

## 飞秒激光烧蚀石英玻璃微槽截面形状仿真

吴东江<sup>1</sup>, 周思雨<sup>1</sup>, 姚龙元<sup>1</sup>, 马广义<sup>1</sup>, 庄娟<sup>2</sup>

(1. 大连理工大学 精密与特种加工教育部重点实验室, 辽宁 大连 116024;

2. 大连理工大学 物理与光电工程学院, 辽宁 大连 116024)

**摘要:** 基于透明电介质的烧蚀率计算模型, 建立了飞秒激光烧蚀石英玻璃的微槽截面形状仿真模型, 并通过烧蚀实验验证了模型的可靠性。利用所建模型分析了光斑半径、脉冲能量和扫描速度等参数对微槽截面形状的影响规律。研究表明, 减小光斑半径、提高脉冲能量或降低扫描速度均可以提高微槽的槽深和侧壁角; 微槽的槽宽随脉冲能量的提高或扫描速度的降低而增大, 但随光斑半径的增大, 其呈现先增大后减小的规律, 在脉冲能量为 4  $\mu\text{J}$ 、扫描速度为 0.2 mm/s 的条件下, 槽宽在光斑半径为 13  $\mu\text{m}$  时达到最大值 8.13  $\mu\text{m}$ 。

**关键词:** 飞秒激光; 石英玻璃; 仿真建模; 烧蚀形状

**中图分类号:** TN249; O437.5 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)08-2243-07

## Simulation of micro-groove cross-section in femtosecond laser ablation of quartz glass

Wu Dongjiang<sup>1</sup>, Zhou Siyu<sup>1</sup>, Yao Longyuan<sup>1</sup>, Ma Guangyi<sup>1</sup>, Zhuang Juan<sup>2</sup>

(1. Key Laboratory for Precision and Non-traditional Machining Technology of Ministry of Education,

Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;

2. School of Physics and Optoelectronic Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

**Abstract:** The cross-section shape simulation model of micro-groove in femtosecond laser ablation of quartz glass was built based on the ablation rate model of transparent dielectric. Besides, the model was verified by ablation experiment. The effect of pulse energy and scan speed on the cross-section shape of micro-groove was analyzed to achieve the adjustment method of micro-groove shape. The analysis of simulation results shows that the depth and sidewall angle of micro-groove can be improved by decreasing the spot radius, increasing the pulse energy or slowing the scan speed. The width of micro-groove be improved by increasing the pulse energy or slowing the scan speed, but with the increasing of spot radius, it first increases and then decreases. The width of micro-groove reaches a maximum of 8.13  $\mu\text{m}$  at the spot radius of 13  $\mu\text{m}$  with the pulse of 4  $\mu\text{J}$  and the scan speed of 0.2 mm/s.

**Key words:** femtosecond laser; quartz glass; simulation model; ablation shape

收稿日期: 2014-12-07; 修订日期: 2015-01-10

基金项目: 国家自然科学基金(51175061); 创新研究群体科学基金(51321004); 辽宁省自然科学基金(201200615)

作者简介: 吴东江(1964-), 男, 教授, 主要从事激光精密制造技术领域的研究。Email: djwudut@dlut.edu.cn

## 0 引言

飞秒激光具有极短的脉宽和极高的峰值功率等特性,使得其与物质相互作用时具有作用区域小,加工精度高,可突破衍射极限等特点,因而广泛应用于透明材料的精细加工中<sup>[1-3]</sup>。石英玻璃因其优良的高温使用性能和抗辐射性被广泛应用于望远镜、激光系统、空间光学和平版印刷等领域<sup>[4]</sup>,在其表面进行微结构加工是这些领域中的重点研究内容,其中飞秒激光点、线烧蚀形成的微孔和微槽结构是构成所有复杂结构的基础,因此对其烧蚀形状的研究具有重大意义。

