

单光束飞秒激光诱导的电子态密度分布 对双周期纳米光栅的影响

公 民¹ 戴 晔¹ 宋 娟² 马国宏¹

¹上海大学理学院, 上海 200444

²江苏大学材料科学与工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 研究了不同脉冲能量下 1 kHz 飞秒激光脉冲在石英玻璃内部诱导的损伤痕迹、纳米光栅结构及其双折射特性,发现在激光辐照区域顶端形成的微纳结构具有两种周期性:沿光传输方向的周期为 Δ_K ;沿激光偏振方向的周期为 Δ_E 。通过数值模拟飞秒脉冲在石英玻璃内部的传输过程,研究了入射能流密度分布及自由电子密度分布对双周期纳米光栅结构的影响。结果表明,较大的入射能流密度有利于纳米光栅的形成,且产生的电子密度会影响周期 Δ_K ,电子密度越大,周期 Δ_K 越大。从理论上分析了双周期纳米光栅结构的形成过程,认为等离子体非对称生长及其引起的局域场强分布影响了双周期纳米光栅结构的形成。

关键词 激光光学; 飞秒激光; 纳米光栅; 微加工; 等离子体

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0514001

Influence of Electron Density Distribution Induced by Single Beam Femtosecond Laser on Doubly-Periodic Nanogratings

Gong Min¹ Dai Ye¹ Song Juan² Ma Guohong¹

¹College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China

²School of Materials Science and Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China

Abstract The characteristics of nanogratings including damage trace, structure and birefringence properties, which are induced in fused silica by 1 kHz femtosecond laser pulses with different pulse energy, are studied. Two different periodic nanostructures are observed at the top of laser irradiation area, the primary structure with the period Δ_K in the direction of light propagation and the secondary structure with the period Δ_E in the direction of laser beam polarization. The influence of incident energy flux density distribution and free electron density distribution on doubly-periodic nanogratings is investigated by numerically simulating the propagation process of femtosecond laser pulses inside the fused silica. The results show that higher incident energy flux density benefits the formation of nanogratings, and the generated electron density influences the period Δ_K . The higher the electron density is, the longer the period Δ_K is. The formation of doubly-periodic nanogratings is analyzed theoretically according to current experimental results. The asymmetric growth of plasma and the causing local intensity distribution affect the formation of doubly-periodic nanogratings.

Key words laser optics; femtosecond laser; nanogratings; micro-processing; plasma

OCIS codes 140.3390; 320.7090; 230.4000; 220.4241

1 引 言

紧聚焦单光束飞秒激光入射到石英材料内部,脉冲能量超过特定阈值时,能够在激光辐照区域形成具有双折射特性的周期性纳米光栅结构^[1]。这种结构的产生具有三维选择特性,且光栅周期为纳米量级,具有很

收稿日期: 2015-11-23; **收到修改稿日期:** 2016-01-05

基金项目: 国家自然科学基金(61205128)、上海市自然科学基金(13ZR1414800)

作者简介: 公 民(1990—),男,硕士研究生,主要从事飞秒激光微纳加工方面的研究。E-mail: gongminfly@163.com

导师简介: 戴 晔(1980—),男,博士,副教授,主要从事超短脉冲激光与凝聚态物质相互作用方面的研究。

E-mail: yedai@shu.edu.cn(通信联系人)

多独特的物理化学性质^[2-6],在光学数据存储、纳米微流体通道及集成光子学器件等多个领域实现了技术应用。例如,Shimotsuma等^[7]通过独立控制光轴方向和光程延迟两个维度,实现了石英玻璃内部五维光学存储技术。Liao等^[8]通过在石英玻璃内部直写孤立的纳米裂纹,实现了宽度约为40 nm的流体通道的制备。此外,基于纳米光栅结构双折射特性,一些研究小组还制备了波片^[9]、光学衍射^[10]和偏振选择性元件^[11-15]等。

