

文章编号:1004-4213(2011)01-0024-5

少周期脉冲激光在稠密的 Λ 型三能级原子 介质中传播时的频谱分析*

马慧¹, 宋强²

(1 山东轻工业学院 数理学院, 济南 250353)

(2 山东师范大学 研究生学院, 济南 250014)

摘 要:利用由预估校正法和时域有限差分法求解全波 Maxwell—Bloch 方程得到的数值解, 研究了超短脉冲激光在稠密的三能级原子系统中的频谱演化规律. 研究发现:不管是在稀疏介质中还是在稠密介质中, 由于自相位调制作用, 频谱均被展宽, 而在稠密介质中频谱的宽度要远大于稀疏介质中的情况, 这主要是由于近偶极—偶极作用导致的. 在稠密介质中, 由于近偶极—偶极作用和自相位调制作用, 频谱出现高频连续波, 可以得到覆盖频率范围为 $10 \omega_p$ 的超连续谱.

关键词:近偶极—偶极相互作用; 自相位调制; 超连续光谱

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20114001.0024

0 引言

超连续 (Super Continuum, SC) 谱是指当一束高强度的超短光脉冲通过非线性光学介质时出现的光谱展宽现象, 即入射光谱中产生许多新的频率成分, 光谱的宽度远远大于入射光脉冲的谱宽. 光谱扩展后的脉冲可经过光滤波器的光谱切割提取出多个不同中心波长的光脉冲, 从而实现脉冲光源的多波长扩展. 由于 SC 光源提供了一种低成本波分复用光源的替代方案, 因此近年来已引起广泛关注和深入研究^[1-8].

Kasparian 等人^[9]研究了飞秒太瓦激光脉冲在大气中传播时产生超连续谱的红外延长. 研究发现自相位调制起很大的作用. Hughes^[10]指出对大面积飞秒脉冲, 在脉冲传播过程中将发生载波拉比振荡, 使载波发生形变, 脉冲出现高频成分, 甚至有 soft-x 射线产生. 肖健等人^[11]理论上研究了 5 fs 的脉冲在共振的两能级原子介质中谱的演化, 他们发现对大面积脉冲出现连续谱. Zhao Ke 等人^[12]研究了飞秒激光脉冲在 DBASVP 分子介质中的频谱演化, 研究发现对大面积脉冲, 出现连续谱. 到目前为止, 人们对超短激光脉冲频谱的演化大多是针对两能级模型^[9-13], 对三能级系统这方面的研究很少^[14], 而且这方面的研究也是在稀疏介质中进行的. 在稠密介质中, 由于需要考虑近偶极—偶极相互作用

用^[15-17], 对稠密三能级系统中的频谱的研究还没有.

本文以 Lorentz local field 修正的全波 Maxwell—Bloch 方程为基础, 不采用慢变包络近似和旋转波近似下数值研究了在稠密的三能级原子介质中飞秒脉冲的频谱的演化. 研究发现, 大面积超短激光脉冲在稠密介质中传播时可以获得频谱宽度要远大于在稀疏介质中传播时的超连续谱.

1 理论模型

能级结构如图 1, $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级分别对应⁸⁷Rb 原子的 $5P_{3/2}$ ($F'=1$)、 $5S_{1/2}$ ($F=1$)、 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 能级. 在稠密介质中, 需要考虑近偶极—偶极相互作用 (NDD), 此时微观的 Local field 可写为

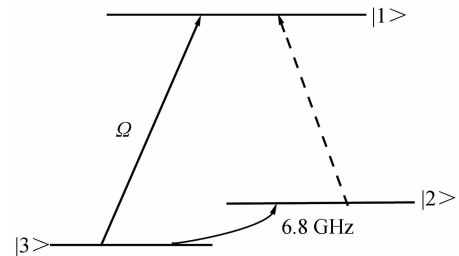


图 1 Λ 型三能级原子系统

Fig. 1 Energy levels of Λ -type atomic system

$$E_L = E + P/3\epsilon_0 \quad (1)$$

设光场沿 z 方向传播, 电场 E_x 沿 x 方向极化, 磁场 H_y 沿 y 方向极化, 则 Maxwell 方程写为

基金项目: 山东省自然科学基金 (No. Y2007A05) 资助

第一作者: 马慧 (1980—), 女, 讲师, 博士, 主要研究方向为光与物质的相互作用. Email: shanshimahui@yahoo.com.cn

收稿日期: 2010-04-21; 修回日期: 2010-07-02

$$\partial_t H_y = -\frac{1}{\mu_0} \partial_z E_x \quad (2a)$$

$$\partial_t E_x = -\frac{1}{\epsilon_0} \partial_z H_y - \frac{1}{\epsilon_0} \partial_t P_x \quad (2b)$$

