

文章编号: 1000-7032(2019)05-0680-06

基于 FDTD 算法研究超短脉冲与二能级原子系统的相互作用

孙 龙^{1,2,3}, 吴 博^{4*}, 冯大政^{1,2}, 王石语^{1,5}, 邢孟道^{1,2}

(1. 西安电子科技大学 雷达信号处理国家重点实验室, 陕西 西安 710071;

2. 西安电子科技大学 信息感知技术协同创新中心, 陕西 西安 710071; 3. 中国电子科技集团公司第三十八研究所, 安徽 合肥 230088;

4. 安徽大学 信号与信息处理教育部重点实验室, 安徽 合肥 230039; 5. 西安电子科技大学 技术物理学院, 陕西 西安 710071)

摘要: 以往对于超短脉冲与二能级原子系统的研究大多基于一些近似方法(慢变包络近似和旋转波近似等),从而求得解析的近似解。但是,由于忽略掉一些有用的光场中的信息,就会造成光场导数项所产生的非线性性质的缺失。本文基于 FDTD 算法和预测-校正法相结合,建立了预测-校正 FDTD 算法,用于研究超短脉冲与二能级原子系统的相互作用,以准确地描述光场与原子系统相互作用的特征,验证了面积定理的部分规律;进一步构建了能够实现完全反转原子系统上下能级粒子的短脉冲。相关研究可为目标的特征分析提供参考。

关键词: 超短脉冲; 二能级原子系统; FDTD 算法; 预测-校正法; 面积定理

中图分类号: O441.6 文献标识码: A DOI: 10.3788/fjxb20194005.0680

Interaction between Ultrashort Pulses and Two-level Atomic System Based on FDTD Algorithm

SUN Long^{1,2,3}, WU Bo^{4*}, FENG Da-zheng^{1,2}, WANG Shi-yu^{1,5}, XING Meng-dao^{1,2}

(1. National Lab of Radar Signal Processing, Xidian University, Xi'an 710071, China;

2. Collaborative Innovation Center of Information Sensing and Understanding, Xidian University, Xi'an 710071, China;

3. No. 38 Research Institute, CETC, Hefei 230088, China;

4. Key Lab of Intelligent Computing & Signal Processing, Ministry of Education, Anhui University, Hefei 230039, China;

5. School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

* Corresponding Author, E-mail: 270403@qq.com

Abstract: Since the previous studies on ultrashort pulses and two-level atom systems are mainly based on slow-variable envelope approximations and rotational wave approximations, the nonlinear properties of the derivative terms in these studies cannot be well described. In this paper, FDTD algorithm and prediction-correction method are combined to establish a predictive-corrected FDTD algorithm for the study of the interaction between ultrashort pulses and two-level atom system. It can clearly characterize the time derivative of the electric field at the upper and lower levels of the system. At the same time, a pulse excitation source that can completely invert two-level particles is well established. Our method can be used as a numerical tool for target recognition.

Key words: ultrashort pulse; two-level atom system; FDTD algorithm; prediction-correction method; area theorem

收稿日期: 2018-05-21; 修订日期: 2018-09-10

基金项目: 国家自然科学基金(61701001, 61601166, 61701003); 安徽省高等学校自然科学研究项目(KJ2017ZD02, KJ2017ZD51); 国家优秀青年学者自然科学基金(61722101)资助项目

Supported by National Natural Science Foundation of China(61701001, 61601166, 61701003); Natural Science Foundation for Universities of Anhui Province(KJ2017ZD51, KJ2017ZD02); National Natural Science Foundation for Excellent Young Scholars (61722101)