尽管研究人员对纳米光栅的结构和特性已经有了一定的理解,但是由于缺乏直接观测纳米光栅形成过程的方式,在纳米光栅结构的形成机理方面尚未达成共识。至今已提出的物理模型有等离子体波与入射光波干涉模型^[16]、纳米等离子体基元各向异性膨胀模型^[17]、自俘获激子及悬空类点缺陷模型^[18]和激光改性区表面等离子体波模型^[19]等,但有关的新现象仍需进一步研究。Yang等^[20]发现纳米光栅结构沿着光传输方向会形成第二种周期,周期 Δ_k 依赖于入射光波长 λ ,且随着脉冲重复频率的增加,形成这种结构的有效脉冲能量范围会逐渐变窄。之后,Kazansky等^[21]提出了基于双等离子体衰变的等离子体波干涉模型用以解释两种周期性纳米光栅结构的形成,但无法很好地解释光传输方向上周期 Δ_k 随辐照深度逐渐增加的实验现象。最近,基于石英在10.4 eV处有一个强烈激子吸收峰^[22],Beresna等^[23]提出了激子极化激元干涉模型,认为是两个相干激子极化激元模式的群速度分裂导致了纳米光栅周期 Δ_k 从顶端开始逐渐增加。

本文研究了不同脉冲能量下单光束飞秒激光在石英玻璃内部诱导纳米光栅结构的光学形貌、双折射特性及微观结构规律。研究表明脉冲能量对纳米光栅结构的形成具有重要影响,除了限定形成区域外,还使得纳米光栅在一定参数下出现两种周期性。同时通过非线性薛定谔传输方程数值模拟了单个飞秒脉冲在材料内部的传输特性,通过研究激光辐照区域入射脉冲的能流密度分布及自由电子密度分布分析了第二种周期出现的机制,提出纳米等离子体非对称生长及其引起的局域场强分布影响了双周期纳米光栅结构的形成。

2 实验和结果

实验中飞秒激光光源为可再生放大的自锁模掺钛蓝宝石激光器(Spitfire, Spectra-Physics公司,美国),半峰全宽(FWHM)为120 fs,波长为800 nm,重复频率为1 kHz。光束通过格兰棱镜保证入射光偏振方向为水平方向,后经中性密度衰减片控制脉冲能量。再经50×物镜(数值孔径 $NA=0.55$)后垂直入射到6面抛光的熔融石英玻璃(10 mm×10 mm×2 mm)中,并聚焦于表面以下146 μm 处。经测量,通过快门后光斑直径约为3 mm,通过物镜后焦点处光斑直径约为5 μm 。通过计算机控制三维电控平台使飞秒激光沿着样品垂直面以1 $\mu\text{m}/\text{s}$ 的速度移动,其水平方向的重复精度为0.75 $\mu\text{m}/\text{s}$,误差为0.01 $\mu\text{m}/\text{s}$ 。利用显微镜成像系统,可以对样品加工过程进行实时观测。写入结构后,对样品表面进行抛光,室温下经1%(质量分数)氢氟酸腐蚀3 min,然后经扫描电子显微镜(SEM)对损伤区域的微观结构进行成像。

为了研究不同脉冲能量下诱导损伤痕迹的特性,通过调节中性密度衰减片在石英玻璃内部写入6条线结构,脉冲能量从上到下依次为0.6、1.2、1.8、2.4、3.0、3.6 μJ ,如图1所示。光学显微镜下可以看出损伤线的宽度随脉冲能量增大逐渐变宽,同时形貌也从平滑变得粗糙[图1(a)]。这是由于脉冲能量较高时,较强非线性电离使得聚焦区域吸收更多的激光能量,导致辐照区域结构形成一定的应力、裂纹和孔洞,从而引起明显的光散射现象。正交偏光下损伤线的双折射信号强度如图1(b)所示,信号强度随脉冲能量增大逐渐增强,由此可以判断激光聚焦区域形成的纳米光栅结构纵向长度逐渐增大。光学显微镜下损伤线的侧视图如图1(c)所示,诱导的结构呈现胡萝卜型,这是球差效应及非线性自聚焦效应等共同作用的结果。此外,当脉冲能量大于1.2 μJ 时,诱导结构的尾部出现了长度不一的黑色亮线,这是聚焦区域高温高压所产生的应力导致的。