式中 E_x 和 H_x 分别是电场和磁场, P_x 是宏观非线性极化强度, $\mathbf{P} = -N(\mu_{12} u_1 + \mu_{13} u_3)$, 是与非对角矩阵元有关 $\rho_{12} = (u_1 + iu_4)/2$, $\rho_{13} = (u_2 + iu_5)/2$, $\rho_{23} = (u_3 + iu_6)/2$, $u_7 = \rho_{22} - \rho_{11}$, $u_8 = \rho_{33} - \rho_{11}$. N 为单位体积内的原子数.

考虑 NDD 作用时 Bloch 方程化简为

$$\dot{u}_1 = \omega_1 u_4 - \Omega_L u_5 - \gamma_{12} u_1 \quad (3a)$$

$$\dot{u}_2 = (\omega_2 - \omega_1) u_5 + \Omega_L u_4 + \beta \Omega_L u_6 - \gamma_{23} u_2 \quad (3b)$$

$$\dot{u}_3 = \omega_2 u_6 + \beta \Omega_L u_5 - \gamma_{13} u_3 \quad (3c)$$

$$\dot{u}_4 = -\omega_1 u_1 - 2\beta \Omega_L u_7 - \Omega_L u_2 - \gamma_{12} u_4 \quad (3d)$$

$$\dot{u}_5 = -(\omega_2 - \omega_1) u_2 + \Omega_L u_1 - \beta \Omega_L u_3 - \gamma_{23} u_5 \quad (3e)$$

$$\dot{u}_6 = -\omega_2 u_3 - \beta \Omega_L u_2 - 2\Omega_L u_8 - \gamma_{13} u_6 \quad (3f)$$

$$\dot{u}_7 = 2\beta \Omega_L u_4 + 2\Omega_L u_6 - \gamma_1 u_7 \quad (3g)$$

$$\dot{u}_8 = 2\Omega_L u_6 + \beta \Omega_L u_4 - \gamma_2 (u_8 - u_{80}) \quad (3i)$$

式中 $\Omega_L = \mu_{13} E_L / \hbar = \Omega_x - \epsilon (u_3 + \beta u_1)$, $\epsilon = N \mu_{13}^2 / 3\epsilon_0 \hbar$, 表征近偶极-偶极相互作用的强度; $\Omega_x = \mu_{13} E_x / \hbar$ 表示拉比频率的峰值; 初始时刻粒子数处于低能级 $|3\rangle$, $u_{80} = 1$.

采用预估校正法 (Predictor-Corrector method) 和时域有限差分法 (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) 编程进行数值求解 Maxwell 方程 (2) 和 Bloch 方程 (3). 设初始入射脉冲为 $E_x(t=0, z) = E_0 \text{sech}[1.76(z/c - z_0/c)/\tau_p] \cos[\omega_p(z/c - z_0/c)]$ 和 $H_y(t=0, z) = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} E_x(t=0, z)$ 式中 E_0 是初始入射脉冲包络的最大值, 此时双曲正割型脉冲的面积可表示为 $A = \mu_{13} E_0 \tau_p \pi / 1.76\hbar$, τ_p 为脉冲光强包络的半高全宽 (FWHM), 简称脉冲宽度, z_0 的选取是为了保证初始时刻脉冲进入介质很少. 计算中脉冲和介质的参量取为 $\omega_1 = 2.41523 \times 10^{15}$ rad/s, $\tau_p = 5$ fs, $\omega_2 = 2.41527 \times 10^{15}$ rad/s, $\beta = 1$, $\mu_{13} = 3.584 \times 10^{-29}$ C · m.

