

文章编号: 0253-2239(2010)11-3264-06

透明介质中强聚焦激光感应等离子体参数控制研究

郑建刚^{1,2} V. T. Platonenko² Yu. M. Mikhailova^{2,3} 张雄军¹

李明中¹ 段文涛¹ 蒋新颖¹ 吴登生¹ 田晓琳¹

¹中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

²Faculty of Physics and International Laser Center, Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

³General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia

摘要 利用广义非线性薛定谔方程,研究了聚焦激光通过透明介质时,感应等离子体的位置、大小及其同激光参数的关系。计算发现:对于给定衍射长度的激光波包,感应等离子体浓度最大值随入射激光功率的增加而趋于一恒定值,感应等离子体区域的大小随着入射激光波包功率的增加而变长、变粗;对于给定功率的激光波包,感应等离子体浓度随着入射激光波包的衍射长度的增加而减少;对于不同衍射长度的激光波包,随着激光功率的增加,感应等离子体向不同方向发展。计算得到的等离子体的位置和形状的变化同 Gordienko 等的实验结果非常吻合。该研究有助于理解感应等离子体在介质中的形成过程,推动其在激光加工中的应用。

关键词 非线性光学;透明介质;聚焦激光波包;非线性薛定谔方程;等离子体

中图分类号 O536 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103011.3264

Research on Parameters of Focused Laser Packet-Induced Plasma in Transparent Materials

Zheng Jiangang^{1,2} V. T. Platonenko² Yu. M. Mikhailova^{2,3} Zhang Xiongjun¹

Li Mingzhong¹ Duan Wentao¹ Jiang Xinying¹ Wu Dengsheng¹ Tian Xiaolin¹

¹Laser Fusion Center of China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

²Faculty of Physics and International Laser Center, Moscow State University, Moscow 119992, Russia

³General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow 119991, Russia

Abstract Using the generalized nonlinear Schrödinger equation, the relation between the laser parameters and the place, size of the plasma induced by a focused laser packet in transparent materials have been simulated. Calculation shows that: the ultimate density of the induced plasma trends towards a constant for a given diffraction length of the laser packet, and the region of the induced plasma becomes larger and longer with the increase of the laser power; for a given power laser packet the density of the induced plasma decreases with the increase of the diffraction length of the laser packet; for laser packets with different diffraction length the region of induced plasma extends to different direction with the increase of the laser power, which is consistent with the experimental results by Gordienko et al. . This study may be beneficial to understand the formation of the induced plasma in materials and push forward its application in laser processing.

Key words nonlinear optics; transparent material; focused laser packet; nonlinear Schrödinger equation; plasma

1 引 言

强聚焦兆瓦飞秒光波包在透明介质中的传播常

伴随着大量的非线性效应。这些非线性效应会导致激光波包在空间、时间和光谱上发生变化^[1,2],同

收稿日期: 2009-09-01; 收到修改稿日期: 2010-03-19

基金项目: 俄罗斯联邦基础研究基金(05-02-17627, 06-02-08039)资助课题。

作者简介: 郑建刚(1974—),男,博士,副研究员,主要从事高功率固体激光技术、非线性光学方面的研究。

E-mail: zjg8861@gmail.com

时,也会引起介质的光学参数改变^[3,4]。在不同的情况下,这些非线性效应会导致超连续谱的产生^[5,6]、材料微形变的形成^[7~9]以及介质中三维结构的形成^[10]等。在一定的条件下,借助于这些非线性效应,在透射光波包中还可以获得比入射光波包短得多的脉冲^[11]。

近年来,聚焦飞秒光波包在透明浓缩介质中产生的非线性过程得到了广泛的研究。一个潜在的应用前景就是快而准确的在介质中形成微结构^[9,12],当然这种过程的实验研究是比较困难的。然而,可以实验研究透过样本的激光波包能量、脉冲形状和光谱,实验分析激光波包通过样本后在样本中形成的残余改变^[13]。理论上,非线性介质中传输的聚焦光波包的空间和时间变化通常借助于求解非线性薛定谔方程来获得^[14],本文借助于非线性薛定谔方程,研究了在聚焦激光波包传输过程中,介质中感应等离子体的变化及其同入射激光波包的关系。

