

超短强激光脉冲大气传输效应建模

强希文¹,刘晶儒²

(1.新疆马兰 63650 部队,新疆 马兰 841700;2.西北核技术研究所,陕西 西安 710024)

摘要:超短脉冲强激光大气传输在光学遥感、电子对抗以及人工放电等方面具有重要的应用,对超短脉冲强激光在大气中的传输进行了理论分析,对超短脉冲强激光大气传输中各种线性效应及非线性效应,诸如色散效应、非线性自聚焦效应、受激拉曼散射效应、多光子电离及隧道电离效应、电离引起的能量损耗效应、相对论聚焦、有质动力激发的等离子体尾波场等效应进行了讨论,给出了一组描述超短脉冲强激光大气传输的三维非线性传输方程,为此类问题的进一步研究提供了理论基础。

关键词:非线性光学; 大气光学; 超短脉冲; 强激光; 大气传输; 非线性效应

中图分类号: TN24 **文献标识码:** A **文章编号:** 1007-2276(2005)03-0306-04

Modeling on ultrashort intense laser pulses propagation in the atmosphere

QIANG Xi-wen¹, LIU Jing-ru²

(1.63650 Unit of PLA, Malan 841700, China; 2. Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

Abstract: The propagation of ultrashort, intense laser pulses in the atmosphere have many important applications in the fields such as remote sensing, electronic countermeasures, and induced electric discharges. It has been theoretically analyzed. The linear and nonlinear effects, such as dispersion, nonlinear self-focusing, stimulated Raman scattering, multiphoton and tunneling ionization, pulse energy depletion due to ionization, relativistic focusing, and ponderomotively excited plasma wakefields, are discussed. A set of equations describing ultrashort, intense laser pulses propagation in the atmosphere is given, and the equations provide a basis for the future study.

Key words: Nonlinear optics; Atmospheric optics; Ultrashort pulses; Intense laser pulses; Atmospheric propagation; Nonlinear effects

0 引言

迄今为止,已经有许多实验验证了可以利用超短强激光脉冲($\tau \sim 100$ fs, $I > 10^{13}$ W/cm²)实现激光的远距离大气传输,同时超短强激光脉冲大气传输时出现的

大气击穿、成丝以及产生的白光也在实验中得到了验证^[1-3]。利用超短脉冲强激光使得远距离处的大气局域电离,其所产生的紫外辐射可以为大气成分主动荧光光谱学研究提供光源,局域大气电离所产生的定向的高强度白光可使得高空的大气气溶胶产生后向散

收稿日期:2004-10-06; 修订日期:2004-12-10

作者简介:强希文(1967-),男,陕西西安人,副研究员,硕士,主要从事激光大气光学研究。

射^[3],从而可以作为遥感大气组分性质的一种十分有效的途径。这些实验结果表明超短脉冲强激光在大气中传输时产生的一些效应在遥感、电子对抗以及人工放电等方面有着重要的潜在应用。全面分析支配超短脉冲强激光在大气中传输的物理机制,对了解与其潜在应用有着重要的作用。

1 超短强激光脉冲大气传输的物理机理

支配超短强激光脉冲在大气中传输的物理机制与长激光脉冲大气传输的物理机制完全不同。例如,与分子转动激发相联系的拉曼不稳定性,可以使长激光脉冲(>ns)分解,无法进行远距离传输^[4];但是,当激光脉冲的脉宽小于转动模式的特征周期(~ps)时,就无法使得激光脉冲分解,从而可以进行远距离的传输。理论与实验表明,大气的非线性折射率是激光脉冲脉宽的函数,即对于一个大约 100 fs 的激光脉冲,观察到的有效非线性折射率较长脉冲(>ps)小数倍^[1]。由于激光脉冲的光谱较宽,所以受到色散的影响更严重。这些效应最终导致超短脉冲强激光序列在大气中传输时,激光脉冲谱宽增加,对激光的吸收速率产生影响,由于热晕效应与大气吸收激光能量的关系密切,所以对热晕效应也产生影响。