图2所示为激光诱导纳米光栅结构的SEM图像,纳米光栅结构形成区域随脉冲能量增大而逐渐扩大。当脉冲能量从0.6 μJ 增加至3.6 μJ 时,纳米光栅的纵向长度相应地从17 μm 增加至46 μm ,横向宽度则从5.4 μm 增加至9.6 μm 。入射激光脉冲的几何焦点应在146 μm 处(黑色虚线所示),而实验测得实际焦点位置在150 μm 处(黄色虚线所示)。图2(b)为图2(a)中纳米光栅结构顶端区域的放大照片。可以看出在激光偏振方向上形成了周期为 Δ_E 的纳米光栅结构,而在入射光传输方向上形成了第二种周期为 Δ_k 的纳米光栅

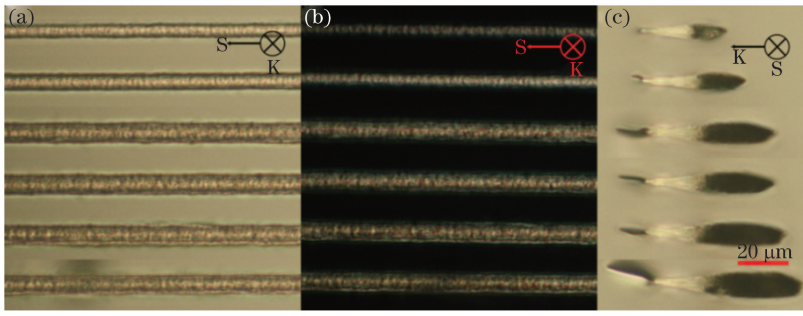


图 1 光学显微镜下的损伤线结构。(a)不同脉冲能量下损伤线的顶视图,脉冲能量从上到下依次为 0.6、1.2、1.8、2.4、3.0、3.6 μJ ;
(b)图 1(a)区域在正交偏光下的双折射现象;(c)损伤线的侧视图

Fig. 1 Structure of written lines observed by optical microscope. (a) Top view of written lines with different pulse energy (from top to bottom: 0.6, 1.2, 1.8, 2.4, 3.0, 3.6 μJ); (b) cross-polarizer images recording birefringence phenomenon in the same region as in Fig. 1(a); (c) side view of written lines

结构。不同脉冲能量下,周期 Δ_K 在入射光传输方向上均出现小幅度增大,但当脉冲能量为 3.6 μJ 时,密集的纳米光栅结构自组织连接在一起导致双周期变得不明显。此外,在激光辐照部分区域形成大量孔洞结构,使纳米光栅结构变得紊乱甚至遭到破坏,这是聚焦区域高温高压等离子体膨胀引起的冲击波导致的晶格扭曲效应造成的,在纳米光栅实际应用中要避免这种情况的出现。

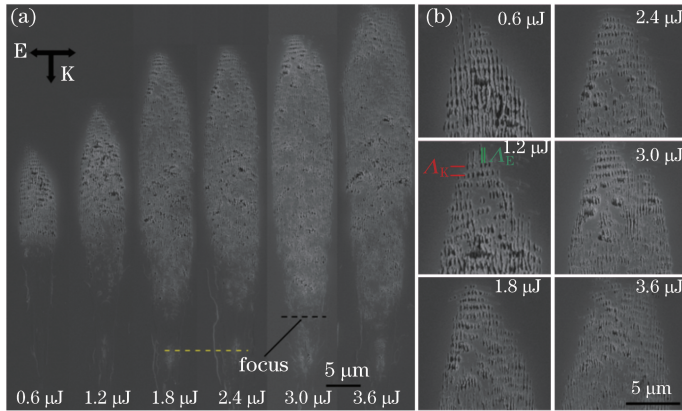


图 2 激光诱导纳米光栅结构 SEM 图像。(a)纳米光栅结构;(b)顶端区域

Fig. 2 SEM images of nanogratings induced by femtosecond laser. (a) Nanogratings; (b) top area