在激光功率几倍于自聚焦临界功率的情况下,强聚焦激光波包能量的再分布是一个非绝热过程,在介质中不会引起等离子体丝,而是在预聚焦区域形成介质材料爆炸式电离;同时,由于材料对光能量的吸收和电离形成的等离子体对激光能量的散射,介质中的激光强度也受到限制。在这个区域的等离子体浓度可能接近于介质中等离子体的临界浓度,足以引起介质的永久性破坏。但是,通常这个强电离区域是比较小的。在这个区域激光波包的相位畸变导致激光束发散度的增加,并引起其光谱的加宽。

本文数值模拟了强聚焦飞秒光波包在透明介质中引起的介质电离的形成过程,研究了等离子体的位置、深度以及等离子体的变化同激光束聚焦参数和激光束光强的关系,并对 KDP 晶体和水中计算得到的等离子体位置和形状的变化同 Gordienko 等^[15]的实验结果进行了比较。

2 物理描述

光波包的传输可借助于求解标量旁轴近似的非线性薛定谔方程来分析。标量旁轴近似的非线性薛定谔方程形式如下:

$$2ik\left(1 + \frac{i}{kV} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \frac{\partial}{\partial z} A = \int \left[\left(k + \frac{\Omega}{V}\right)^2 - \nabla_{\perp}^2 - n_0(\omega + \Omega) \frac{(\omega + \Omega)^2}{c^2} \right] A_{\Omega} e^{-i\Omega \tau} d\Omega - i\omega \frac{4\pi}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) j_a, \quad (1)$$

式中 e 为电子电量, A 为电场 $E = Ae^{i(kz - \omega t)} + c. c.$ 的

复振幅; A_{Ω} 为电场振幅 A 的傅里叶变换; ω 为激光中心频率; $n_0(\omega)$ 为材料在频率为 ω 时的线性折射率; $k = n_0(\omega)/c$ 为波数, V 为光的群速度, $\tau = t - z/V$, 其中 t, z 是实验室坐标下的时间和纵向坐标。 j_a 为非线性电流密度 $j_{nl} = j_a e^{i(kz - \omega t)} + c. c.$ 的振幅,其可以写成如下形式:

$$j_a = j_e + j_{n2} + j_f, \quad (2)$$

式中 j_e 为自由载流子电流密度。根据德鲁德(Drude)模型,其可以写成

$$j_e = i \frac{N_e e^2}{\mu(\omega - i\nu)} A, \quad (3)$$

式中 N_e 为自由载流子浓度, μ 为电子空穴对的约化质量,对于熔石英、KDP 晶体其约等于 $0.6 m_e$ ^[16], m_e 为自由电子质量。 ν 为载流子弹性碰撞频率,根据不同文献^[16~18]其值在 $10^{13} - 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (在电子浓度为 $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时,对于熔石英, Sun 等^[19]获得的载流子弹性碰撞频率为 $5.9 \times 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ 。载流子弹性碰撞频率增加或者减少两三倍,计算结果不会发生明显的变化)。

j_{n2} 为非线性折射率项的电流密度,其由下式计算:

$$j_{n2} = -i \frac{\omega}{2\pi} n_0 n_2 A \times \left\{ (1 - f_R) I + f_R \int_0^{\infty} R(\tau) I(t - \tau) d\tau \right\}, \quad (4)$$

式中 n_2 为非线性折射率系数, I 为光强, $f_R = 0.18$ 为拉曼响应引起的非线性折射率变化延时系数。非线性延时响应

$$R(\tau) = \frac{t_1^2 + t_2^2}{t_1^2 t_2} e^{-\tau/t_1} \sin(\tau/t_2), \quad (5)$$

式中 $t_1 = 32 \text{ fs}$, $t_2 = 12.5 \text{ fs}$ ^[20]。 j_f 描述与场电离相联系的光吸收,由能量守恒定律有

$$j_f = \frac{cn_0}{4\pi} \frac{\omega_f U}{I}, \quad (6)$$

式中 U 为电离能, ω_f 为场电离速率 ($\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$),其可以有 Keldysh 公式计算^[21]。自由载流子浓度可以由速率方程 $N_e = \omega_f - (\omega_a - 1/\tau_d) N_e$ 计算,式中 $\omega_a = \sigma I/U$ 为碰撞电离率, τ_d 为电子在栅格缺陷中的复合时间^[22]。 σ 为碰撞截面,计算为