到目前为止,绝大部分飞秒激光的研究仍侧重于实验方法,利用大量的烧蚀实验来获得满足要求的加工步骤和参数,极少数学者对不同飞秒激光烧蚀参数下形成表面微结构的形状进行模拟仿真研究。C. Paterson 等<sup>[5]</sup>在对准分子激光辐照聚合物进行掩膜制造时,讨论能量密度在逐渐变化表面上的分布,并对加工截面形状进行预测,但文中未涉及改变能量密度和扫描速度等参数所引起的烧蚀截面形状变化。L Jiang 等<sup>[6]</sup>以福克-普朗克方程为基础,考虑烧蚀过程中电离后的电介质的反射率和吸收率的变化,建立了不同脉冲能量下飞秒激光烧蚀电介质的微孔形状仿真模型,但该模型只涉及单脉冲的烧蚀,对于线扫描烧蚀这种多脉冲烧蚀情况未予研究。马法君等<sup>[7]</sup>基于固体能带理论和能量守恒原理,建立了描述电介质材料载流子密度和激光强度在时间和空间上的分布模型,计算出飞秒激光烧蚀率与激光功率密度的关系,此关系是电介质形状仿真的理论基础;梅雪松等<sup>[8]</sup>在对飞秒激光烧蚀金属表面的研究中,建立了聚焦和散焦两种情况下线烧蚀截面的形状仿真模型,但对于较高能量密度的焦平面加工,仿真与实际加工结果之间存在较大偏差。

综上所述,相对于准分子激光,飞秒激光烧蚀形状的仿真研究较少,而且主要集中于对金属的烧蚀研究,针对飞秒激光烧蚀电介质的模拟仿真研究更为少见。因此,文中考虑到多脉冲累积效应对烧蚀阈值的影响,建立了预测飞秒激光长聚焦烧蚀石英玻璃微槽截面形状的仿真模型,并利用烧蚀实验验证了模型的可靠性,通过仿真结果分析了光斑半

径、脉冲能量和扫描速度等参数对微槽截面形状的影响规律。

## 1 模型建立

### 1.1 烧蚀率模型

采用 Thornber 雪崩电离模型<sup>[9]</sup>和 Keldysh 简化模型<sup>[10]</sup>分别描述雪崩电离和多光子电离过程,得到雪崩电离系数和多光子电离系数与能量密度的关系;并由能量守恒、光子与载流子之间的一维比例关系,建立单脉冲烧蚀材料的烧蚀深度,即烧蚀率模型<sup>[5]</sup>:

$$L(F_{th}, F) = \frac{1}{Nh\omega(\rho_{e0} - 2\rho_{c0})} \int_{F_a}^F \left[ 2 + \frac{2W_F + H_F \rho_{e0}}{[W_F + H_F \rho_{c0}] \left\{ \exp \left[ \left( \frac{2W_F + H_F}{\rho_{e0}} \right) \tau \right] - 1 \right\}} \right] dF \quad (1)$$

式中: $L$ 为烧蚀率; $h$ 为普朗克常数; $\omega$ 为激光频率; $\tau$ 为脉冲宽度; $F_{th}$ 为烧蚀阈值(100 fs 时为  $3.7 \text{ J/cm}^2$ <sup>[11]</sup>); $\rho_{e0}$ 为初始价带电子密度( $1.76 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ <sup>[17]</sup>); $\rho_{c0}$ 为初始导带电子密度( $10^8 \text{ cm}^{-3} \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ <sup>[12]</sup>); $\rho_{cr}$ 为临界电子密度( $1.5 \sim 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ <sup>[13]</sup>); $W_F = [F/F_{th}]^n W_{pl}(F_{th})$ ,  $H_F = [F/F_{th}]^{(1/2)} \eta(F_{th})$ ;  $W_{pl}(F_{th})$ 和  $\eta(F_{th})$ 分别为能量密度等于烧蚀阈值时的光致电离和碰撞电离系数。

烧蚀率模型(1)中,能量密度  $F$  服从高斯分布:

$$F(x) = F_0 e^{-\frac{2x^2}{\omega_0^2}} \quad (2)$$

式中: $\omega_0$ 为光斑半径; $F_0$ 为峰值能量密度,  $F_0 = 2E_p/\pi\omega_0^2$ ,  $E_p$ 为脉冲能量,  $E_p = P/f$ ,  $P$ 为激光功率,  $f$ 为重复频率; $x$ 为能量密度为  $F$  的点与光斑中心的距离。