双折射信号强度是飞秒激光聚焦区域产生纳米光栅结构的最直接判定方法,能更好地反映纳米光栅结构的特性。定量测量图 1 中激光诱导线结构的双折射信号强度(■),并根据图 2 中纳米光栅纵向长度计算得到双折射信号透射率(●),两者均作归一化处理,结果如图 3 所示。根据 Yang 等^[24]提出的公式计算双折射信号透射率 T :

$$T = \frac{1}{2} \sin^2 2\vartheta (1 - \cos \delta), \quad (1)$$

式中 ϑ 为纳米光栅的取向与起偏器透射轴的夹角, $\vartheta = 146^\circ$, δ 为 o 光与 e 光的相位差。 $\delta = 2\pi/(\lambda \cdot |n_o - n_e| \cdot d)$, 其中 λ 为照明光波长, d 为纳米光栅纵向长度, n_o 为寻常光折射率, n_e 为非寻常光折射率。研究发现 $|n_o - n_e|$ 的典型值为 $2 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-3}$ ^[25], 取 $|n_o - n_e| = 4 \times 10^{-3}$ 。分析数据表明随着脉冲能量逐渐增大,双折射信号强度逐渐增强但增强趋势变缓,说明纳米光栅结构形成区域趋于稳定。实验测得双折射信号强度与理论计算所得透射率结果基本吻合,可见双折射信号强度确实由纳米光栅纵向长度决定。但在脉冲能量较小时,两者存在一定差异。这是由于脉冲能量较小时,沿扫描方向形成的纳米光栅结构不均匀,只取其中某一个端面进行测量导致了测量误差。

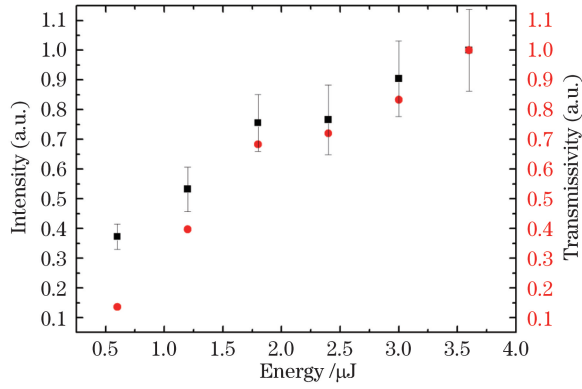


图 3 激光诱导导线结构的归一化双折射信号强度(■)和透射率(●)

Fig. 3 Normalized intensity of birefringence signal (■) and normalized transmissivity (●) from the written lines induced by femtosecond laser

3 数值模拟和理论分析

为了进一步探究纳米光栅结构的形成机理,数值模拟了单个飞秒脉冲在石英玻璃内部的传输过程。重点关注激光辐照区域入射能流密度分布和自由电子密度分布情况。Hnatovsky 等^[26]研究发现纳米光栅形成区域与入射能流密度分布相关,而 Nolte 等^[27]研究表明自由电子密度分布反映了纳米等离子体的产生及生长过程。数值模拟使用包含了衍射项、二阶群速度色散、等离子体线性吸收和散焦、克尔效应、多光子电离能量吸收的多种非线性效应的非线性薛定谔方程:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \right) E - \frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho_e E + ik_0 n_2 |E|^2 E - \frac{\beta_m |E|^{2m-2} E}{2}, \quad (2)$$

式中 E 为光场复振幅, z 为传播距离, k_0 为真空波矢, k'' 为二阶群速度色散系数, τ_c 为电子动量弛豫时间, n_2 为材料的非线性折射率。迟滞时间 $\tau = t - z/v_g$ 表示时间坐标系相对高斯脉冲静止, σ 为逆韧致辐射吸收截面, β_m 为多光子吸收系数 ($m=6$), ω_0 为入射光束束腰, $\omega_0 = \omega_f (1 + d^2/z_f^2)^{1/2}$ (ω_f 为腰斑大小, z_f 为瑞利长度), ρ_e 为等离子体密度。 σ 的计算遵循 Drude 模型^[28],

$$\sigma = ke^2 \omega_0 \tau_c / [n_0^2 \omega_0^2 \epsilon_0 m_e (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)], \quad (3)$$