$$\sigma = \frac{\nu}{cn_0} \frac{4\pi e^2}{\mu(\omega^2 + \nu^2)}. \quad (7)$$

(1)式可以借助于傅里叶分解方法求解^[14]。

3 计算结果

计算光路如图 1 所示,光波包沿 z 方向由透镜

聚焦到介质内部,通过改变透镜(焦距)来改变激光波包的衍射长度(z_d)。对激光衍射长度和功率的选择,必须使得在介质中激光波包只聚焦一次,激光在介质中感应电离在较小的有限区域,而不是在介质中形成等离子体丝。计算中,输入激光波包在时间上具有超高斯包络,在空间上是一个高斯分布,脉冲长度约为 60 fs,真空中的中心波长 $\lambda_0 = 0.78 \mu\text{m}$ 。针对不同的激光波包衍射长度,改变输入激光的功率(光强),来研究在介质中感应的等离子体区域的变化情况。

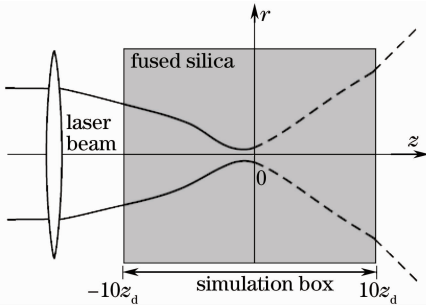


图 1 计算光路图

Fig. 1 Light-path diagram for calculation

针对几种不同的介质进行了计算,几种介质的特征参数如表 1 所示。

表 1 计算中用到的几种材料的特征参数

Table 1 Characteristic parameters of materials for calculation

	$n_2 / (10^{-16} \text{ s}^2 / \text{W})$	U_i / eV
Fused silica	3.54	8
Water	2.7	13
KDP	2.5	7

在介质为熔石英的情况下,针对不同激光波包衍射长度,研究了介质中感应等离子体浓度的变化情况如图 2 所示。图中给出了等离子体浓度的极大值同输入激光功率间的变化关系曲线,等离子体浓度用激光波包在介质中的临界等离子体浓度($N_{cr} = \mu\omega^2 / 4\pi e^2$)归一化,激光功率用自聚焦临界功率($P_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2$)归一化。可见,对于同样的激光衍射长度,增加入射激光波包的功率,起初等离子体浓度随入射激光功率的增加而迅速增加,但到达一定的值之后,介质中的等离子体浓度不再无限增加,而是趋于一个稳定的值。这是由于,当激光功率较低时,在介质中不能形成较高浓度等离子体,因而,在介质中激光波包自聚焦和透镜的聚焦占优势。随着输入激光功率的增加,所能达到的激光强度也增加。当激光输入功率增加到一定值之后,由于介质中等离子体浓度的较高,这时等离子体对激光的散

焦和透镜与介质的非线性折射率引起的自聚焦达到一种动态的平衡,介质中等离子体浓度不再增加,而是处于某一平衡时的状态。因而,介质中感应等离子体浓度的最大值趋于一个恒定值。由图 2 还可以看出,随着输入激光波包衍射长度的增加,介质中达到的感应等离子体浓度最大值在减小。这是由于衍射长度实际上表征了系统对激光束的聚焦能力,衍射长度越大,系统的聚焦能力越弱。对于同样输入功率的激光波包,用于平衡系统和介质非线性折射率聚焦的等离子体浓度也就越小(等离子体散焦)。

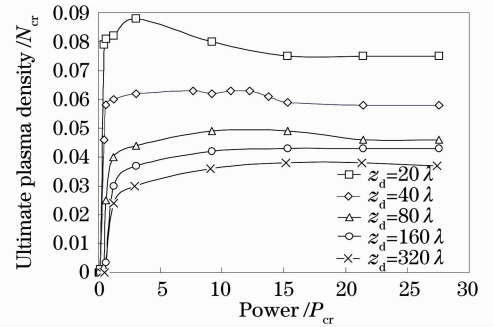


图 2 极限等离子体浓度同入射激光波包关系

Fig. 2 Ultimate plasma density versus parameters of the incident laser packet

由图 3 可以看出激光波包衍射长度 $z_d = 40\lambda_0$ 时,在不同入射激光功率下,介质中不同界面上等离子体浓度达到的最大值在传播方向上的变化情况。随着激光波包输入功率的增加,介质中等离子体浓度也在增加,当入射激光波包的功率较低时,等离子体浓度在介质中达到的最大值在透镜的焦点附近($z=0$)的一个点。但随着输入激光波包功率的进一步增加,在介质中感应的等离子体浓度的最大值不再只位于焦点附近,而是在焦点周围的一个区域(后面将看到,这个区域的位置同激光束的衍射长度、功