1 引 言

超短激光脉冲与物质的相互作用是现代光学乃至物理学上重要的研究热点问题,两者之间相互影响,一方面不同的物质影响光的传播过程,另一方面光场也能改变物质的性质^[1-3]。此外,超强超短脉冲因其强度大、作用时间短等特点,在激光化学和激光生物学等领域也有一些重大的应用^[4]。对其研究一般采用慢变波近似和旋转波近似等进行解析求解^[5],但是,这种方法会忽略部分有用的信息,如在超短脉冲与二能级原子系统的相互作用中,在导数为零的位置会对系统上下能级的粒子分布产生重大的影响,这些影响在使用上述近似进行解析求解时,就会被完全忽略掉。因此,本文针对超短脉冲与二能级原子系统的相互作用,采用半经典的麦克斯韦-布洛赫(Maxwell-Bloch)方程进行描述^[6],光场看作经典的电磁场,用麦克斯韦方程描述;原子系统进行量子化,用量子力学描述。而对于这一耦合方程的求解,则采用广泛应用于雷达目标电磁特性分析及目标识别的 FDTD 算法^[7-11]和预测-校正法相结合,进行协同仿真计算。计算结果表明,应用该数值算法可以准确地求解 Maxwell-Bloch 方程,具有普适性,能够作为一种行之有效的研究自感应透明现象^[12](Self-induced transparency)的方法。

2 麦克斯韦-布洛赫方程的 FDTD 算法

在半经典框架下,考虑一维 Maxwell 方程,如下:

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

$$\begin{aligned} \partial_t E_x = & -\frac{1}{\varepsilon_0} \partial_z H_y - \frac{1}{\varepsilon_0} \partial_t P_x = \\ & -\frac{1}{\varepsilon_0} \partial_z H_y - \frac{N_{\text{atom}} \gamma}{\varepsilon_0 T_2} \rho_1 + \frac{N_{\text{atom}} \gamma \omega_0}{\varepsilon_0} \rho_2, \end{aligned} \quad (2)$$

描述二能级原子系统的布洛赫(Bloch)方程可描述为

$$\partial_t \rho_1 = -\frac{1}{T_2} \rho_1 + \omega_0 \rho_2, \quad (3)$$

$$\partial_t \rho_2 = -\omega_0 \rho_1 - \frac{1}{T_2} \rho_2 + 2 \frac{\gamma}{\hbar} E_x \rho_3, \quad (4)$$

$$\partial_t \rho_3 = -2 \frac{\gamma}{\hbar} E_x \rho_2 - \frac{1}{T_1} (\rho_3 - \rho_{30}), \quad (5)$$

由于公式(3)~(5)中的布洛赫量有指数衰减项的存在,会使得计算过程变得非常复杂。因此,可以先将指数衰减项通过下面的形式与布洛赫矢量分离,通过计算得到分离后的布洛赫矢量的数值,最终再通过逆过程求解。除此之外,为了进一步简便计算公式(5),还需要对该式作如公式(8)所示的修正。依照上述的方式,引入变量 $u_i(z, t)$:

$$\rho_1(z, t) = \exp[-t/T_2] u_1(z, t), \quad (6)$$

$$\rho_2(z, t) = \exp[-t/T_2] u_2(z, t), \quad (7)$$

$$\rho_3(z, t) = \rho_{30} + \exp[-t/T_1] u_3(z, t), \quad (8)$$

可得到如下电场和原子系统的耦合方程

$$\partial_t E_x = -\frac{1}{\varepsilon_0} \partial_z H_y - A u_1 + B u_2, \quad (9)$$

$$\partial_t u_1 = \omega_0 u_2, \quad (10)$$

$$\partial_t u_2 = -\omega_0 u_1 + C_+ E_x u_3 + D E_x, \quad (11)$$

$$\partial_t u_3 = -C_- E_x \rho_2, \quad (12)$$

其中与时间相关的系数定义如下

$$A(t) = \frac{N_{\text{atom}} \gamma}{\varepsilon_0 T_2} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right), \quad (13)$$

$$B(t) = \frac{N_{\text{atom}} \gamma \omega_0}{\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right), \quad (14)$$

$$C_+(t) = 2 \frac{\gamma}{\hbar} \exp\left[-t\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right], \quad (15)$$

$$C_-(t) = 2 \frac{\gamma}{\hbar} \exp\left[-t\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)\right], \quad (16)$$

$$D(t) = \frac{\rho_{30}}{T_1} \exp\left(\frac{t}{T_1}\right), \quad (17)$$

依照常规的 FDTD 差分格式对公式(13)~(17)中各个位置和时刻的场值点差分离散。其中,磁场方程需要在 $(n+1/2)\Delta t$ 时刻和 $(m+1/2)\Delta z$ 的空间位置求解,电场和布洛赫矢量与磁场方程相差半个时间步和空间网格,在 $n\Delta t$ 时刻和 $m\Delta z$ 网格点求解。离散后的 Maxwell-Bloch 方程如下。