式中 k 为介质中波矢, e 为单位电荷, n_0 为材料的线性折射率, ϵ_0 为真空介电常数, m_e 为电子质量。初始复振幅设为高斯形状,

$$E = [2P/(\pi\omega_0^2)]^{1/2} \exp[-r^2/\omega_0^2 - ikr^2/(2R) - t^2/\tau^2], \quad (4)$$

式中 P 为激光峰值功率, $R = d + z_f^2/d$ 为光束聚焦至 d 处的曲率半径。 ρ_e 的计算公式为

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial \tau} = \frac{1}{n_0^2} \cdot \frac{\sigma}{E_g} \rho_e |E|^2 + \frac{\beta_m |E|^{2m}}{m\hbar\omega} - \frac{\rho_e}{\tau_r}, \quad (5)$$

式中 E_g 为带隙宽度, ω 为激光频率, τ_r 为等离子体弛豫时间。

数值模拟的材料为熔融石英玻璃,模拟脉冲能量为 0.6、1.2、1.8、2.4、3.0、3.6 μJ ,数值孔径 $NA=0.55$,几何光学焦点为 146 μm 。数值模拟的入射能流密度分布情况如图 4(a)所示,发现在激光辐照顶端区域入射能流密度沿光传输方向逐渐增加。由于克尔效应引起的光束自聚焦效应与等离子体散焦效应的相互抗衡,导致多重聚焦现象。此外,在横向和纵向上能流分布出现明显扩张,验证了纳米光栅区域随脉冲能量逐渐扩大的实验结果。较高的脉冲能量在焦点区域具有较大的电离率,能够激发更多的自由电子等离子体,在网格玻璃中形成更多缺陷,在多脉冲辐照下会降低后续脉冲电离材料的阈值,导致纳米光栅形成区域的扩大。数值模拟的自由电子密度分布情况如图 4(b)所示,出现了与入射能流密度分布规律类似的结果。

结合上述数值模拟结果,定性地分析了纳米光栅结构的第二种周期特性。此前 Kazansky 等^[21]认为第二种周期性结构是由光偏振面内频率相同、传输方向相反的两个等离子体激元干涉形成的,并提出纳米光栅周期为

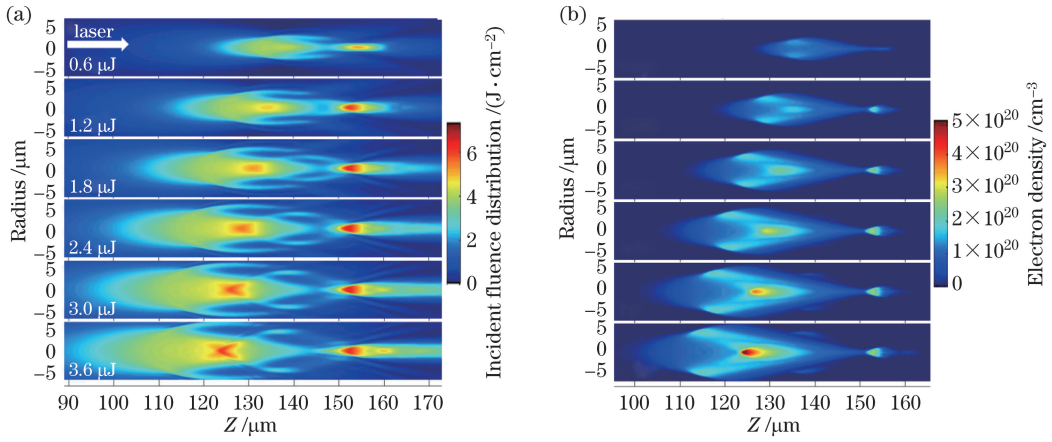


图 4 数值模拟结果。(a)入射能流密度分布;(b)自由电子密度分布

Fig.4 Results of numerical simulation. (a) Distribution of incident energy flux density; (b) distribution of electron density

$$\Delta_{\kappa} = \frac{\lambda}{2c \sqrt{\frac{1}{3\nu_e^2} \left(1 - 2 \frac{\omega_p}{\omega}\right) - \frac{n_0^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p}{\omega}\right)}}, \quad (6)$$