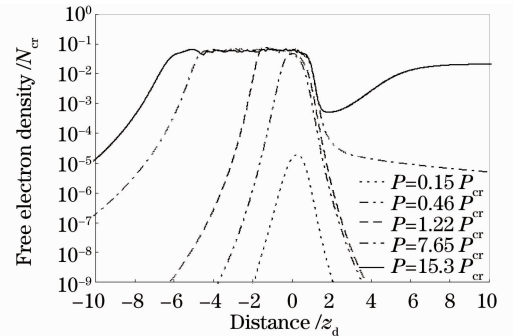


图 3 不同入射激光波包功率时的自由电子浓度在不同截面上最大值的变化

Fig. 3 Variation of free electron density in cross section for different power of incident laser packet

率都有关系)。考虑到计算等离子体浓度过程的复杂性,在这个区域内,可以认为等离子体浓度几乎没有变化,如前所述,实际上处于一种有自聚焦、透镜聚焦和等离子体散焦所约束的动态平衡态。从图 3 还可以看到,在衍射长度 $z_d = 40\lambda_0$ 的情况下,当入射激光功率从 $7.65P_{cr}$ 增加到 $9.18P_{cr}$ 时,在曲线的尾部,等离子体浓度再次增加。这表明,输入激光波包的功率大于 $9.18P_{cr}$ 时,激光波包在介质中发生了不少于两次以上的聚焦,这对于在介质中微形变形成的控制是不利的。

由上面可以看出,感应等离子体区域同激光波包的输入功率和激光束衍射长度有关,

图 4 显示了 KDP 中,在不同衍射长度下,等离子体区域的纵向位置及其纵向等离子体区域的大小同输入激光波包功率的关系。总体上看,感应等离子体区域的长度随着入射激光波包功率的增加而增加,感应等离子体区域的头部随着入射激光波包功率的增加向与激光传播方向相反的方向移动,而激光感应等离子体区域的尾部随着入射激光波包功率的增加沿激光传播方向移动。这是因为,在给定入射激光衍射长度的情况下,激光波包功率越强,在介质中激光光强越早达到散焦和聚焦的动态平衡态,因而,介质中感应等离子体区域越靠前,同时由于激光波包的功率越高,其能量越大,因而在介质中这种平衡态持续的时间越长,使得介质中感应等离子体区域的尾部越靠后。图 4(a) 为 $z_d = 3\lambda_0$ 时,激光感应等离子体区域的变化情况。由图可见,感应等离子体区域的中心随着入射激光功率的增加向激光波包传播方向移动,感应等离子体区域的头部向前移动的速度较其尾部向后移动的速度慢。图 4(b) 为 $z_d = 6\lambda_0$ 时感应等离子体区域的变化情况。可见,此时感应等离子体区域的中心始终位于透镜的焦点附近,此时,可以看见感应等离子体头部和尾部随着入射激光功率向前和向后变化的速度几乎相等。图 4(c) 为 $z_d = 40\lambda_0$ 时的感应等离子体纵向位置的

变化情况。在这种情况下,等离子体区域的中心向激光波包传播方向相反的方向运动。随着入射激光波包功率的增加激光感应等离子体区域的头部向前的速度较其尾部向后传播的速度高。这是因为在介质发生强电离后,介质中的主要作用是自聚焦和等离子体散焦的平衡。由于介质中电离引起激光能量的减少,这种平衡将持续到激光在介质中的自聚焦小于等离子体的散焦作用。KDP 中在激光波包衍射长度较小时,介质自聚焦、透镜聚焦和等离子体散焦动态平衡的起点非常靠近透镜的焦点。由于衍射长度较小,光束发散度较大,随着输入激光功率的增加,这种动态平衡的起点向前移动的速度比较小。但是,由于介质自聚焦和等离子体散焦作用,这种动态平衡的终点将快速向后移动。随着输入激光波包衍射长度的增加,介质自聚焦、透镜聚焦和等离子体散焦动态平衡的起点将向激光波包传播方向相反的方向移动。同时,由于光束发散度变低,起点向前移动的速度也随入射激光波包衍射长度的增加而增加。在某种衍射长度的情况下(这里 $z_d = 6\lambda_0$),随着入射激光波包功率的增加,起点向后和终点向前的移动将以同样的速度移动。在入射激光波包的衍射长度更高时,起点向后发展的速度将较终点向前发展的速度快。这种情况同 Gordienko 等^[15]在 KDP 和水中观察到的情况一致,如图 5 所示。图中入射激光数值孔径约为 $0.2NA$,对应的激光波包的衍射长度约为 9λ 。对于 KDP 晶体,其对应的计算结果同图 4(c) 类似,感应等离子体区域的起点向激光传播方向的反方向发展,而终点在焦点附近,向激光传播方向缓慢发展。在图 5(b) 中,由于水的非线性自聚焦系数较大,在入射激光波包衍射长度约为 9λ 时,其中感应的等离子体区域的变化同 KDP 晶体中图 4(a) 的情况类似,感应等离子体的起点维持在焦点附近,向激光传播方向的反方向缓慢发展,但其终点则以较快的速度沿激光传播的方向发展。