超短强激光脉冲在大气中传输时,涉及到许多线性与非线性光学过程,包括色散效应、非线性自聚焦效应、受激拉曼散射效应、多光子及隧道电离效应、电离引起的能量损耗效应、相对论聚焦、有质动力激发的等离子体尾波场等效应。其中,在激光传输与等离子体成丝中,衍射效应、非线性自聚焦、电离以及等离子体散焦起着重要的作用^[1,4-6]。另外,非线性电子束缚效应、受激拉曼散射以及等离子体形成对谱展宽以及白光产生有着重要贡献^[7,8]。在超短强激光脉冲大气传输的物理模型中,须考虑衍射效应、群速度及高阶色散效应、大气分子的受激拉曼散射效应、光致电离、束缚电子的非线性效应、电离能量损耗以及激光脉冲在空间变化大气中的传输。

2 超短强激光脉冲大气传输的非线性方程组

在描述超短强激光脉冲大气传输的非线性方程组中,须包括衍射、色散、电离、电离引起的脉冲能量损耗、大气分子的受激拉曼散射、与束缚电子相关的

非线性效应、空气密度的空间不均匀性、等离子体尾波场以及相对论电子运动等效应。以下从描述电磁场传输的波动方程出发,给出描述超短强激光脉冲大气传输的三维非线性方程组。

2.1 波动方程

描述激光电场 $E(\mathbf{r}, t)$ 的波动方程为:

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = \vec{S}_L + \vec{S}_{NL} \quad (1)$$

式中 ∇_{\perp}^2 是横向 Laplace 算子; z 为传输方向; S_L 与 S_{NL} 分别表示线性源项与非线性源项。将激光电场 $E(x, y, z, t)$ 、线性源项 $S_L(x, y, z, t)$ 与非线性源项 $S_{NL}(x, y, z, t)$ 分别利用复振幅 $A(x, y, z, t)$ 、 $S_L(x, y, z, t)$ 与 $S_{NL}(x, y, z, t)$ 以及快变相位 $\Psi(z, t)$ 表示为:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp(i\Psi(z, t)) \vec{e}_x / 2 + c.c. \quad (2a)$$

$$\vec{S}_L(x, y, z, t) = S_L(x, y, z, t) \exp(i\Psi(z, t)) \vec{e}_x / 2 + c.c. \quad (2b)$$

$$\vec{S}_{NL}(x, y, z, t) = S_{NL}(x, y, z, t) \exp(i\Psi(z, t)) \vec{e}_x / 2 + c.c. \quad (2c)$$

式中 $\Psi(z, t) = k_0 z - \omega t$, k_0 为激光光波波数, ω 为激光光波频率; \vec{e}_x 为在偏振方向上的横向单位矢量; $c.c.$ 代表复共轭。将公式(2)给出的电场及源项的表示式代入公式(1)可得:

$$\left(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 - \frac{\omega_0^2}{c^2} + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} + 2i \frac{\omega_0}{z} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \times A(\vec{r}, t) = S_L + S_{NL} \quad (3)$$

其中快变相位因子已经从方程两边约去。尽管大气密度为空间变化的,但是由于从海平面直至真空线性折射率的最大变化小于 10^{-4} ,所以可认为波数为常数。

2.2 线性源项

线性源项的振幅可表示为:

$$S_L(\vec{r}, t) = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \sum_{l=0}^{\infty} i^l \alpha^l(\vec{r}) \omega_0^{-l} \frac{\partial^l A(\vec{r}, t)}{\partial t^l} \quad (4)$$

式中 $l=0, 1, 2, \dots$ 。公式(4)中的无量纲色散系数 $\alpha_l(\vec{r})$ 由下式给出:

$$\alpha_l = -\frac{\omega_0^{l-2}}{l!} \frac{\partial^l}{\partial \omega_0^l} \left[c^2 \beta^2(\omega_0) - \omega_0^2 \right] \quad (5)$$