$\omega_p = 2.41527 \times 10^{15}$ rad/s 在计算过程中各密度矩阵元的衰减速率均取为 1.0×10^9 s $^{-1}$.

2 数值计算结果及分析

图 2~4 分别给出了脉冲面积为 2π , 5.1π , 8π 的拉比频率和频谱的演化图. 由图可以看出: 在稀疏介质中, 在共振频率 ω_p 附近, 频谱表现出振荡特性, 随着传播距离的增加, 这种振荡特性表现得更

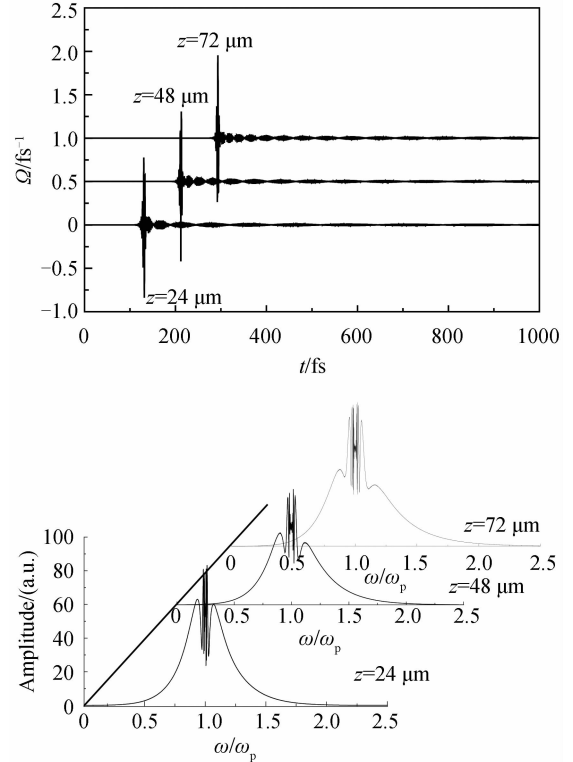


图 2 2π 脉冲在传播到 $24 \mu\text{m}$, $48 \mu\text{m}$, $72 \mu\text{m}$ 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N = 2.2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Fig. 2 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at $24 \mu\text{m}$, $48 \mu\text{m}$, $72 \mu\text{m}$ with $N = 2.2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ for 2π -pulse

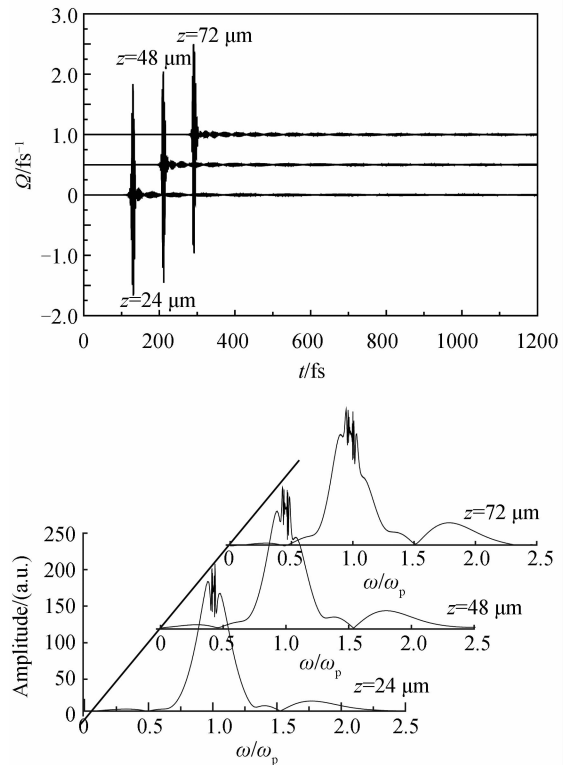


图 3 5.1π 脉冲在传播到 $24 \mu\text{m}$, $48 \mu\text{m}$, $72 \mu\text{m}$ 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N = 2.2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Fig. 3 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at $24 \mu\text{m}$, $48 \mu\text{m}$, $72 \mu\text{m}$ with $N = 2.2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ for 5.1π -pulse