Maxwell 方程对应的离散格式为:

$$\begin{aligned} H_y\left(m + \frac{1}{2}, n + \frac{1}{2}\right) = & H_y\left(m + \frac{1}{2}, n - \frac{1}{2}\right) - \\ & \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_x(m+1, n) - E_x(m+1, n)], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} E_x(m, n+1) = & E_x(m, n) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} [H_y\left(m + \frac{1}{2}, \right. \\ & \left. n + \frac{1}{2}\right) - H_y\left(m - \frac{1}{2}, n + \frac{1}{2}\right)] - \\ & A\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2} [u_1(m, n+1) + u_1(m, n)] + \end{aligned}$$

$$B\left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2} [u_2(m, n+1) + u_2(m, n)], \quad (19)$$

Bloch 方程对应的离散格式为

$$\begin{aligned} u_1(m, n+1) &= u_1(m, n) + \\ \Delta t \omega_0 \frac{1}{2} [&(u_2(m, n+1) + u_2(m, n))], \\ u_2(m, n+1) &= u_2(m, n) - \\ \Delta t \omega_0 \frac{1}{2} [&(u_1(m, n+1) + u_1(m, n))] + \\ \Delta t C_+ \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{2} [&E_x(m, n+1) + E_x(m, n)] \times \\ \left\{ \frac{1}{2} [u_3(m, n+1) + u_3(m, n)] + D\left(n + \frac{1}{2}\right) \right\}, \\ u_3(m, n+1) &= u_3(m, n) - \Delta t C_- \left(n + \frac{1}{2}\right) \times \\ \left\{ \frac{1}{2} [E_x(m, n+1)] + E_x(m, n) \right\} \times \\ \frac{1}{2} [u_2(m, n+1) + u_2(m, n)], \quad (20) \end{aligned}$$

离散后的 Maxwell-Bloch 方程中, 公式 (19) 和 (20) 由于等式右端不仅存在当前时刻的场值, 同样存在下一时刻的场值, 因此需要按照下面的格式进行预测-修正:

$$U_i^{\text{new}} = U_i^{\text{old}} + \Delta t F_i(\mathbf{U}^{\text{old}}, \mathbf{U}^{\text{new}}) \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (21)$$

式中, U_i 分别表示 $U_1 = E_x$ 、 $U_2 = u_1$ 、 $U_3 = u_2$ 和 $U_4 = u_3$, 函数 F_i 表示待求解的 Maxwell-Bloch 方程, 经过数次的预测-校正, 结合分离的布洛赫量进行逆运算, 求得 u_1 、 u_2 和 u_3 的值。

3 超短脉冲与二能级原子系统的相互作用

利用上一节所构建的关于 Maxwell-Bloch 方程的求解方法, 求解分析超短脉冲在二能级原子系统中的传播情况。用于仿真的激励源为调制的双曲正割脉冲^[13]:

$$E_x(z, t) = E_x^{\%}(z, t) \sin(\omega t), \quad (22)$$

脉冲包络为

$$E_x^{\%}(z, t) = E_0 \operatorname{sech}[(t - z/v)/\tau_p], \quad (23)$$

下面为包络的脉冲面积的定义(脉冲的面积为脉冲包络在所有时刻的积分):

$$A_{\text{pulse}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma}{h} E_x^{\%}(t') dt' =$$

$$\frac{\gamma E_0}{h} \tau_p \pi, \quad (24)$$

其大小为 2π 的整数倍。式中, 普朗克常数 $\hbar = h/(2\pi) = 1.0546 \times 10^{-34}$, γ 表示电偶极矩。由面积定理中关于自感应透明现象的描述可知, 2π 脉冲可以在一个拉比周期 $T_{\text{Rabt}} = 2\pi/\omega_{\text{Rabt}}$ 内维持激发脉冲形状不变^[14]。脉冲包络面积 A_{pulse} 改写成如下形式:

$$\frac{A_{\text{pulse}}}{2\pi} = \frac{\gamma E_0}{2\hbar} \tau_p = \frac{\omega_{\text{Rabt}} \tau_p}{2}, \quad (25)$$