式中 $\beta(\omega) = (\omega/c) [1 + 4\pi \hat{\chi}_L(\omega)]^{1/2} = (\omega/c) n_0(\omega)$, $\chi_L(\omega)$ 为束缚电子的线性极化率, $n_0(\omega)$ 为折射率。

2.3 非线性源项

非线性源项的振幅是由于许多效应所致,可写为:

$$S_{NL}(\vec{r}, t) = S_{\text{bound}} + S_{\text{Raman}} + S_{\text{plasma}} + S_{\text{wake}} + S_{\text{rel}} + S_{\text{ion}} \quad (6)$$

式中 $S_{\text{bound}}, S_{\text{Raman}}, S_{\text{plasma}}, S_{\text{wake}}, S_{\text{rel}}, S_{\text{ion}}$ 分别为不同的效应对非线性源项所产生的贡献,以下对各项加以说明。其中束缚电子的非线性贡献,即 Kerr 效应,由下式给出:

$$S_{\text{bound}}(\vec{r}, t) = \frac{\omega_0^2 n_0 n_2}{4\pi c} |A(\vec{r}, t)|^2 A(\vec{r}, t) \quad (7)$$

式中 n_2 为电子对非线性折射率的贡献,这种非线性折射率定义了非线性自聚焦功率^[9-12] $P_{\text{NL}} = \lambda_0^2 / (2\pi n_0 n_2)$ 。

由于分子受激拉曼散射导致的非线性源项为:

$$S_{\text{Raman}}(\vec{r}, t) = -4\pi \frac{\omega_0^2}{c} \chi_L Q(t) A(\vec{r}, t) \quad (8)$$

式中 χ_L 为线性极化率; $Q(t)$ 为无量纲拉曼振荡函数。

等离子体源项为:

$$S_{\text{plasma}}(\vec{r}, t) = \frac{\omega_p^2(\vec{r}, t)}{c^2} \left(1 - i \frac{\nu_e}{\omega_0} \right) A(\vec{r}, t) \quad (9)$$

式中 $\omega_p(\vec{r}, t) = [4\pi q^2 n_e(\vec{r}, t) / m]^{1/2}$ 为等离子体频率, n_e 为电离产生的等离子体密度, ν_e 为电子-中性分子碰撞频率。电离导致位于激光传输轴上的等离子体区,该等离子体区导致该区域局域折射率减小,使得激光脉冲散焦。正比于电子碰撞频率的项引起激光能量的碰撞吸收,即逆韧致吸收。

源项 S_{wake} 是由于可能产生的等离子体波所致,由下式给出:

$$S_{\text{wake}}(\vec{r}, t) = \frac{\omega_p^2(\vec{r}, t)}{c^2} \frac{\delta n_e}{n_e} A(\vec{r}, t) \quad (10)$$

式中 δn_e 为由激光脉冲有质动力驱动的等离子体密度扰动,即等离子体尾波场^[13]。它由电场方程与高斯方程确定,导致等离子体频率处对等离子体脉动的调制。

源项 S_{rel} 是由于激光场中等离子体电子振荡导致的相对论性效应所致,由下式给出:

$$S_{\text{rel}}(\vec{r}, t) = -\frac{\omega_p^2(\vec{r}, t)}{4c^2} \left(\frac{q |A(\vec{r}, t)|^2}{mc \omega_0} \right) A(\vec{r}, t) \quad (11)$$

该相对论源项定义了由于等离子体引起聚焦的自聚焦临界功率^[11]。 $P_{\text{plasma}} = 2c(q/r_e)2n_0(\omega_0/\omega_p)^2$, 其中 $r_e = q^2/mc^2$ 为经典电子半径。总的非线性自聚焦功率为 $P_{\text{NL}} P_{\text{plasma}} / (P_{\text{NL}} + P_{\text{plasma}})$, 它由 P_{NL} 与 P_{plasma} 二项的贡献一起给出,典型情况下 $P_{\text{plasma}} \gg P_{\text{NL}}$, 所以非线性自聚焦功率等于 P_{NL} , 由束缚电子决定。

