

激光诱导等离子体加工石英微通道的 实验与理论研究

李世雄¹ 白忠臣² 陈德良¹ 秦水介²

¹ 贵州师范学院物理与电子科学学院, 贵州 贵阳 550018
² 贵州大学贵州省光电子技术与应用重点实验室, 贵州 贵阳 550025

摘要 利用调 Q 的 Nd:YAG 激光器输出的 1064 nm 纳秒脉冲激光聚焦在石英上采用激光诱导等离子体法加工微通道, 加工出的微通道在显微镜下没有观察到热裂纹, 通道深度可达 4 mm。强激光辐照石英, 石英吸收激光能量气化、电离, 形成等离子体, 发生光学击穿, 高温等离子体烧蚀石英形成微通道。研究了强激光辐照下等离子体形成的机理以及介电常数、折射率、反射率等光学性质, 分析了光学击穿的关键自由电子密度, 并计算了光学击穿长度。

关键词 激光技术; 激光诱导等离子体; 微通道; 光学击穿; 自由电子密度

中图分类号 TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP50.111403

Research on the Fabrication of Micro Channels in Fused Silica Substrates by Laser-Induced Plasma

Li Shixiong¹ Bai Zhongchen² Chen Deliang¹ Qin Shuijie²

¹ School of Physics and Electronic Science, Guizhou Normal College, Guiyang, Guizhou 550018, China
² Guizhou Key Laboratory of Photoelectric and Application, Guizhou University, Guiyang, Guizhou 550025, China

Abstract A Q-switched Nd:YAG laser is used to fabricate micro channels in a fused silica substrate by laser-induced plasma processing. The interior wall of the micro channels drilled by laser-induced plasma is smooth, and the depth of the channel is up to 4 mm. High-power laser beam focused on the fused silica can lead to optical breakdown, resulting from the formation of plasma. The ablation of the high temperature plasma can lead to a micro channel. We study the ionization mechanism of optical breakdown in solids by nanosecond laser pulses. The changes of optical parameters, including dielectric function, reflectivity and refraction index, are studied. We also discuss the critical free electron density of optical breakdown and calculate the range of optical breakdown.

Key words laser technique; laser-induced plasma; micro channel; optical breakdown; free electron density

OCIS codes 140.3330; 140.3390; 140.3440; 260.5210; 350.5400

1 引言

微通道是微机电系统(MEMS)中的重要结构之一, 已被广泛应用于血液分析、化学分析、脱氧核糖核酸(DNA)分析、环境科学分析等^[1]。就材料来看, 硅和石英都可制作微通道。石英透光性好, 化学性质稳定, 价格比硅便宜, 在石英上加工微通道具有优越性。随着激光技术的发展, 激光加工微通道取得一定进展, 飞秒激光加工由于其加工精度高、热效应小等优点, 是未来微通道加工的发展趋势。激光加工法加工微通道, 不受晶体晶面取向的限制, 而且对于其他的非晶体材料也适用, 这些都是传统加工所不具备的优点, 研究激光加工微通道的物理机制和实验过程非常必要, 能促进生物芯片、传感器等器件的发展, 为 MEMS 的研究和开发提供帮助。

激光在石英上加工微通道已有所研究^[1-4], 有激光热加工法和激光诱导等离子体加工法。其中激光热

收稿日期: 2013-06-06; 收到修改稿日期: 2013-06-24; 网络出版日期: 2013-10-14

基金项目: 贵州省科学技术基金(黔科合 J 字[2013]2241 号)、贵州省教育厅自然科学基金(黔教合 KY 字[2012]051 号)

作者简介: 李世雄(1985—), 男, 助教, 主要从事激光微加工方面的研究。E-mail: leesoptics@163.com

加工法是激光辐照石英,在极短的时间内形成很大的热应力使石英发生炸裂,形成石英微通道,在显微镜下能观察到很多热裂纹;激光诱导等离子体加工微通道是激光辐照石英,产生高温等离子体,等离子体烧蚀石英形成微通道,在显微镜下没有观察到热裂纹^[1]。对于 1064 nm 的红外激光,在较弱的光强下,石英基本上完全透射,但在高功率密度激光辐照下,由于石英表面存在缺陷、杂质等,吸收增强,石英将迅速吸收光能而气化、电离,进一步形成等离子体,发生光学击穿,损伤石英。如何有效控制等离子体产生、膨胀与熄灭,进而有效加工材料,是激光加工中的难点。本文利用调 Q 的 Nd:YAG 激光器输出的 1064 nm 的纳秒脉冲诱导等离子体加工石英微通道,并对微通道形成的物理机理进行了分析。