式中 c 为光速, ν_e 为电子速度, ω_p 为等离子体振荡频率, $\omega_p = (\rho_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ 。从图 4(b)可以看出在激光顶端区域沿入射光传输方向电子密度逐渐增加,且在光轴两侧区域增加更为明显。根据(6)式,这会导致纳米光栅周期 Δ_{κ} 随入射深度逐渐增大。但(6)式中 ρ_e 对 Δ_{κ} 的影响是有限的,只能解释纳米光栅周期的小幅度增大。实验也发现周期 Δ_{κ} 从 500 nm 增加到 1 μm 左右的现象,如图 5(a)所示。此外,当脉冲光辐照样品时,电子密度随时间发生快速变化并在脉冲间隔时电子密度接近于零,导致等离子体频率难以确定。除了等离子体激元干涉模型, Beresna 等^[23] 提出激子极化激元干涉模型来解释第二种周期性结构的出现,但普遍认为激子极化激元仅存在于半导体中,仍缺少在石英玻璃中产生的实验证据。因此,对于光传输方向上第二种周期性结构的形成机制仍需进行进一步研究。最近, Liao 等^[19] 报道了不同尺寸等离子体椭球的局域场强分布的数值模拟结果,发现椭球形等离子体在赤道面和极面附近会形成峰值场强区域。基于此,本文提出等离子体非对称生长及其引起的局域场强分布影响了第二种周期性结构的形成。由于玻璃内部化学组分的不均匀分布或真实孔洞和气体包含物的存在,在熔融石英中总是存在纳米尺度呈随机分布的杂质。同时飞秒脉冲激光辐照时的非线性激发也诱导出更多晶格缺陷。当紧聚焦单光束飞秒激光入射到石英材料内部时,杂质和缺陷区域会优先发生电离,形成一定数量且随机分布的纳米等离子体球。这些等离子体球通过逆韧致辐射效应继续吸收激光能量,引起等离子体内折射率 n 的变化。当入射光与折射率为 n 的等离子体球相互作用时,等离子体球表面会诱导光场的非对称局域增强,继而引起等离子体密度大小和分布区域的改变,这种激光脉冲与等离子体球之间的正反馈相互作用将引起等离子体球非对称生长为椭球体,如图 5(b)所示。随着入射深度的增加,形成的椭球形等离子体在入射光传输方向上的尺寸逐渐增大,导致赤道面处峰值场强区域与等离子体中心距离逐渐增大。而在激光偏振方向上尺寸变化较小,因此极面处峰值场强区域变化甚微。由于材料电离阈值降低,在峰值场强区域会优先发生电离,形成新的等离子体球。随着等离子体非对称生长过程的不断进行并最终生长成为纳米裂纹,在激光偏振方向上便形成了周期为 Δ_E 且较为稳定的纳米光栅结构,在光传输方向上形成了周期为 Δ_{κ} 且随入射深度逐渐增大的纳米光栅结构,如图 5(c)所示。周期 Δ_{κ} 增大的幅度是由椭球形等离子体在入射光传输方向上的尺寸大小决定的。微观上等离子体尺寸的增大,在宏观上表现为自由电子态密度的增加。因此,自由电子密度越大,周期 Δ_{κ} 越大。文中只是定性分析了周期 Δ_{κ} 与电子密度的关系,对于定量分析还需深入研究。此外,实验还发现在激光辐照区域的顶端形成的双周期纳米光栅结构更为明显。这是由于后续脉冲辐照时,脉冲能量首先被顶端形成的等离子体或纳米结构吸收,导致顶端区域优先形成光栅结构。随着脉冲数的累积,最终能够形成排列规整的双周期纳米光栅结构,如图 5(d)所示。