最后,由于电离导致的激光能量损耗项 S_{ion} 由下式给出:

$$S_{\text{ion}}(\vec{r}, t) = -8\pi i k_0 \frac{U_{\text{ion}}}{c} \frac{\delta n_e}{\delta t} A(\vec{r}, t) \quad (12)$$

式中 U_{ion} 为特征电子能量,例如,对于 O_2 为 12.1 eV, 而对于 N_2 为 15.6 eV。

2.4 三维非线性传输方程

将方程组(4)~(12)代入方程(3)中可给出下列激光包络的非线性传输方程:

$$\begin{aligned} & \left(\nabla_{\perp}^2 + \Delta K^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(1 - i \frac{\nu_e}{\omega_0} \right) + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2i \frac{\omega_0}{c} \times \right. \\ & \left. \left(1 - \frac{\alpha_1}{2} \right) \frac{\partial}{\partial ct} - (1 - \alpha_2) \frac{\partial^2}{\partial c^2 t^2} + ia_3 \frac{c}{\omega_0} \frac{\partial^3}{\partial c^3 t^3} \right) A(\vec{r}, t) = \\ & - \left\{ \frac{\omega_0^2 n_0 n_2}{4\pi c} |A|^2 + \frac{q^2}{4m c^2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0} |A|^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\delta n_e}{n_e} - \right. \\ & \left. 8\pi i k_0 U_{\text{ion}} \frac{\delta n_e}{\partial ct} + 4\pi \frac{\omega_0^2}{c} \chi_L Q(t) \right\} A(\vec{r}, t) \quad (13) \end{aligned}$$

其中在方程(4)的求和中已经利用了 $l \leq 3$, $\Delta K = (1 - \alpha_0) \omega_0^2 / c^2 - k_0^2$ 。

对自变量 z, t 进行变换,将其变换为 z, τ , 其中 $\tau = t - z/v_g$, 令 v_g 等于激光脉冲的线性群速度。根据新变量,对导数可进行以下变换: $\partial/\partial t \rightarrow \partial/\partial \tau$, $\partial/\partial z \rightarrow \partial/\partial z - v_g^{-1} \partial/\partial \tau$ 。利用这些变换,方程(13)可写为:

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + \Delta K^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(1 - i \frac{v_e}{\omega_0} \right) + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} - \frac{2}{\beta_g} \frac{\partial^2}{\partial z \partial ct} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2i \frac{\Delta \Omega}{c} \frac{\partial}{\partial ct} - \left(1 - \beta_g^{-2} - \alpha_2 \right) \frac{\partial^2}{\partial c^2 t^2} + i\alpha_3 \frac{c}{\omega_0} \frac{\partial^3}{\partial c^3 t^3} \right] \times A(x, y, z, \tau) = - \left(\frac{\omega_0^2 n_0 n_2}{4\pi c} |A|^2 + \frac{q^2}{4m^2 c^4} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} |A|^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\delta n_e}{n_e} - 8\pi i k_0 U_{ion} \frac{\partial n_e}{\partial ct} + 4\pi \frac{\omega_0^2}{c^2} \chi_L Q(t) \right) A(x, y, z, \tau) \quad (14)$$

式中 $\Delta \Omega = (1 - \alpha_1/2)\omega_0 - \beta_g^{-1}ck_0$, $\beta_g = v_g/c$ 。

可以对方程(14)中的波数 k_0 及群速度 v_g 进行选择,使传输方程的形式最简单。选择 $\Delta K=0$ 及 $\Delta \Omega=0$, 分别定义激光光波波数与线性群速度为 $k_0=(1-\alpha_0)^{-1/2}\omega_0/c=n_0\omega_0/c$, $v_g=cn_0/(1-\alpha_1)=c/(n_0+\omega_0\partial n_0/\partial \omega_0)$, 取 $\Delta K=\Delta \Omega=0$, 则传输方程简化为:

