁啾参量 C 的增大在 $0<C<5$ 的范围内会出现两个拐点; 在 $C<0$ 部分 (入射脉冲为负啁啾脉冲), 色散 u 随啁啾参量 C 的减小在 $-5<C<0$ 范围内只出现一个拐点, 这主要由于体系存在局域场效应影响, 共振时体系的失谐是 $-\dot{\phi}_r + \xi\omega$. 从图 4(b) 中可知看到 $\xi\omega$ 曲线取绝对值时与 u 、 v 的振荡频率曲线的变化形式也一致, 图 2 显示的特点在图 4 中也得到了同样的体现.

2.3 啁啾脉冲对局域场效应作用下粒子数布居的调控

图 5 是在忽略弛豫时间和共振条件下, $S_0 = \pi$ 啁啾脉冲在不同局域场修正系数时, 粒子数布居 w 随啁啾参量变化的演化图.

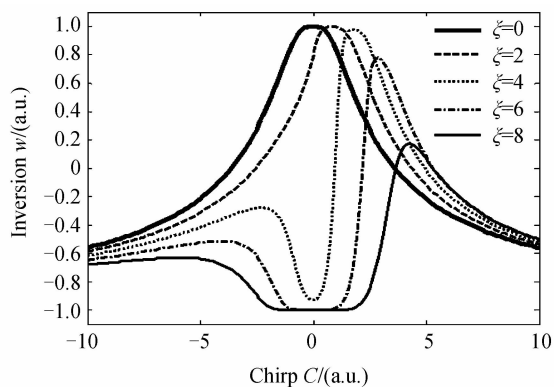


图 5 不同局域场修正系数时粒子布居随啁啾参量的演化
Fig. 5 The inversion as a function of chirped parameters in different NDD parameter

从图 5 可知, 在无局域场效应时 ($\xi=0$, 图中粗实线), 粒子布居 w 关于 $C=0$ 对称, 说明无局域场效应时啁啾的符号对布居没有影响; 当存在局域场效应时 ($\xi \neq 0$), 这种对称性被破坏了. 在 $C>0$ 部分, ξ 不同时 w 随啁啾参量 C 变化的趋势基本相同, ξ 越大出现拐点时所对应的 C 值也越大, 但此时所对应的布居 w 却越小; 当啁啾参量 C 较大时不同 NDD 系数 ξ 对应的布居 w 较接近. 在 $C<0$ 部分, ξ 不同时 w 随 C 变化的趋势不相同. 当 ξ 较小时 ($\xi=2$), 布居 w 随啁啾参量 C 的减小而减小; 当 ξ 较大时 ($\xi=4, 6, 8$), 布居 w 随 C 的减小先增加、达到拐点后再减小. ξ 越大, w 随啁啾参量 C 变化的趋势越平缓, 出现拐点时的啁啾参量越小, 对应的 w 也越小; 啁啾参量 C 较小时, 不同 ξ 对应的布居 w 也较接近.

在存在啁啾脉冲时, 稀薄原子体系实现粒子布居完全反转需要增加脉冲的面积来实现^[14], 在有局域场效应调制下的稠密原子体系实现粒子数反转, 可以通过以改变脉冲面积或失谐量的办法来实现^[7].

图 6 显示了在忽略弛豫时间和共振条件下, 在不同啁啾参量和局域场修正系数共同调制下, $S_0 = \pi$ 啁啾脉冲粒子数布居的变化情况. 从图 6 中可以看出在 $C=0$ 附近有部分区域可以实现粒子布居的反转 ($w=1$), 这说明可以通过啁啾参量的增加来抵消局域场修正系数的增加^[15]. 因此通过调节啁啾参量和局域场修正系数, 在此区域内就可以实现稳定的粒子布居反转的调控.

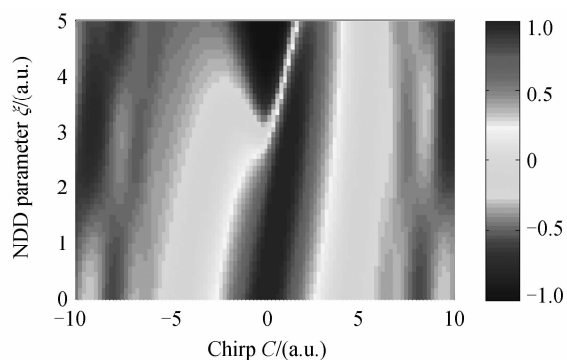


图 6 在不同啁啾参量和局限场修正系数下体系的粒子布居情况

Fig. 6 The inversion as a function of different chirped parameters and different NDD parameters

3 结论

本文用修正的四阶龙格库塔法, 对啁啾脉冲作用于含局域场修正系数的二能级体系的光学 Bloch 方程, 进行了数值求解. 分析了局域场和啁啾参量对 Bloch 矢量的影响并总结了其规律, 研究了啁啾脉冲对局域场效应作用下粒子数布居的调控, 得到了通过线性啁啾参量和局域场系数可以实现稳定的粒子数布居反转的调控的结论. 研究结果有助于深入理解超短啁啾脉冲在局域场作用下二能级体系的性质以及在局域场效应下实现粒子数布居反转的方法, 对进一步研究光密介质中实现粒子数布居反转有一定的参考价值.