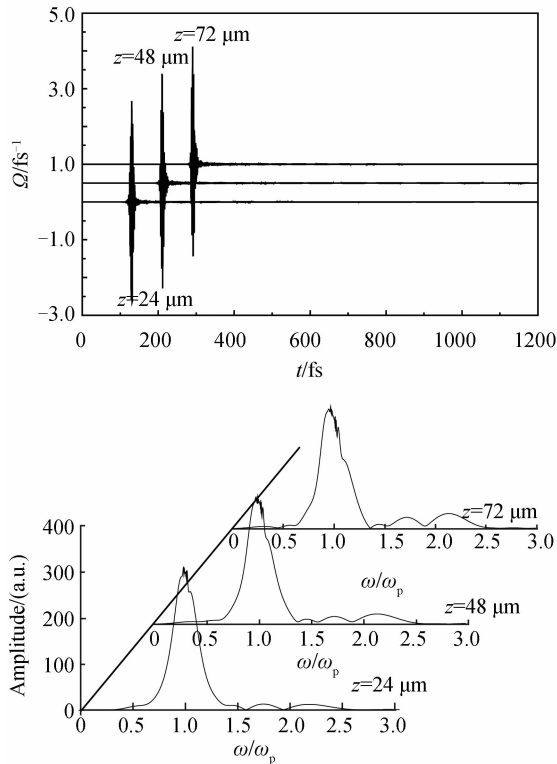


图4 8π 脉冲在传播到 $24\ \mu\text{m}$ 、 $48\ \mu\text{m}$ 、 $72\ \mu\text{m}$ 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N=2.2\times 10^{24}\ \text{m}^{-3}$

Fig. 4 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at $24\ \mu\text{m}$ 、 $48\ \mu\text{m}$ 、 $72\ \mu\text{m}$ with $N=2.2\times 10^{24}\ \text{m}^{-3}$ for 8π -pulse

明显; 振荡的幅度随着面积的增大而减小; 对同一面积的入射脉冲来说, 在共振频率 ω_p 处频谱振幅随着脉冲传播距离的增加而减小, 由于主脉冲的能量转移到蓝移频带内, 使得蓝移频带的振幅随着传播距离的增加而增大; 面积为 2π 、 5.1π 的脉冲, 在共振频率两侧出现旁瓣, 随着传播距离的增加, 其振幅逐渐减小, 而对于面积为 8.0π 的脉冲, 频谱曲线比较平滑; 对于 2π 的脉冲, 频率在红移频带内的能量强于蓝移频带内的能量, 而对于 5.1π 和 8π 的脉冲, 由于载波拉比振荡, 随着传播距离的增加, 在蓝移频带出现高频波; 对大面积脉冲, 随着传播距离的增加, 由于自相位调制 (SPM) 作用脉宽被展宽, 频率蓝移能量逐渐增强, 出现连续波; 面积为 5.1π 的脉冲, 在传播距离为 $z=72\ \mu\text{m}$, 出现不间断的连续波, 而面积为 8π 的脉冲, 脉冲传播到 $z=48\ \mu\text{m}$ 就出现不间断的连续波。

图5给出了在稠密介质中面积为 2π 的脉冲传播到 $24\ \mu\text{m}$ 、 $48\ \mu\text{m}$ 、 $72\ \mu\text{m}$ 处对应的拉比频率和频谱的演化图。比较图5和图2可以看出: 在稠密介质中, 由于近偶极-偶极作用和电场时间导数项的影响, 脉冲的前沿和后沿均出现振荡, 相应的频谱图中出现频率红移和蓝移, 红移频带的振幅远大于蓝移频带的振幅; 随着传播距离的增大, 红移频带和蓝移

频带的振幅变小, 而红移频带和蓝移频带内振荡的范围增大; 频谱振幅的极大值随着传播距离的增大而减小; 蓝移成分的振幅远大于红移成分的振幅, 在蓝移频带内有高频成分出现; 在介质中传播时, 蓝移成分的频谱宽度大于红移成分的宽度, 在共振频率 ω_p 附近没有出现振荡而是在其它的频率范围出现振荡。这与图2中脉冲在稀疏介质中的频谱演化规律明显不同。