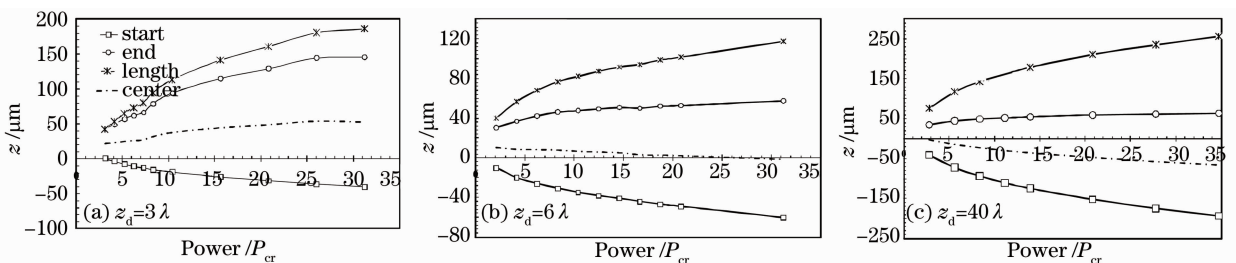


图 4 等离子体区域纵向位置及其长度随激光入射功率的变化

Fig. 4 Longitudinal position and length of the induced plasma versus the incident laser power

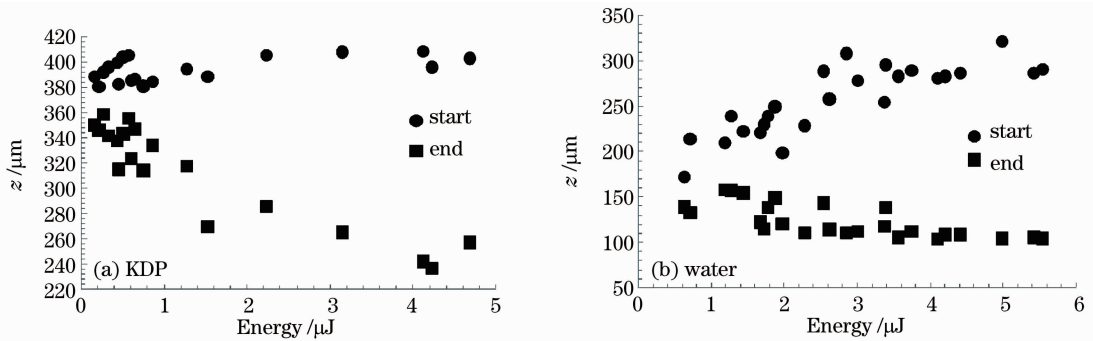


图 5 等离子体区域起点和终点到介质入射面的距离同输入能量的关系

Fig. 5 Distance between the start and end of the plasma area and incident plane versus the energy of laser packet