2 实验

2.1 实验装置

实验装置主要包含激光加工系统和观测测量系统两部分,采用如图 1 所示的激光加工系统。其中激光器是声光调 Q 的 Nd:YAG 激光器,实验中输出波长为 1064 nm 的基频光,激光重复频率为 2000 Hz(可调范围 2~2000 Hz),脉宽为 140 ns(可调范围 5~140 ns),激光脉冲是基模高斯脉冲,脉冲能量约 1.7 mJ。该实验在空气环境下进行,激光器由电脑控制。激光束经过准直扫描后,再经一焦距为 100 mm 的聚焦透镜(焦点处光斑尺寸约为 $400 \mu\text{m}^2$,即 $1/e^2$ 强度处半径约为 $12 \mu\text{m}$)会聚入射到石英样品进行加工,石英样品固定在三维位移平台上进行位置调节。

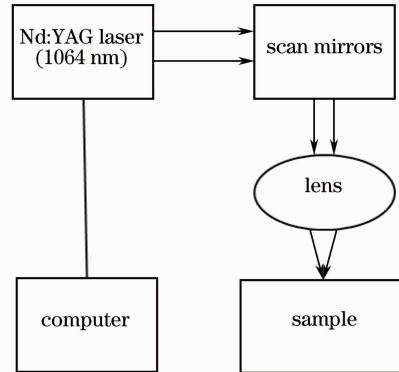


图 1 激光加工系统

Fig. 1 Experimental setup for fabricating of micro channels

2.2 实验结果

首先按热加工法在石英底面加工一损伤点,然后将石英翻转,使损伤点位于上面,激光聚焦于该损伤点,将诱导石英产生等离子体,等离子体吸收激光能量,将烧蚀周围石英继续形成等离子体,等离子体将烧蚀出微通道,通道深度可达 4 mm,通道直径约 $70 \mu\text{m}$,其深径比为 400/7。如图 3 所示是荧光显微镜 BM-13 观测下的微通道,在显微镜下微通道周围没有热裂纹。

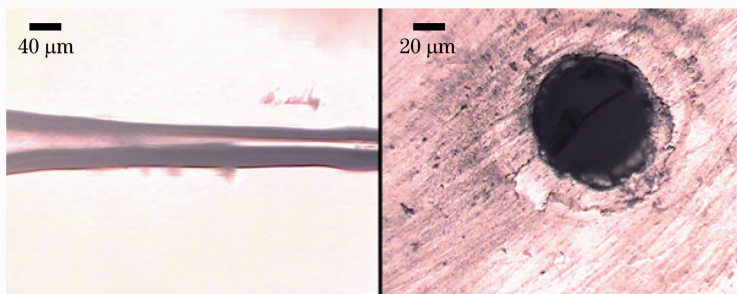


图 2 激光诱导等离子体加工的微通道

Fig. 2 Microscope photos of micro channels drilled by laser-induced plasma

3 理论分析

3.1 微通道形成机理

弱光辐照透明材料,不会改变材料内部的电子态和原子态,其光学性质不会发生改变。强激光辐照下,透明材料光学性质将发生巨大变化。按激光热加工法在石英上加工一损伤点,然后将激光聚焦于该损伤点,由于缺陷,激光的吸收增强^[5],将产生自由电子,形成种子电子,另外长脉冲作用下多光子电离产生的自由电子将充当种子电子,在后续激光辐照下,发生雪崩电离,导致自由电子数迅速增加,形成等离子体,发生迅速的材料损伤,称为光学击穿。等离子体继续吸收激光能量,并熔融气化石英,石英蒸气向外喷出,由于迎着激光方向,将吸收激光能量发生电离,当自由电子密度足够大时,形成高温高密度等离子体,烧蚀石英形成微通道。重复脉冲作用下,等离子体吸收后续激光能量,阻断激光直接照射石英。高温高密度的等离子体一边烧蚀石英,一边吸收后续激光能量,向外膨胀,形成激光支持的吸收波^[6],有助于等离子体烧蚀石英。等离子体通过后,通道内壁熔化的石英再固化,避免出现大量热裂纹。