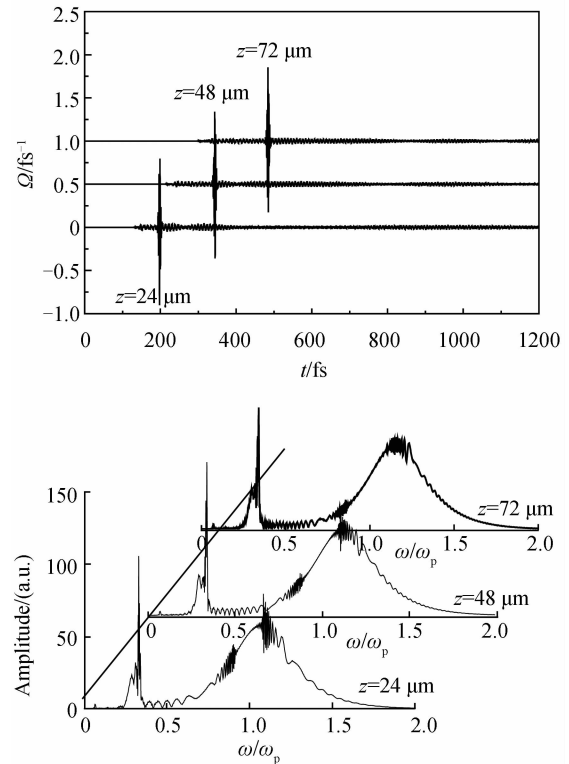


图5 2π 脉冲在传播到 $24\ \mu\text{m}$ 、 $48\ \mu\text{m}$ 、 $72\ \mu\text{m}$ 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N=2\times 10^{26}\ \text{m}^{-3}$

Fig. 5 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at $24\ \mu\text{m}$ 、 $48\ \mu\text{m}$ 、 $72\ \mu\text{m}$ with $N=2\times 10^{26}\ \text{m}^{-3}$ for 2π -pulse

图6和图7给出了在稠密介质中面积为 5.1π 和 8.0π 的脉冲传播到 $24\ \mu\text{m}$ 、 $48\ \mu\text{m}$ 、 $72\ \mu\text{m}$ 处的拉比频率和频谱的演化图。与相应的稀疏介质中频谱图3和图4比较, 可以看到: 在稠密介质中, 对大面积脉冲, 由于载波拉比振荡, 脉冲发生分裂。从频谱的演化图可以看出: 在共振频率 ω_p 附近出现振荡, 脉冲面积越大, 振荡特性越明显; 在稠密介质中, 由于近偶极-偶极相互作用的影响, 频谱出现较强的红移频带和蓝移频带, 频率红移部分增强, 并出现振荡, 随着传播距离的增加, 这种振荡特性越来越明显, 而且蓝移频带的振荡幅度大于红移频带的振幅, 这与稀疏介质中红移频带和蓝移频带较平坦的频谱分布明显不同; 这是因为对大面积脉冲, 脉冲发生分裂, 脉冲的谱函数是关于 ω 的正弦和余弦函数, 其频率由于脉冲到达同一距离处的时间差所决定^[11]; 由