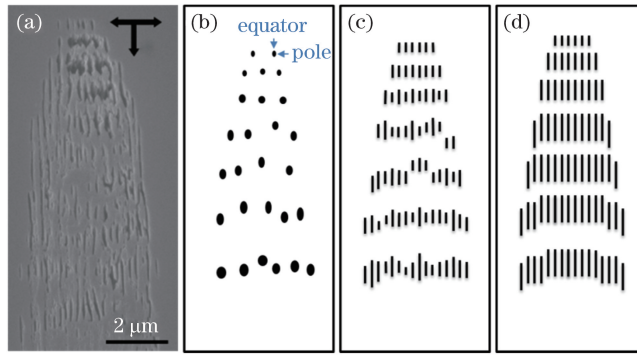


图 5 (a)能量为 $1.2 \mu\text{J}$ 、聚焦深度为 $72.5 \mu\text{m}$ 时形成的纳米光栅结构 SEM 图像；

(b)~(d)双周期纳米光栅结构形成过程示意图

Fig.5 (a) SEM image of nanogratings induced by femtosecond laser with pulse energy of $1.2 \mu\text{J}$ and focusing depth of $72.5 \mu\text{m}$;

(b)~(d) sketch map of formation of doubly-periodic nanogratings

4 结 论

紧聚焦单光束飞秒激光在石英玻璃内部能够诱导具有两种周期 Λ_K 与 Λ_E 的纳米光栅结构,且周期 Λ_K 随入射深度逐渐增加。数值模拟结果表明自由电子态密度分布会影响周期 Λ_K 。理论分析了纳米等离子体非对称生长及其引起的局域场强分布对双周期纳米光栅形成的影响。利用双周期纳米光栅结构特性,可以在石英材料内部诱导自组装微反射镜或光子带隙器件,对深入分析纳米光栅形成机理也具有一定推动作用。

参 考 文 献

- 1 Poumellec B, Lancry M, Chahid A, *et al.*. Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: Review of dependencies on laser parameters[J]. *Opt Mater Express*, 2011, 1(4): 766-782.
- 2 Richter S, Heinrich M, Döring S, *et al.*. Nanogratings in fused silica: Formation, control, and applications[J]. *J Laser Appl*, 2012, 24(4): 042008.
- 3 Bhardwaj V R, Simova E, Rajeev P P, *et al.*. Optically produced arrays of planar nanostructures inside fused silica[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(5): 057404.
- 4 Taylor R S, Hnatovsky C, Simova E, *et al.*. Femtosecond laser erasing and rewriting of self-organized planar nanocracks in fused silica glass[J]. *Opt Lett*, 2007, 32(19): 2888-2890.
- 5 Liao Y, Shen Y L, Qiao L L, *et al.*. Femtosecond laser nanostructuring in porous glass with sub-50 nm feature sizes[J]. *Opt Lett*, 2013, 38(2): 187-189.
- 6 Yu X M, Liao Y, He F, *et al.*. Tuning etch selectivity of fused silica irradiated by femtosecond laser pulses by controlling polarization of the writing pulses[J]. *J Appl Phys*, 2011, 109(5): 053114.
- 7 Shimotsuma Y, Sakakura M, Kazansky P G, *et al.*. Ultrafast manipulation of self-assembled form birefringence in glass [J]. *Adv Mater*, 2010, 22(36): 4039-4043.
- 8 Liao Y, Cheng Y, Liu C N, *et al.*. Direct laser writing of sub-50 nm nanofluidic channels buried in glass for three-dimensional micro-nanofluidic integration[J]. *Lab Chip*, 2013, 13(8): 1626-1631.
- 9 Ramirez L P R, Heinrich M, Richter S, *et al.*. Tuning the structural properties of femtosecond-laser-induced nanogratings[J]. *Appl Phys A*, 2010, 100(1): 1-6.
- 10 Cheng G, Mishchik K, Maclair C, *et al.*. Ultrafast laser photoinscription of polarization sensitive devices in bulk silica glass[J]. *Opt Express*, 2009, 17(12): 9515-9525.
- 11 Beresna M, Gecevičius M, Kazansky P G, *et al.*. Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass[J]. *Opt Mater Express*, 2011, 1(4): 783-795.
- 12 Beresna M, Gecevičius M, Kazansky P G, *et al.*. Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass[J]. *Appl Phys Lett*, 2011, 98(20): 201101.
- 13 Lin Ling, Yang Xiaojun, Bai Jing, *et al.*. Femtosecond laser photoinscription of waveguide polarizer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, 40(6): 818-822.