3.2 激光等离子体形成机理

纳秒脉冲时,激光在不同时刻不同位置的功率密度分布为^[3]

$$I_0(r, z, t) = \frac{2P_{\max} \exp[-(4 \ln 2)(t/\tau_p)^2]}{\pi\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right], \quad (1)$$

式中 τ_p 是脉冲降至峰值一半时的半峰全宽(FWHM), T_h 是脉冲降至峰值 $1/e$ 时的脉冲半宽(HWHM), 脉冲降至峰值 $1/e$ 时的脉冲全宽为 $2T_h$ 则 $\tau_p = 1.665 T_h$; P_{\max} 是脉冲的峰值功率,与脉冲能量 E_p 的关系 $E_p = 1.064 P_{\max} \tau_p$; $\omega(z)$ 是光束半径, $\omega(z) = \omega_0(1 + z^2/z_R^2)^{1/2}$, z_R 为瑞利长度, λ 是激光波长, ω_0 是焦斑半径。由实验参数可计算出激光脉冲的最大光强约 $6 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$, 如此强的激光,能对材料造成损伤。

高功率激光脉冲辐照透明材料时,由于多光子吸收、碰撞电离等,材料内的自由电子迅速增加,并导致吸收系数增加,自由电子进一步增加,形成高温高密度等离子体,发生光学击穿现象,导致材料永久性损伤。强激光辐照下,自由电子产生主要有两种机制。一种是多光子吸收:原子中的电子吸收一定数目的光子后,其自身能量大于电离所需要的能量,从而挣脱束缚成为自由电子。对于本实验的 140 ns 的脉冲,多光子吸收形成的自由电子很少,不足以形成等离子体,但是可以提供碰撞电离的初始电子。另一种产生机制是雪崩电离:聚焦区内的初始自由电子(材料本身由于缺陷等存在的、热电离产生的、多光子电离产生的初始电子)吸收光子能量后加速,加速后的电子同原子发生碰撞并将其电离,形成 2 个低动能的自由电子,新生成的自由电子又吸收光子重复上述过程,导致电子密度急剧增加,由于这样的碰撞电离如雪崩效应一样,所以称为雪崩电离。雪崩电离系数为^[7]

$$\eta = \frac{1}{\omega_i^2 \tau^2 + 1} \left(\frac{e^2 E^2}{m \Delta E} - \frac{m \tau \omega_i^2}{M} \right), \quad (2)$$

式中 M 为介质原子或分子质量, e 为电子电荷, ω_i 为激光频率, E 为激光束的有效电场, m 为电子质量, ΔE 为原子电离所需的电离能, τ 为电子平均碰撞时间,石英材料的电子平均碰撞时间没有测量,一般估计固体材料电子平均碰撞时间约为 1 fs ^[8-9], 本文取 $\tau = 10^{-15} \text{ s}$ 。

激光辐照材料形成自由电子时会伴随电子的损耗,这里我们仅考虑由雪崩电离形成的自由电子数,不考虑多光子电离和电子损耗的情况下,电子速率方程为^[9]

$$\frac{dN_e}{dt} = \eta N_e, \quad (3)$$

由雪崩电离产生的自由电子数

$$N_e = N_0 \exp\left(\int_0^t \eta dt\right), \quad (4)$$

式中 N_0 为初始电子密度。当产生的自由电子数密度达到一定值时,发生光学击穿,对材料造成损伤。

3.3 激光辐照时介质光学参数的改变

强激光辐照下,透明材料光学性质将发生巨大改变,导致自由载流子迅速增加,形成等离子体。此时,材料光学性质不再由稳定的介电函数表征。由于自由电子的产生,导致介电函数的改变,取复介电函数^[10-11]

$$\epsilon = \epsilon_g - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m (\omega_L^2 + i\omega_L/\tau)}, \quad (5)$$