致谢 衷心感谢刘伟硕士的帮助.

参考文献

- [1] BOWDEN C M, DOWLING J P. Near-dipole-dipole effects in dense media: Generalized Maxwell-Bloch equations [J]. *Physical Review A*, 1993, **47**(2): 1247-1251.
- [2] 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*, 2005, **34**(5): 641-643. 王向欣, 王成立, 李邵辉, 等. 脉冲啁啾对于阿秒脉冲的影响 [J]. *光子学报*, 2005, **34**(3): 641-643.

- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] ZHANG Hua-rong, JIANG Yue, LI Cheng, *et al.* Evolution rule of ultra-short laser pulse area in homogeneously broadened medium[J] *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(7): 1608-1612. 张华荣, 蒋月, 李成, 等. 均匀展宽介质中激光超短脉冲面积的深化规律[J]. 光子学报, 2009, **38**(7):1608-1612.
- [6] ZHANG Hua-rong, LI Cheng, YU Xiang-yang. Inhomogeneous broadening effect on the propagation characteristics of ultrashort laser pulse [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 6-11. 张华荣, 李成, 余向阳. 非均匀展宽对超短激光脉冲传播特性的影响[J]. 光子学报, 2010, **39**(1):6-11.
- [7] LI Cheng, YU Xiang-yang. Local field effects induced by near-dipole-dipole interaction in optically dense and resonant medium[J]. *High Power Laser And Particle Beams*, 2011, **23**(4): 1068-1072. 李成, 余向阳. 稠密共振介质中近偶极-偶极相互作用的局域场效应[J]. 强激光与粒子束, 2011, **23**(4):1068-1072.
- [8] CALDERON O G, ANTON M A, CARRENO F. Near dipole-dipole effects in a V-type medium with vacuum induced coherence[J]. *The European Physical Journal D*, 2003, **25**(1): 77-87.
- [9] TAN Xia, WANG Lei, WANG Zhen-dong, *et al.* Population of dense V-type three-level medium in few-cycle laser pulses [J]. *Chinese Journal of Computational Physics*, 2009, **26**(5): 773-780. 谭霞, 王雷, 王振东, 等. 少周期脉冲在稠密 V 型三能级介质中传播时的粒子布居演化[J]. 计算物理, 2009, **26**(5):773-780.
- [10] WANG Lei, WANG Zhen-dong, LIANG Bian, *et al.* Comparison of few-cycle laser pulse propagation behaviors in dilute and dense ladder-type atomic mediums [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(4): 573-583. 王蕾, 王振东, 梁变, 等. 周期量级激光脉冲在不同密度的原子介质中传播行为的比较[J]. 光子学报, 2010, **39**(4):573-583.
- [11] BARTSCH T, MAIN J, WUNNWR G. Uniform semiclassical approximations on a topologically non-trivial configuration space[J]. *The European Physical Journal D*, 2003, **25**(2): 129-138.
- [12] BENEDICT M G, MALYSHEV V A, TRIFONOV E D, *et al.* Reflection and transmission of ultrashort light pulses through a thin resonant medium: Local-field effects [J]. *Physical Review A*, 1991, **43**(7): 3845-3853.
- [13] CRENSHAW M E, SCALORA M, BOWDEN C M. Ultrafast intrinsic optical switching in a dense medium of two-level atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1992, **68**(7): 911-914.
- [14] LI Bin, LI Cheng, YU Xiang-yang. Modulation of chirped ultra-short pulse on two-level atom system [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(10): 1752-1756. 李斌, 李成, 余向阳. 啁啾超短激光脉冲对二能级体系特性的调控[J]. 光子学报, 2010, **39**(10):1752-1756.
- [15] LIU Wei. Propagation and modulation of ultra-short laser pulse in resonant medium [D]. Guangzhou: Sun Yat-Sen University, 2012: 40-44. 刘伟. 共振介质中超短激光脉冲的传播与调控[D]. 广州: 中山大学, 2012:40-44.