脉冲在初始时刻的值设置为

$$E_x(z=0, t) = E_0 \operatorname{sech}(10\Gamma) \sin(\omega, t), \quad (26)$$

其中, $\Gamma = [t - (T_p/2)]/(T_p/2)$ 。设载波频率与原子跃迁频率一样, $\omega = \omega_0 = 2\pi f_0$, $f_0 = 2.0 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ 。脉宽设定为 $T_p = 20T_0 = 20/f_0 = 100.0 \text{ fs}$, 耦合系数 $\gamma = 1.0 \times 10^{-29}$ 。因此, 选定脉冲的振幅为

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{\hbar A_{\text{pulse}}}{\gamma \tau_p \pi} \frac{1}{\arctan(\sinh u) \Big|_{-10}^{+10}} = \\ &= \frac{2\hbar f_0}{0.999942\gamma \pi} \frac{A_{\text{pulse}}}{2\pi} = \\ &= 4.2186 \times 10^9 \frac{A_{\text{pulse}}}{2\pi}, \quad (27) \end{aligned}$$

当脉冲面积为 2π 时, 电场振幅为 4.2186×10^9 。

仿真区域两端均为自由空间各 $7.5 \mu\text{m}$ 宽, 中间部分为二能级原子介质长度为 $135.0 \mu\text{m}$, Yee 元胞数总计为 20 000, 原子数目为 $N_{\text{atoms}} = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 。FDTD 网格大小为 $\Delta z = \lambda_0/200 = 7.5 \text{ nm}$, 时间间隔 $\Delta t = 0.5 \times \Delta z/2 = 1.25 \times 10^{-17} \text{ s}$ 。研究系统的瞬间相干作用需要满足条件 $T_1, T_2 \gg T_p$, 故设 $T_1 = T_2 = 1.0 \times 10^{-10}$ 。

如图 1 所示为 $t = 200.0, 300.0, 400.0 \text{ fs}$ 3 个时刻的数值仿真结果。由图可见, 脉冲在传播过程中没有受到非线性原子介质的影响而产生形变, 无损耗地穿过原子介质区域。这与光吸收的比尔定律(Beer's Law)的推广, 即面积定理所描述的一致^[14-15]。

图 2 描述了 2π 脉冲在 $t = 187.5 \text{ fs}$ 时刻的归一化电场和粒子布居差 ρ_3 。粒子初始时全部位于二能级系统的基态, 在 2π 脉冲的作用下, 全部跃迁到激发态, 之后又重新回到基态。这是由于在光脉冲峰值的前半段, 原子介质吸收了光脉冲的能量, 原子由基态跃迁到激发态; 而在光脉冲峰

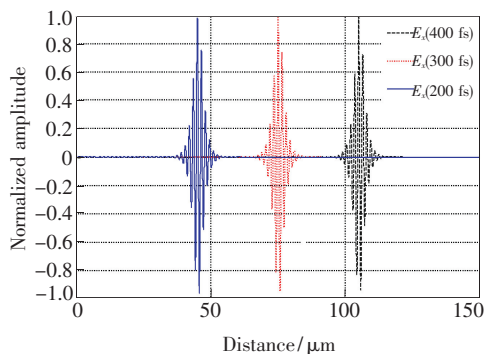


图 1 脉冲面积为 2π 的激励源在二能级原子系统中传播的自感应透明现象

Fig. 1 Self-induced transparency of the excitation source with 2π pulse area spreads in two-level atom system