式中 N_e 为自由电子数, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_g 为石英固有介电常数, $\epsilon_g = n_0^2$, n_0 为固有折射率 ($\lambda = 1064 \text{ nm}$ 时, $n_0 = 1.45$)^[12], τ 为电子平均碰撞时间即弛豫时间。进一步可得到介电函数的实部和虚部 $\text{Re}(\epsilon) =$

$$\epsilon_g - \frac{N_e e^2 \tau^2}{\epsilon_0 m (1 + \omega_L^2 \tau^2)}, \text{Im}(\epsilon) = \frac{N_e e^2 \tau}{\epsilon_0 m \omega_L (1 + \omega_L^2 \tau^2)}.$$

由介电函数可得到介质复折射率

$$n = \sqrt{\epsilon} = n_r + in_i. \quad (6)$$

根据折射率得激光辐照到介质表面反射率

$$R = \frac{|n-1|^2}{|n+1|^2}. \quad (7)$$

激光入射到介质表面光强 I_0 , 由反射率可得入射到介质里的光强为 $I_{in} = (1-R)I_0$, 根据光强与电场强度关系可得入射到介质里的电场

$$E = \sqrt{\frac{(1-R)I_0}{n_r \epsilon_0 c}}. \quad (8)$$

由于折射率、反射率都与自由电子密度有关, 因此介质里电场强度会受到自由电子密度的影响。联系 (1)、(2)、(4)、(8) 式得到

$$N_e = N_0 \exp\left\{\int_0^t \frac{\tau}{\omega_L^2 \tau^2 + 1} \left[\frac{(1-R)e^2 I_0}{n_r c \epsilon_0 m \Delta E} - \frac{m \omega_L^2}{M} \right] dt\right\}. \quad (9)$$

由 (8) 式和 (9) 式可知, 自由电子数的产生依赖于电场强度, 而自由电子数的产生又影响着介质内电场强度。

3.4 数值计算与分析

图 3(a) 是介电函数随自由电子密度的变化, 如图所示, 当 $N_e < 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时, 介电函数的实部 $\text{Re}(\epsilon)$ 缓慢减小, 基本上保持没变, 其虚部 $\text{Im}(\epsilon)$ 缓慢增加, 基本上等于 0。当 $N_e > 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时, 其实部 $\text{Re}(\epsilon)$ 迅速减小, 其虚部 $\text{Im}(\epsilon)$ 迅速增加, 说明介质光学性质发生改变。当 $N_e = 1.4 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时, 其实部 $\text{Re}(\epsilon)$ 减小为 1。当 $N_e = 2.7 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时, 其实部 $\text{Re}(\epsilon)$ 为 0, 在研究光学击穿时, 都以 $\text{Re}(\epsilon)$ 为 0 时的密度作为光学击穿的关键密度。图 3(b) 是介质折射率随自由电子密度的变化, 如图所示, 当 $N_e < 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时, 复折射率的实部 $\text{Re}(n)$ 缓慢减小, 基本上保持不变, 其虚部 $\text{Im}(n)$ 缓慢增加, 基本上等于 0。当 $N_e > 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时, 其实部 $\text{Re}(n)$ 迅速减小, 其虚部 $\text{Im}(n)$ 迅速增加, 说明介质光学性质发生改变。当 $N_e = 1.6 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时, 折射率实部等于 1; N_e 继续增大, 折射率小于 1。当 $N_e = 2.7 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时, 其实部正好等于虚部, 都小于 1, 此时对应着介电函数实部为 0。