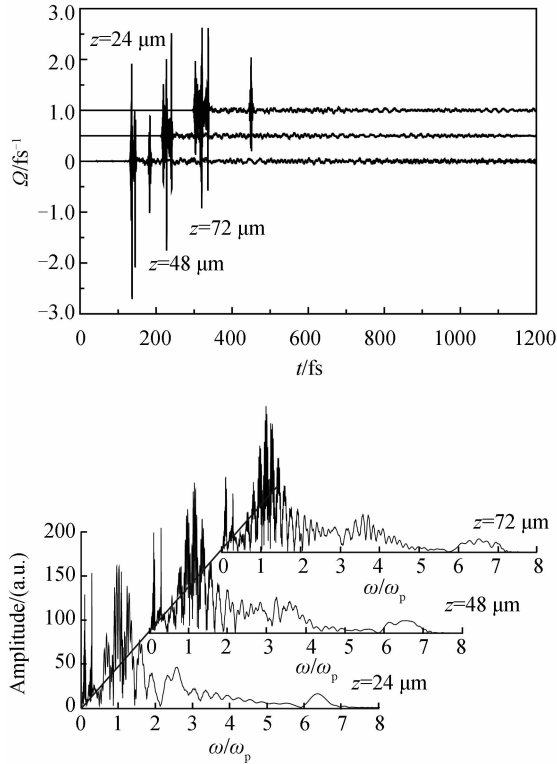


图 6 5.1 π 脉冲在传播到 24 μm 、48 μm 、72 μm 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N=2\times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
Fig. 6 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at 24 μm 、48 μm 、72 μm with $N=2\times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ for 5.1 π -pulse

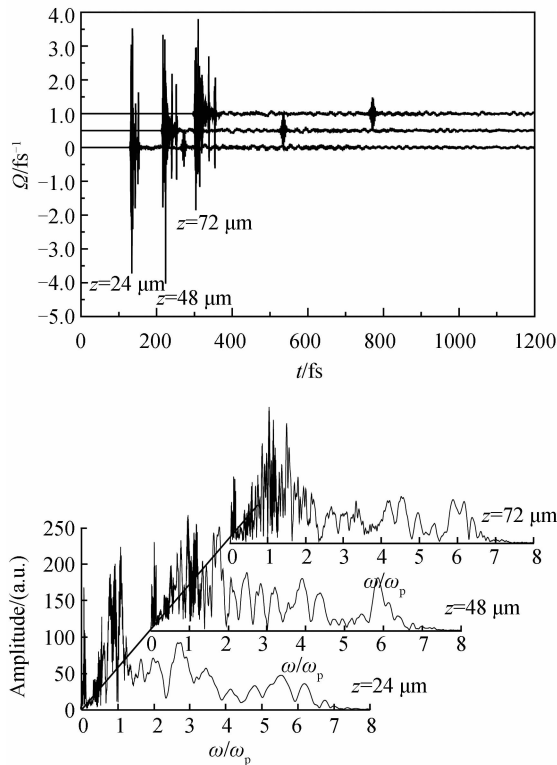


图 7 8 π 脉冲在传播到 24 μm 、48 μm 、72 μm 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N=2\times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
Fig. 7 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at 24 μm 、48 μm 、72 μm with $N=2\times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ for 8 π -pulse

于近偶极—偶极相互作用的影响,使子脉冲间的间距随着传播距离的增大而增大,从而使频谱的振荡愈强烈.另外,随着传播距离的增加,出现高频波,在稠密介质中由于自相位调制的作用和近偶极—偶极作用的共同影响,稠密介质中的频谱被明显展宽. Hughes^[10]指出对大面积脉冲,载波拉比振荡导致载波整形并对高频成分产生有重要的意义,在稠密介质中,由于近偶极—偶极的作用,增强载波拉比振荡,最终使得频谱图高频部分振荡幅度和范围较稀疏介质大,频谱宽度远大于稀疏介质中的频谱宽度,并出现超连续谱;对于 8.0 π 的脉冲,在 $z=72 \mu\text{m}$ 出现不间断的超连续谱.

为了更清楚的观察近偶极—偶极相互作用对频谱的影响,图 8 给出了面积为 8.0 π 的脉冲在原子密度为 $N=1\times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 的稠密介质中的拉比频率和频谱的演化图.对比图 7 和图 8 可以看出:在共振频率 ω_p 附近的振荡非常强烈,尤其是在红移频带,介质密度越大,红移频段增强,振荡的幅度越大;随着传播距离的增加,频谱的振荡愈强烈;随着传播距离的增加,介质密度越大,蓝移频带越不平坦,并出现高频波;介质密度越大,在蓝移和红移频带内振荡的幅度越大,频谱展宽的范围也明显展宽,出现超连续谱,最高频率可以达到 $10\omega_p$.