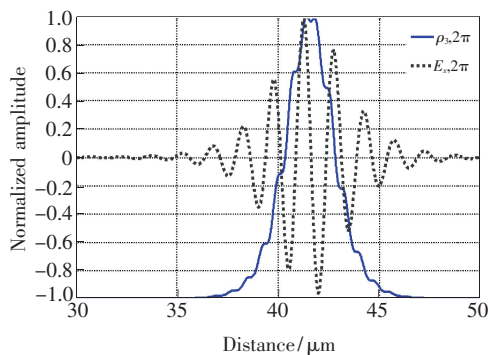


图 2 2π 脉冲在 $t = 187.5$ fs 时刻的归一化电场和粒子布居差 ρ_3

Fig. 2 Normalized electric field of 2π -pulse and the particle population ρ_3 at $t = 187.5$ fs

值的后半段,原子受激辐射出能量,并重新回到基态。而且如同面积定理所描述,光场的导数效应引起粒子数分布是振荡的。

图 3 为脉冲面积为 4π 时的归一化电场和粒子布居差 ρ_3 ,可以看出在基态和激发态之间出现

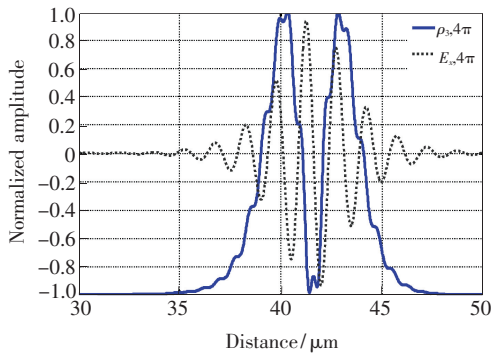


图 3 4π 脉冲在 $t = 187.5$ fs 时刻的归一化电场和粒子布居差 ρ_3

Fig. 3 Normalized electric field of 4π -pulse and the particle population ρ_3 at $t = 187.5$ fs

了两次完全对称的反转。图中激励源的电场振幅为 $E_0^{4\pi} = 2E_0^{2\pi} = 8.4372 \times 10^9$ 。

为了更清楚地观察脉冲作用下介质中粒子反转的情况,将使用如下的激励脉冲进行模拟

$$E_x(z = 0, t) = E_0 f(t), \quad (28)$$

时间信号如下

$$f(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ -4.201355x(1-x^2)^3 & 0 \leq t \leq T_p \\ 0 & t > T_p \end{cases} \quad (29)$$

其中 $x = (2T/T_p) - 1$, 该脉冲在所有位置的二阶导数均是连续的。为了准确找到该宽带宽脉冲的原子跃迁频率 f_0 , 总脉冲宽度设置为公式(22)中正弦曲线的一个周期的宽度, $T_p = 5.0$ fs, 频谱的最大值出现在 f_0 处。该脉冲通过二能级原子介质时仅有微小的变化, 但是这对原子的状态却有着较大的影响。原因在于公式(28)中脉冲持续时间较短为 $T_p = 5.0$ fs, 长度约为 $1.5 \mu\text{m}$, 该脉冲的仿真区域只需要设置成 $N_{\text{cells}} = 2000$ (或者长度为 $15.0 \mu\text{m}$)。图 4 所示为 $t = 12.5$ fs 时刻脉冲振幅为 $E_0 = 8.205 \times 10^9$ 的短脉冲仿真结果, 图中为归一化电场幅度和粒子分布差 ρ_3 。

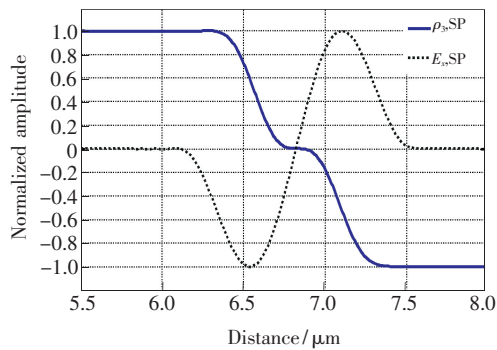


图 4 $t = 12.5$ fs 时刻超短脉冲 ($E_0 = 8.205 \times 10^9$) 与二能级原子介质的相互作用

Fig. 4 Interaction of ultrashort pulses ($E_0 = 8.205 \times 10^9$) with two-level atomic media at $t = 12.5$ fs