烧蚀率模型(1)中,多脉冲烧蚀阈值  $F_{th}(N)$  的计算由下式确定<sup>[11,14]</sup>:

$$F_{th}(N) = F_{th}(1)N^{S-1} \quad (3)$$

式中: $F_{th}(1)$ 为单脉冲烧蚀阈值; $N$ 为作用脉冲数; $S$ 为多脉冲累积系数,对于石英玻璃,  $S$ 取  $0.68$ <sup>[10]</sup>。由于多脉冲累积效应,烧蚀阈值随作用于材料表面的脉冲数增加而减小。

### 1.2 截面形状仿真模型

微槽加工采用高斯光束长聚焦烧蚀方式,光斑聚焦于石英玻璃表面,烧蚀深度在瑞利长度内,假设加工过程中光束平行传播,沿垂直于样品表面的方向去除材料。由于模型中采用的光斑重叠率较高,因此可认为垂直于扫描速度方向上的每一截面的形状

大小是相同的,并取 A-A 作为研究截面,当扫描速度为  $S$  时,作用于 A-A 截面的总脉冲数  $N_m$  为:

$$N_m=(2f\omega_0)/S \quad (4)$$

扫描烧蚀的具体过程如图 1 所示,由于每一个脉冲对 A-A 截面的烧蚀作用关于  $y$  轴对称,因此只需研究光斑上半部分的烧蚀过程,即  $x>0$  的部分。考虑多脉冲累积效应对烧蚀阈值的影响,第一个脉冲对 A-A 截面的影响宽度为  $0-A_1$ ,材料的烧蚀阈值均为  $F_{th}(1)$ ;第二个脉冲对 A-A 截面的影响宽度为  $0-A_2$ ,由于受到第一个脉冲的影响,对于  $0-A_1$  段,材料的烧蚀阈值为  $F_{th}(2)$ ,但  $A_1-A_2$  段未受到前一个脉冲的影响,烧蚀阈值仍为  $F_{th}(1)$ ;以此类推,第  $n$  个脉冲作用时, $0-A_1$  段的烧蚀阈值为  $F_{th}(n)$ , $A_1-A_2$  段为  $F_{th}(n-1)$ ……, $A_{n-1}-A_n$  段为  $F_{th}(1)$ 。确定 A-A 截面每一位置的能量密度和烧蚀阈值之后,通过烧蚀率模型(1)计算出单个脉冲在每一位置的烧蚀率,若某一位置的能量密度低于烧蚀阈值,则此处不发生烧蚀;最后累积  $N_m$  个脉冲的影响,形成最终的烧蚀微槽截面形状。

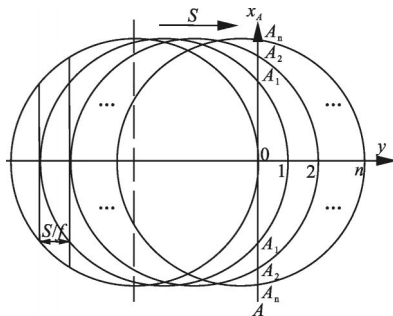


图 1 扫描烧蚀过程示意图

Fig.1 Process of scan ablation

根据上述分析,得到微槽截面仿真形状的具体算式如下。

第  $n$  个脉冲对 A-A 截面上坐标为  $x$  点的烧蚀率为  $L_n(x)$ ,其计算如下:

$$L_n(x) \begin{cases} L[F_{th}(n),F(x)] & 0 < x \leq A_1 \\ L[F_{th}(n-1),F(x)] & A_1 < x \leq A_2 \\ \dots & \dots \\ L[F_{th}(1),F(x)] & A_{n-1} < x \leq A_n \end{cases} \quad (5)$$