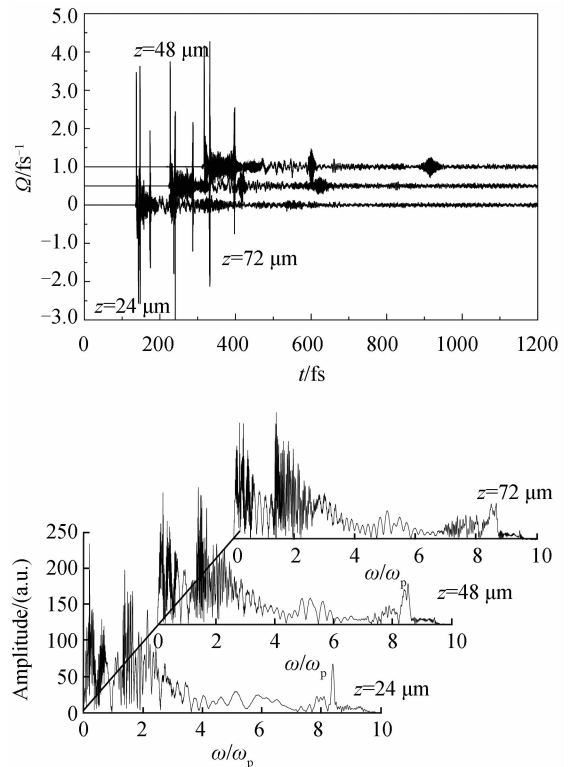


图 8 2 π 脉冲在传播到 24 μm 、48 μm 、72 μm 处的拉比频率及其频谱图, 介质密度 $N=1\times 10^{27} \text{ m}^{-3}$
Fig. 8 Time evolutions of Rabi frequency and the corresponding spectra at 24 μm 、48 μm 、72 μm with $N=1\times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ for 2 π -pulse

3 结论

通过求解全波 Maxwell-Bloch 方程,研究了超短脉冲在三能级原子介质中传播时的频谱演化规律. 通过比较稀疏介质和稠密介质中频谱的演化图可以知道:在稀疏介质中,在共振频率 ω_p 附近,频谱表现出振荡特性;在稠密介质中,由于近偶极-偶极作用的影响,频谱出现较强的红移频带,介质密度越大,红移频带的振荡幅度越大;不管是在稀疏介质中还是在稠密介质中,由于自相位调制作用,随着传播距离的增加频谱均被展宽,而在稠密介质中频谱的宽度要远大于稀疏介质中的情况,这主要是由于近偶极-偶极作用引起的;在稠密介质中,由于自相位调制和近偶极-偶极作用的共同作用使超短脉冲频谱明显展宽,出现的超连续谱,而且对大面积脉冲,出现超连续谱,最高频率可以达到 $10\omega_p$, 频率覆盖范围大大增宽.