而当增大激发脉冲的幅度时,依然能够有类似于脉冲面积为 4π 时上下能级粒子发生两次反转的现象。图 5 描述了脉冲振幅为 $E_0 = 2.272 \times 10^{10}$ 时的归一化电场和粒子分布差,虽然粒子依然发生两次对称的反转过程,但是每次仅翻转了大约 70% 的粒子。

单脉冲情况的仿真结果表明,如果有足够的时间,则可以提供多次的粒子反转。首先,脉冲激

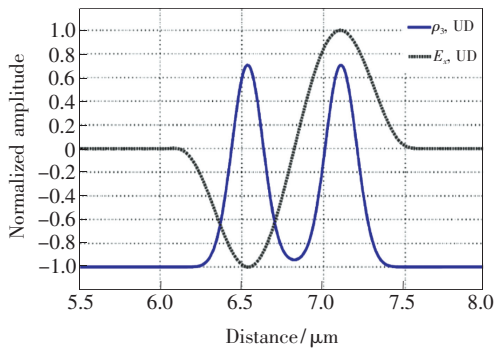


图5 $t = 12.5$ fs 时刻超短脉冲($E_0 = 2.272 \times 10^{10}$)与二能级原子介质的相互作用

Fig.5 Interaction of ultrashort pulses ($E_0 = 2.272 \times 10^{10}$) with two-level atomic media at $t = 12.5$ fs

发原子介质实现第一次粒子反转,经过一段时间的延迟后,脉冲以相同的形式激发介质实现下一次的粒子反转。图6所描绘的传播过程中激励脉冲形式为

$$E_x(z = 0, t) = E_0[f(t) + \alpha f(t - mT_p)], \quad (30)$$

其中, $\alpha = 0.96, m = 3$ 。

为了适应更长的脉冲持续时间,仿真区域增加到 $N_{\text{cells}} = 5000$,激励脉冲振幅为 $E_0 = 8.235 \times 10^9$ 。从图6中可以看出,第一段脉冲完全反转了二能级原子介质中的粒子,之后在第二段脉冲的作用下完全退激发这一过程。但是,第二段脉冲(图6的左端)的幅度略低于初始的脉冲幅度,这是由于仍然有部分能量存在于二能级介质的上下能级所引起的,它们在 f_0 处以极小的幅度振荡。以上实验说明,使用不同的脉冲序列能够控制原

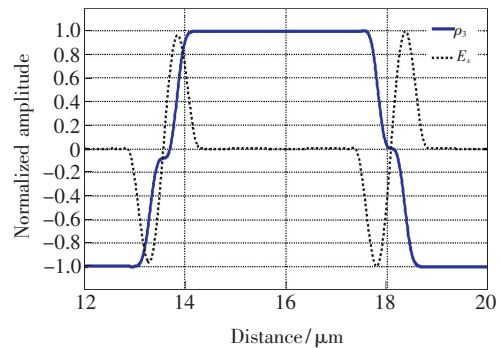


图6 $t = 62.5$ fs 时刻超短脉冲(激励源的形式为公式(30))与二能级原子介质的相互作用

Fig.6 Ultrashort pulse(excitation source is in the form of (30)) interacts with two-level atom medium at $t = 62.5$ fs

子介质的最终状态。

4 结 论

Maxwell-Bloch 方程作为激光物理的核心,在通过解析法对其进行求解时,并不能很好地反映出光场与非线性介质作用时的全部性质。因此,本文没有采用传统方式对该作用采用部分近似处理(如旋转波近似和慢变包络近似等),而是借助于 FDTD 算法和预测-校正法相结合的方式计算该耦合方程,数值模拟了超短脉冲与二能级原子系统的相互作用,验证了面积定理所描述的关于光场与原子系统相互作用的规律。研究结果表明光场会对该原子系统的粒子布居产生重大的影响,基于此构建出能够完全反转原子系统上下能级粒子布居的脉冲信号。相关结果可应用于目标电磁特性分析及目标检测中。