$N_m$  个脉冲作用后,坐标为  $x$  的点的烧蚀深度为  $H(x)$ ,其计算如下:

$$H(x)=\sum_{n=1}^{N_m} L_n(x) \quad -R \leq x \leq R \quad (6)$$

最后,计算 A-A 截面的每一个坐标位置  $x$  处的烧蚀深度  $H(x)$ ,得到微槽截面最终仿真形状。为保证计算精度和效率,在 A-A 截面上每隔 200 nm 取一坐标点  $x$  进行烧蚀率叠加计算。

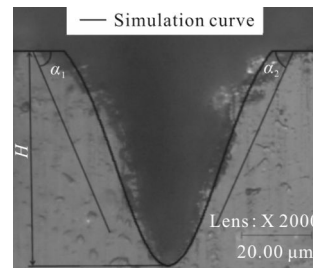
## 2 实验验证

### 2.1 实验方法

实验样品为 10 mm×10 mm×1 mm 石英玻璃,实验前后均用丙酮、酒精和去离子水超声清洗。实验设备为钛宝石再生放大器 (Legend Elite-USP-HE, Coherent Inc.),输出脉冲宽度 100 fs,中心波长 800 nm,重复频率 1 kHz,光强近高斯分布,脉冲能量为 0~3 mJ;脉冲通过焦距为 125 mm 的透镜垂直聚焦到样品前表面,聚焦后光斑半径为 35  $\mu$ m。

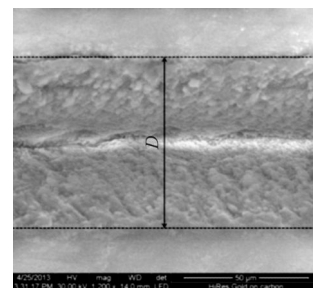
### 2.2 对比分析

当脉冲能量为 200  $\mu$ J、扫描速度为 0.5 mm/s 时,通过超景深显微镜对烧蚀后的微槽横截面形貌进行观测,如图 2(a)所示;通过扫描电子显微



(a) 微槽横截面烧蚀形貌

(a) Cross-section morphology of micro-groove



(b) 微槽表面烧蚀形貌

(b) Surface morphology of micro-groove

图 2 仿真截面轮廓与实验烧蚀轮廓的对比

Fig.2 Comparison between profiles predicted by simulation and actual ablated structure

镜对烧蚀后微槽的表面形貌进行观测,如图 2(b)所示,相同烧蚀参数下的仿真结果如图 2(a)中黑色曲线所示。

为定量表征仿真结果与实验结果的偏差,对仿真轮廓与实验轮廓在深度方向上的平均值偏差和偏差均方差进行计算;其中,两个相邻计算点之间的横向距离为 200 nm。计算结果表明,轮廓平均偏差为 0.37  $\mu\text{m}$ ,均方差为 2.49  $\mu\text{m}$ ,其数值较小,由此说明仿真轮廓整体与实验结果较好符合,仿真模型可靠。在微槽截面形状中,槽深、槽宽和侧壁角是最重要的三个参数,通过这三个参数即可确定烧蚀截面的基本形状。由于在微槽截面中侧壁不呈直线,取 100 个均布在侧壁上的点,并通过最小二乘法将这些点拟合成一条直线,将这条直线与微槽表面的夹角作为微槽的平均侧壁角。通过该方法计算出左侧壁的平均侧壁角为  $\alpha_1$ ,右侧壁的平均侧壁角为  $\alpha_2$ ,取  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  的平均值得到整个微槽的平均侧壁角  $\alpha$ 。通过图 2(a)可测得烧蚀微槽的槽深  $H$  和平均侧壁角  $\alpha$ ,通过图 2(b)可测出烧蚀微槽的槽宽  $D$ 。

将实验测得的槽深  $H$ 、槽宽  $D$  和平均侧壁角  $\alpha$  与仿真结果做差,并与实验结果相比,取其比值为相对误差。实验与仿真微槽的槽深、槽宽和侧壁角大小及其相对误差如表 1 所示。可以看出,微槽的槽深、槽宽和侧壁角仿真结果与实验结果的相对误差都在 10% 之内,因此可认为模型对三者的计算结果可靠。虽然仿真轮廓与实验结果符合度较高,但仍存在一定偏差。分析认为,烧蚀表面迅速形成的等离子体是造成偏差的主要原因,实验过程中较小部分的激光能量被等离子体屏蔽而没有参与材料的烧蚀过程,从而使得仿真模型中的烧蚀率大于实验结果,因此导致仿真轮廓尺寸整体偏大<sup>[15-17]</sup>;同时,实际加工光束的非平行传播也是造成仿真偏差的原因。