$$\left[\nabla_{\perp}^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(1 - i \frac{v_e}{\omega_0} \right) + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} - \frac{2}{\beta_g} \frac{\partial^2}{\partial z \partial ct} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - c^2 k_0 \beta_g^2 \frac{\partial^2}{\partial c^2 \tau^2} + i\alpha_3 \frac{c}{\omega_0} \frac{\partial^3}{\partial c^3 \tau^3} \right] A(x, y, z, \tau) = - \left(\frac{\omega_0^2 n_0 n_2}{4\pi c} |A|^2 + \frac{q^2}{4m^2 c^4} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} |A|^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\delta n_e}{n_e} - 8\pi i k_0 \frac{U_{ion}}{|A|^2} \frac{\partial n}{\partial c\tau} + 4\pi \frac{\omega_0^2}{c^2} \chi_L Q(t) \right) A(x, y, z, \tau) \quad (15)$$

方程(15)描述激光场复振幅 $A(x, y, z, \tau)$ 的三维演化过程。在求解超短强激光脉冲大气传输问题时, 还须增加大气介质对激光响应的方程组。利用三维直角坐标系, 在坐标系 (x, y, τ) 中可以对非对称形状的激光脉冲与激光成丝建模, 从而对方程(15)以及描述介质响应的方程所构成的方程组进行数值求解。

3 结论

本文对超短强激光脉冲在大气中传输的物理过程进行了分析,对超短脉冲强激光大气传输中的各种线性效应及非线性效应进行了讨论,给出了一组描述超短脉冲强激光大气传输的三维非线性传输方程,该方程包括色散效应、非线性自聚焦、受激分子拉曼散射、多光子电离与隧道效应、电离引起的脉冲能量损耗、大气非均匀性、相对论聚焦以及等离子体尾波场

产生。利用该非线性方程以及描述大气介质对激光场响应的方程组,可以对超短强激光脉冲在大气中传输的许多物理现象进行分析,诸如啁啾激光脉冲的压缩与聚焦、激光成丝以及白光产生,对超短强激光脉冲在大气组分遥感、电子对抗、超谱成像、差分吸收光谱学以及大气放电等潜在的应用具有参考价值。

参考文献:

- [1] Kosareva O G, Kandidov V P, Brodeur A, et al. Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air[J]. *Opt Lett*, 1997, 22: 1332-1334.
- [2] Woste L, Wedekind C, Wille H, et al. Femtosecond atmospheric lamp[J]. *Laser Optoelektronik*, 1997, 29: 51-53.
- [3] Braun A, Korn G, Liu X, et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air[J]. *Opt Lett*, 1995, 20: 73-75.
- [4] Henesian M, Swift C D, Murray J R. Stimulated rotational Raman scattering in nitrogen in long air paths[J]. *Opt Lett*, 1985, 10: 565-567.
- [5] Fontaine B La, Vidal F, Jiang Z, et al. Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air[J]. *Phys*, 1999, Plasma 6: 1615-1621.
- [6] Tzortzaks S, Berge L, Couairon A, et al. Breakup and fusion of self-guided femtosecond light pulses in air[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 5470-5473.
- [7] Kasparian J, Sauerbrey R, Mondelain D, et al. Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere[J]. *Opt Lett*, 2000, 25: 1397-1399.
- [8] Yu J, Mondelain D, Ange G, et al. Backward supercontinuum emission from a filament generated by ultrashort laser pulses in air[J]. *Opt Lett*, 2001, 26: 533-535.
- [9] Shen Y R. *The Principles of Nonlinear Optics*[M]. New York: Wiley, 1984.
- [10] Boyd R W. *Nonlinear Optics*[M]. San Diego: Academic Press, 1992.
- [11] Sprangle P, Esarey E, Hafizi B. Intense laser pulse propagation and stability in partially stripped plasmas[J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 1046-1049.
- [12] Sprangle P, Esarey E, Hafizi B. Propagation and stability of intense laser pulses in partially stripped plasmas[J]. *Phys Rev*, 1997, E56: 5894-5907.
- [13] Sprangle P, Esarey E, Ting A. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas[J]. *Phys Rev*, 1990, A41: 4463-4469.