参 考 文 献:

- [1] 李儒新,程亚,冷雨欣,等. 超快光学与超强激光技术前沿研究 [J]. 中国科学:信息科学, 2016,46(9):1236-1254. LI R X, CHENG Y, LENG Y X, et al. Frontiers in ultrafast optics and ultra-intense laser technology [J]. Sci. Chin. Inform. Sci., 2016,46(9):1236-1254. (in Chinese)
- [2] NOVITSKY D V. Ultrashort pulses in an inhomogeneously broadened two-level medium; soliton formation and inelastic collisions [J]. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2014,47(9):095401-1-13.
- [3] WEINER A. Ultrafast Optics Volume 72 [M]. New York: John Wiley & Sons, 2011.
- [4] STROGATZ S H. Nonlinear Dynamics and Chaos: with Applications to Physics, Biology, Chemistry, and Engineering [M]. Massachusetts: Westview Press, 2014.
- [5] LEBLOND H, MIHALACHE D. Models of few optical cycle solitons beyond the slowly varying envelope approximation [J]. Phys. Rep., 2013,523(2):61-126.
- [6] ALLEN L, EBERLY J H. Optical Resonance and Two-level Atoms [M]. New York: Courier Dover Publications, 1975.
- [7] YEE K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media [J]. IEEE

Trans. Antennas Propag., 1966,14(3):302-307.

- [8] 葛德彪,闫玉波. 电磁波时域有限差分方法 [M]. 2版. 西安:西安电子科技大学出版社, 2005.
GE D B, YAN Y B. *Finite-difference Time-domain Method for Electromagnetic Waves* [M]. 2nd ed. Xi'an:Xi'an University of Electronic Science and Technology Press, 2005. (in Chinese)
- [9] 谢国大,黄志祥,王丽华,等. 基于时域有限差分算法改进卷积完全匹配层的稳定性 [J]. 光子学报, 2017,46(8):0826001-1-6.
XIE G D, HUANG Z X, WANG L H, *et al.*. Improvement of the stability of convolutional perfect matched layer based on finite difference time-domain algorithm [J]. *Acta Photon. Sinica*, 2017,46(8):0826001-1-6. (in Chinese)
- [10] GOORJIAN P M, TAFLOVE A, JOSEPH R M, *et al.*. Computational modeling of femtosecond optical solitons from Maxwell's equations [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992,28(10):2416-2422.
- [11] FUJII M, TAHARA M, SAKAGAMI I, *et al.*. High-order FDTD and auxiliary differential equation formulation of optical pulse propagation in 2-D Kerr and Raman nonlinear dispersive media [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004,40(2):175-182.
- [12] NEWELL A. *Nonlinear Optics* [M]. Boca Raton: CRC Press, 2018.
- [13] ZIOLKOWSKI R W, ARNOLD J M, GOGNY D M. Ultrafast pulse interactions with two-level atoms [J]. *Phys. Rev. A*, 1995,52(4):3082-3094.
- [14] 李福利. 高等激光物理学 [M]. 合肥:中国科学技术大学出版社, 1992.
LI F L. *Advanced Laser Physics* [M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1992. (in Chinese)
- [15] 谭维翰. 量子光学导论 [M]. 北京:科学出版社, 2009.
TAN W H. *Introduction to Quantum Optics* [M]. Beijing: Science Press, 2009. (in Chinese)



孙龙(1980-),男,安徽安庆人,硕士,高级工程师,2005年于安徽大学获得硕士学位,主要从事新体制雷达系统技术、遥感军事民用技术、目标特性与目标识别的研究。
E-mail: sl99goal@163.com



吴博(1983-),男,安徽合肥人,博士,副教授,2013年于安徽大学获得博士学位,主要从事光波段新型人工电磁媒质时域仿真算法及其应用的研究。
E-mail: 270403@qq.com