表 1 仿真结果与实验结果的偏差

Tab.1 Deviation between simulation and actual result

	$H$	$D$	$\alpha$
Actual result	61.16 $\mu\text{m}$	63.89 $\mu\text{m}$	64.78°
Simulation result	61.38 $\mu\text{m}$	59.86 $\mu\text{m}$	67.24°
Relative error	0.36%	6.3%	3.80%

### 3 加工参数对微槽截面形状的影响

由于实验聚焦光斑半径和脉冲能量较大,因此烧蚀微槽整体尺寸较大,为了对实际中更广泛应用的小尺寸微槽的加工提供预测和指导,运用半径 10  $\mu\text{m}$  的光斑对微槽截面形状进行仿真,同时为保证良好的微槽烧蚀形貌,相应地将脉冲能量减小为 4  $\mu\text{J}$ 、扫描速度减小为 0.2 mm/s,并在此参数附近范围内,利用仿真模型分别讨论光斑半径、脉冲能量和扫描速度对微槽截面形状的影响规律。

#### 3.1 光斑半径的影响

当脉冲能量为 4  $\mu\text{J}$ 、扫描速度为 0.2 mm/s 时,光斑半径对微槽形状的影响规律如图 3 所示。

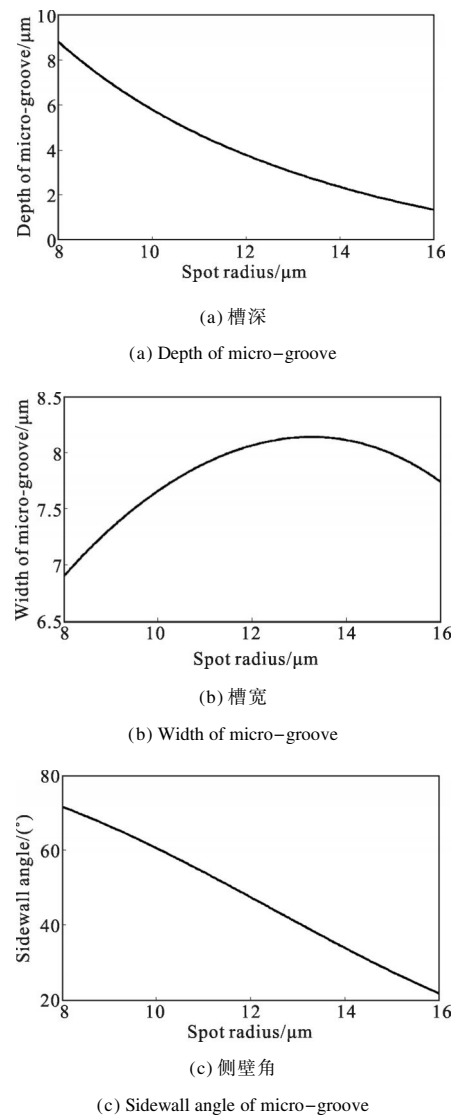


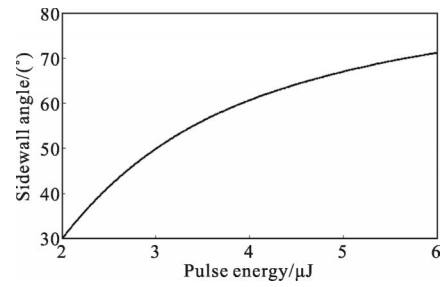
图 3 光斑半径对微槽形状的影响

Fig.3 Relationship of spot radius and shape of micro-groove

由图 3(a)和 3(c)可知,微槽的槽深和侧壁角随光斑半径的增大而显著减小。从图 3(b)可以看出,随着光斑半径的增大,槽宽呈现先增大后减小的规律,当光斑半径为 13  $\mu\text{m}$  时,达到最大值 8.13  $\mu\text{m}$ 。这是由于光斑半径的增大会使得作用于研究截面的脉冲数增多,材料的烧蚀阈值由于多脉冲累积效应而降低;同时光斑半径增大还会导致作用于研究截面的能量密度的降低,而槽宽的大小由这两个因素共同决定,当光斑半径小于 13  $\mu\text{m}$  时,烧蚀阈值降低的因素占主导,因此槽宽随光斑的增大而增大;当光斑半径大于 13  $\mu\text{m}$  时,能量密度降低的因素占主导,使得槽宽随光斑的增大而减小。因此,在实际加工过程中,为了得到宽度相对较小、深度和侧壁角较大的微槽,可以通过选用较大数值孔径的聚焦透镜来实现。