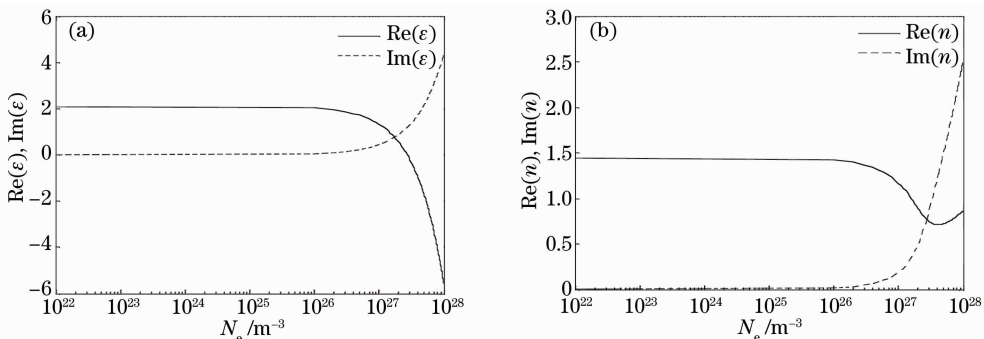


图 3 (a) 介电常数和 (b) 介质折射率随自由电子密度的变化

Fig. 3 (a) Dielectric function and (b) refractive index of the material as functions of free electron density

图 4 是介质反射率随自由电子密度的变化, 如图所示, 当 $N_e < 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时, 反射率随着电子密度增加缓慢减小, 基本上保持不变。当 $N_e > 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时, 其减小幅度增加, 反射率的减小说明进入介质的激光电场增

加。当 $N_e = 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时,反射率减小到最小值,基本上等于 0。当 $N_e > 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时,反射率迅速增加,此时等离子体开始屏蔽激光进入。

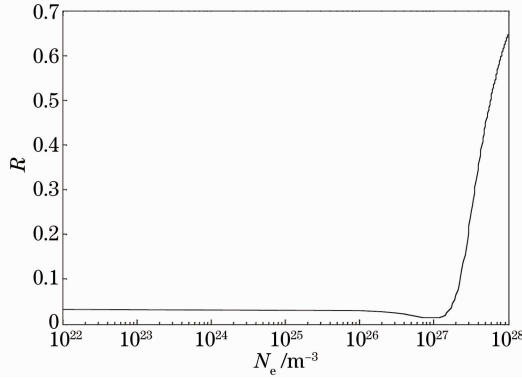


图 4 反射率随自由电子密度的变化

Fig. 4 Reflectivity of the material as a function of free electron density

图 5(a)是假设入射光强不变的情况下材料内电场强度随自由电子密度的变化,由图可知,当 $N_e < 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时,电场强度基本上保持没变。当 $N_e > 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时,电场强度迅速增加,电场强度的增加将促使自由电子的增加。当 $N_e = 2.7 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时,电场强度达到最大值,此时正好对应介电函数实部为 0,该自由电子密度对应光学击穿最强自由电子密度。图 5(b)是 $(1-R)/n_r$ 随自由电子密度的变化,由图可知,当 $N_e < 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时,比值基本上保持没变。当 $N_e > 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时,比值迅速增加。当 $N_e = 2.7 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 时,达到最大值,与图 5(a)变化趋势一样。根据(9)式, $(1-R)/n_r$ 的改变将对自由电子密度产生巨大的影响,当 $N_e < 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 时,其比值基本上不变,保持在 0.7,取 $N_e = 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 为光学击穿的自由电子数密度,并对应着光学击穿阈值,取初始自由电子密度为 10^{14} m^{-3} ,根据(9)式和(1)式可以求出光学击穿的最大长度为 $z_{\max} = 1.4 \text{ mm}$ 。如果取 $N_e = 2.7 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 为光学击穿自由电子数密度,求出光学击穿长度 $z_{\max} = 1.3 \text{ mm}$ 。实验中激光等离子加工的通道可达 4 mm,理论求出的光学击穿最大值都小于 4 mm,上面的分析一方面没有考虑重复脉冲效应,重复脉冲作用下,等离子体的膨胀,形成冲击波,有助于等离子体烧蚀通道;另一方面,我们取的比值 $(1-R)/n_r$ 为 0.7,当自由电子密度大于 10^{26} m^{-3} 时,其比值将增加,将增加光学击穿长度。