林 灵, 杨小君, 白 晶, 等. 飞秒激光光刻波导偏振器[J]. *光子学报*, 2011, 40(6): 818-822.

- 14 Li Dongjuan, Lin Ling, Lü Baida, *et al.*. Polarization-dependent optical guiding in low repetition frequency femtosecond laser photowritten type II fused silica waveguides[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(5): 0532001.
李冬娟, 林 玲, 吕百达, 等. 低重复频率飞秒激光在石英玻璃内写入的 II 类波导的偏振依赖导光性研究[J]. *光学学报*, 2013, 33(5): 0532001.
- 15 Xue Jun, Yang Yong, Li Chen, *et al.*. Research on polarized scattering of self-organized nanogratings induced by femtosecond laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(4): 0432001.
薛 军, 杨 勇, 李 晨, 等. 飞秒激光诱导自组织纳米光栅偏振散射特性研究[J]. *光学学报*, 2014, 34(4): 0432001.
- 16 Shimotsuma Y, Kazansky P G, Qiu J R, *et al.*. Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses [J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(24): 247405.
- 17 Taylor R, Hnatovsky C, Simova E. Applications of femtosecond laser induced self-organized planar nanocracks inside fused silica glass[J]. *Laser and Photon Rev*, 2008, 2(1-2): 26-46.
- 18 Richter S, Heinrich M, Döring S, *et al.*. Formation of femtosecond laser-induced nanogratings at high repetition rates [J]. *Appl Phys A*, 2011, 104(2): 503-507.
- 19 Liao Y, Ni J L, Qiao L L, *et al.*. High-fidelity visualization of formation of volume nanogratings in porous glass by femtosecond laser irradiation[J]. *Optica*, 2015, 2(4): 329-334.
- 20 Yang W, Bricchi E, Kazansky P G, *et al.*. Self-assembled periodic sub-wavelength structures by femtosecond laser direct writing[J]. *Opt Express*, 2006, 14(21): 10117-10124.
- 21 Kazansky P G, Bricchi E, Shimotsuma Y, *et al.*. Self-assembled nanostructures and two-plasmon decay in femtosecond processing of transparent materials[C]. *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007: CThJ3*.
- 22 Messina F, Vella E, Cannas M, *et al.*. Evidence of delocalized excitons in amorphous solids[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 105(11): 116401.
- 23 Beresna M, Gecevičius M, Kazansky P G, *et al.*. Exciton mediated self-organization in glass driven by ultrashort light pulses[J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 101(5): 053120.
- 24 Yang P, Burns G R, Guo J, *et al.*. Femtosecond laser-pulse-induced birefringence in optically isotropic glass[J]. *J Appl Phys*, 2004, 95(10): 5280-5283.
- 25 Bricchi E, Kazansky P G. Extraordinary stability of anisotropic femtosecond direct written structures embedded in silica glass[J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 88(11): 111119.
- 26 Hnatovsky C, Taylor R S, Rajeev P P, *et al.*. Pulse duration dependence of femtosecond laser fabricated nanogratings in fused silica[J]. *Appl Phys Lett*, 2005, 87(1): 014104.
- 27 Buschlinger R, Nolte S, Peschel U. Self-organized pattern formation in laser-induced multiphoton ionization[J]. *Phys Rev B*, 2014, 89(18): 184306.
- 28 Stuart B C, Feit M D, Herman S, *et al.*. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics[J]. *Phys Rev B*, 1996, 53(4): 1749.