4 结 论

运用非线性薛定谔方程,研究了聚焦激光波包在透明非线性介质中传播时,感应等离子体区域及其浓度随入射激光波包衍射长度、功率的变化情况。研究表明,介质中感应等离子体浓度随入射激光功率的增加并不会无限的增加。当入射激光波包的功率超过一定的值后,介质中激光感应的等离子体浓度趋于一个恒定值,并且,对于一定衍射长度的入射激光波包,在激光传播方向截面上的极值在一定范围内保持不变,其等于该区域中感应等离子体浓度的极值。但介质中感应的等离子体浓度随着入射激光波包的衍射长度的增加而减少。介质中感应等离子体区域的大小随着入射激光波包功率的增加而变长、变粗。在入射激光波包衍射长度较大的时候,感应等离子体区域的中心随着入射激光波包功率的增加向与激光波包传播方向相反的方向移动,其终点维持在入射激光波包聚焦的焦点附近;当入射激光波包的衍射长度较小时候,感应等离子体区域的中心随着入射激光波包功率的增加向激光波包传播的方向移动,其起点却维持在激光波包聚焦焦点附近。当入射激光波包衍射长度在某一合适值时候(对于KDP,其为 6λ),激光感应等离子体区域的中心维持在激光聚焦焦点附近,其终点和起点随着入射激光波包功率的增加分别向激光波包传播方向和传播反方向发展。可见,适当控制聚焦激光波包的衍射长度(聚焦参数)和入射功率,在介质中感应等离子体区域就会按设定的参数形成。

参 考 文 献

1 Chen Xiao, Su Yucheng, Wang Yiquan *et al.*. Nonlinear propagation properties of ultrashort laser pulses in water[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(4): 1131~1136
陈 笑, 苏玉成, 王义全 等. 超短激光脉冲在水中的非线性传输特性研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(4): 1131~1136

2 Yue Shuaiying, Lin Chen, Gao Junyi. Absorption and emission characteristics of plasma channel produced by femtosecond laser pulse in air[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 241~245
岳帅英, 林 晨, 高军毅. 飞秒激光空气等离子体通道的吸收和辐射特性[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 241~245
3 Caihua Huang, Yiyu Xue, Zhilin Xia *et al.*. Damage induced by femtosecond laser in optical dielectric films[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2009, **7**(1): 49~51
4 Wang Yawei, Wang Lifeng, Deng Xiaobin *et al.*. Ellipsoidal time and space model for femtosecond laser-induced optical breakdown in water[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(10): 1491~1494
王亚伟, 王立峰, 邓晓斌 等. 飞秒激光诱导水光学击穿的椭球体模型[J]. *中国激光*, 2008, **35**(10): 1491~1494
5 R. R. Alfano, S. L. Shapiro. Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(11): 592~594
6 J. Liu, H. Schroeder, S. L. Chin *et al.*. Nonlinear propagation of fs laser pulses in liquids and evolution of supercontinuum generation[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(25): 10248~10259
7 K. M. Davis, K. Miura, Naoki Sugimoto *et al.*. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(21): 1729~1731
8 E. N. Glezer, E. Mazur. Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(7): 882~884
9 C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. Garca *et al.*. Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(2): 93~95
10 R. Graf, A. Fernandez, M. Dubov *et al.*. Pearl-chain waveguides written at megahertz repetition rate[J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **87**(1): 21~27
11 Jianguang Zheng, Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко. Формирование сверхкоротких импульсов при распространении жестко сфокусированных фемтосекундных световых пакетов в прозрачной конденсированной среде[J]. *Письма в ЖЭТФ*, 2007, **85**(8): 452~457
12 E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang *et al.*. Three-dimensional optical storage inside transparent materials[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(24): 2023~2025
13 A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco *et al.*. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses[J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(12): 125435
14 Г. Агравал, Нелинейная Волоконная Оптика [М]. 1996, Москва: Мир
15 V. M. Gordienko, I. A. Makarov, P. M. Mikheev *et al.*. Self-channeling of femtosecond laser radiation in transparent two-component condensed medium[C]. *SPIE*, 2004, **5399** (96): 96~99

- 16 L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco *et al.*. Femtosecond laser-induced damage and filamentary propagation in fused silica[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(18): 186601
- 17 S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco *et al.*. Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(21): 213906
- 18 X. Mao, S. S. Mao, R. E. Russoa, Imaging femtosecond laser-induced electronic excitation in glass[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **82**(5): 697~699
- 19 Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu *et al.*. Measurement of the collision time of dense electronic plasma induced by a femtosecond laser in fused silica[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(3): 320~322
- 20 R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson *et al.*. Raman response function of silica-core fibers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, **6**(6): 1159~1166
- 21 Л. В. Келдыш. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны[J]. *ЖЭТФ*, 1964, **47**(5): 1945~1956
- 22 P. Audebert, Ph. Daguzan, A. Dos Santo *et al.*. Space-time observation of an electron gas in SiO₂ [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(14): 1990~1993