参考文献

- [1] WU Yue, LOU Cai-yun, HAN Ming, *et al.* Effects of pulse chirp on supercontinuum produced in dispersion decreasing fibre[J]. *Chinese Physics*, 2002, **11**(6): 578-582.
- [2] CORKUM P B, ROLLAND C, SRINIVASANRAO T. Supercontinuum generation in gases [J]. *Physical Review Letters*, 1986, **57**(18): 2268-2271.
- [3] XU Yong-zhao, REN Xiao-min, WANG Zi-nan, *et al.* Supercontinuum generation by normal dispersion micro-fabric fiber[J]. *Optoelectronics • Laser*, 2007, **18**(8): 889-892.
徐永钊,任晓敏,王子南,等. 利用正常色散微结构光纤产生平坦的超连续谱[J]. *光子学报*, 2007, **18**(8): 889-892.
- [4] ZHOU Bing, JIANG Yong-liang, CHEN Xiao-wei, *et al.* Numerical simulation on propagation of ultra-short laser pulse in photonic crystal fibers with different group velocity dispersion parameters[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(2): 323-328.
周冰,姜永亮,陈晓伟,等. 超短激光脉冲在不同色散参量光子晶体光纤中传输的数值模拟[J]. *光学学报*, 2007, **27**(2): 323-328.
- [5] XIA Ge, HUANG De-xiu, YUAN Xiu-hua. Investigation of supercontinuum generation in normal dispersion-flattened fiber by picosecond seed pulses[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(4): 2212-2217.
夏舸,黄德修,元秀华. 正常色散平坦光纤中皮秒抽运脉冲超连续谱的形成研究[J]. *物理学报*, 2007, **56**(4): 2212-2217.
- [6] SUN Xi-wen, WANG Qing-yue, HU Ming-lie, *et al.* Modulation instability and supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(1): 51-54.
孙喜文,王清月,胡明列,等. 光子晶体光纤中调制不稳定现象与超连续光谱的产生[J]. *光子学报*, 2007, **36**(1): 51-54.
- [7] ZHAO Ke, LIU Ji-cai, WANG Chuan-kui, *et al.* Modulation of supercontinuum generation and formation of an attosecond pulse from a generalized two-level medium[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2007, **40**(8): 1523-1534.
- [8] CHEN Yong-zhu, LI Yu-zhong, QU Gui, *et al.* Numerical research of flat wideband supercontinuum generation in anomalous dispersion-flattened fibers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(2): 717-722.
陈泳竹,李玉忠,屈圭,等. 反常色散平坦光纤产生平坦宽带超连续谱的数值研究[J]. *物理学报*, 2006, **55**(2): 717-722.
- [9] KASPARIAN J, SAUERBREY R, MONDELAIN D, *et al.* Infrared extension of the super continuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere[J]. *Optics Letters*, 2000, **25**(18): 1397-1399.
- [10] HUGHES S. Subfemtosecond soft-x-ray generation from a two-level atom: extreme carrier-wave rabi flopping [J]. *Physical Review A*, 2000, **62**(5): 055401-1-4.
- [11] XIAO Jian, WANG Zhong-yang, XU Zhi-zhan. Spectrum of a few-cycle laser pulse propagation in a two-level atom medium [J]. *Chinese Physics*, 2001, **10**(10): 941-945.
- [12] ZHAO Ke, LIU Ji-cai, WANG Chuan-kui, *et al.* Resonant propagating of femtosecond laser pulse in DBASP molecule: one-dimensional asymmetric organic molecule [J]. *Chinese Physics*, 2005, **14**(10): 2014-2018.
- [13] SONG Xiao-hong, GONG Shang-qing, YANG Wei-fang, *et al.* Propagation of an attosecond pulse in a dense two-level medium [J]. *Physical Review A*, 2004, **70**(1): 013817-1-4.
- [14] LIU Ji-cai, ZHAO Ke, WANG Chuan-kui. Spectrum analysis of femtosecond laser pulse propagation in a three-level organic system molecular medium [J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2006, **23**(6): 990-993.
刘纪彩,赵珂,王传奎. 飞秒激光脉冲三能级有机分子介质中传播时的频谱分析[J]. *原子与分子物理学报*, 2006, **23**(6): 990-993.
- [15] ZENG He-ping, XU Han. Quantum controllable optical selective resonant excitation in a dense medium [J]. *Physical Review A*, 2004, **69**: 043803-1-4.
- [16] CALDERÓN O G, CABRERA E, ANTÓN M, *et al.* Local-field effects in pattern formation in large-aspect-ratio lasers [J]. *Physical Review A*, 2003, **67**: 043812-1-9.
- [17] CALDERÓN O G, ANTÓN M A, CARREÑO 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.

Spectrum Analysis of a Few-cycle Laser Pulse Propagating in a Dense Λ -type Three-level Atomic Medium

MA Hui¹, SONG Qiang²

(1 College of Mathematics and Physics, Shandong Institute of Light Industry, Jinan 250353, China)

(2 Graduate College, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

Abstract: Full Maxwell-Bloch equations were solved by Predictor-Corrector method and finite-difference time-domain method to investigate spectrum of a sub-cycle laser pulse propagating in a dense Λ -type three-level atomic medium. It is found that both in a dilute medium and a dense medium, the spectrum is broaden due to the self-phase modulation (SPM); however, the width is much larger in the dense medium than that in a dilute medium because of NDD interaction. In the dense medium, the supercontinuum spectrum occurs due to SPM and NDD interaction, and the maximum frequency is $10\omega_p$.

Key words: Near dipole-dipole interaction; Self-phase modulation; Supercontinuum spectrum