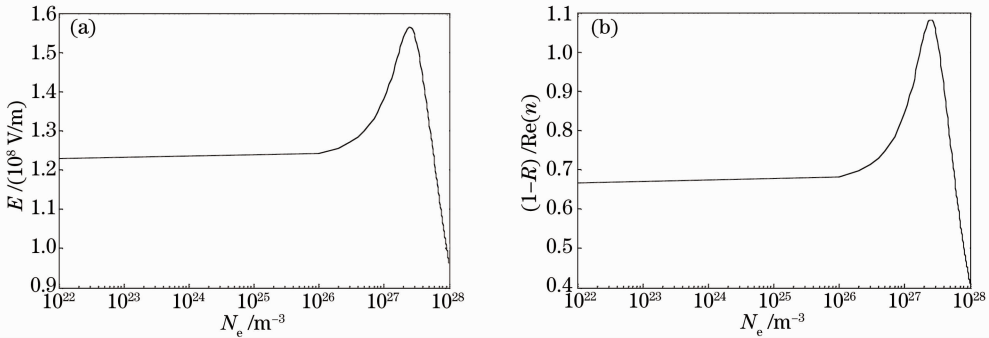


图 5 (a) 介质内电场强度随自由电子密度的变化,入射光强 $I_0 = 6 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$;

(b) $(1-R)/\text{Re}(n)$ 随自由电子密度的变化

Fig. 5 Internal electrical field E as a function of free electron density, the input light intensity $I_0 = 6 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$;

(b) $(1-R)/\text{Re}(n)$ as a function of free electron density

4 结 论

通过激光诱导等离子体法加工石英微通道,加工出的微通道内壁光滑,通道深度最大可达 4 mm。强激光辐照石英,石英吸收激光能量,电离产生自由电子,形成等离子体,当自由电子密度达到关键值时,发生光学击穿,等离子体继续吸收激光能量,形成高温等离子体,并烧蚀石英形成微通道。由于靠高温等离子体烧蚀石英形成微通道而使激光没有直接作用于石英,等离子体通过后,内壁熔化的石英固化,消除了大量热裂纹的产生。

参 考 文 献

- 1 S J Qin, W J Li. Micromachining of complex channel systems in 3D quartz substrates using Q-switched Nd:YAG laser[J]. Appl Phys A, 2002, 74(6): 773-777.
- 2 Fan Yongfa, Qin Shuijie. Optical analysis of the plasma induced by the laser micromachining[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2006, 43(6): 64-67.
樊永发, 秦水介. 激光加工过程中激光诱导等离子体的光学研究[J]. 激光与光电子学进展, 2006, 43(6): 64-67.
- 3 Li Shixiong, Bai Zhongchen, Qin Shuijie. Research on the fabrication of micro channels in fused silica substrates by nanosecond laser[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(4): 041401.
李世雄, 白忠臣, 秦水介. 纳秒激光加工石英微通道的实验与理论研究[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(4): 041401.
- 4 H Varel, D Ashkenasi, A Rosenfeld, *et al.*. Micromachining of quartz with ultrashort laser pulses[J]. Appl Phys A, 1997, 65(4-5): 367-373.
- 5 He Fei, Cheng Ya. Femtosecond laser micromachining: frontier in laser precision micromachining[J]. Chinese J Lasers, 2007, 34(5): 595-622.
何 飞, 程 亚. 飞秒激光微加工: 激光精密加工领域的新前沿[J]. 中国激光, 2007, 34(5): 595-622.
- 6 Lu Jian, Ni Xiaowu, He Anzhi. Physics of the Interaction for Laser and Materials[M]. Beijing: China Machine Press, 1996.
陆 建, 倪晓武, 贺安之. 激光与材料相互作用物理学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1996.
- 7 P K Kennedy. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media-Part I: theory[J]. IEEE J Quantum Electron, 1995, 31(12): 2241-2249.
- 8 Y R Shen. The Principles of Nonlinear Optics[M]. New York: Wiley, 1984.
- 9 N Bloembergen. Laser-induced electric breakdown in solids[J]. IEEE J Quantum Electron, 1974, 10(3): 375-386.
- 10 B Rethfeld, O Brenk, N Medvedev, *et al.*. Interaction of dielectrics with femtosecond laser pulses: application of kinetic approach and multiple rate equation[J]. Appl Phys A, 2010, 101(1): 19-25.
- 11 B Rethfeld, H Krutsch, D H H Hoffmann. Tracing laser-induced dielectric breakdown in solids[J]. Contrib Plasma Phys, 2010, 50(1): 16-20.
- 12 E D Palik. Handbook of Optical Constants of Solids[M]. San Diego: Academic Press, 1985.