### 3.2 脉冲能量的影响

当扫描速度为 0.2 mm/s、光斑半径为 10  $\mu\text{m}$  时,微槽的槽深、槽宽和侧壁角随脉冲能量的变化规律如图 4 所示。从图 4(a)可以看出,随着脉冲能量的增加,微槽的槽深呈正比增大,这是由公式(1)中烧蚀率与脉冲能量的近似正比关系所决定的。由图 4(b)可知,槽宽随着脉冲能量的增大而增大,但其增大逐渐变得缓慢,变化规律与激光能量密度的高斯分布相关。从图 4(a)和图 4(b)中可以看出,槽深随脉冲能



(c) 侧壁角

(c) Sidewall angle of micro-groove

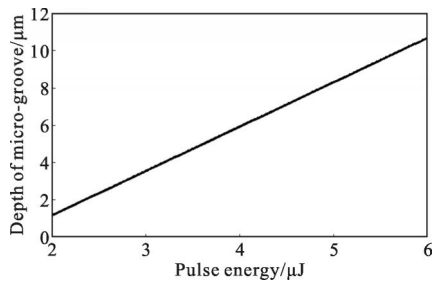
图 4 脉冲能量对微槽形状的影响

Fig. 4 Relationship of pulse energy and shape of micro-groove

量的变化比槽宽显著,使得微槽平均侧壁角随脉冲能量的增大而增加,如图 4(c)所示。因此,在实际加工过程中,为了得到槽深、槽宽和侧壁角均较小的微槽,可以适当减小脉冲能量。

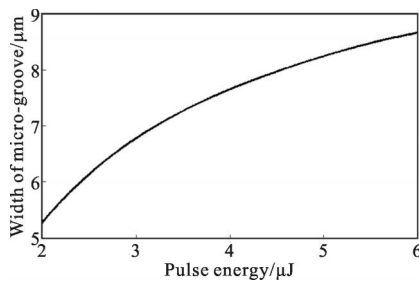
### 3.3 扫描速度的影响

当脉冲能量为 4  $\mu\text{J}$ 、光斑半径为 10  $\mu\text{m}$  时,微槽的槽深、槽宽和侧壁角随扫描速度的变化规律如图 5 所示。由公式(4)可知,扫描速度与脉冲数成反比,但由公式(5)可知,每一个脉冲的烧蚀率并不相同,使得槽深与脉冲数不成正比,因此导致槽深与扫描速度并不呈反比例关系,如图 5(a)所示,扫描速度为 0.2 mm/s 和 0.4 mm/s 时,槽深分别为 5.81  $\mu\text{m}$  和 2.4  $\mu\text{m}$ ,扫描速度增大一倍,槽深的减小却大于一倍。



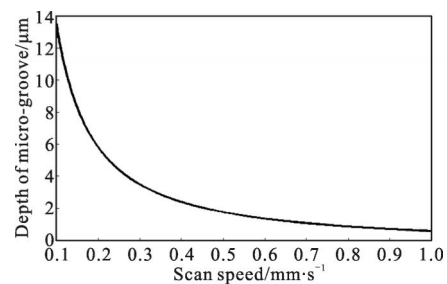
(a) 槽深

(a) Depth of micro-groove



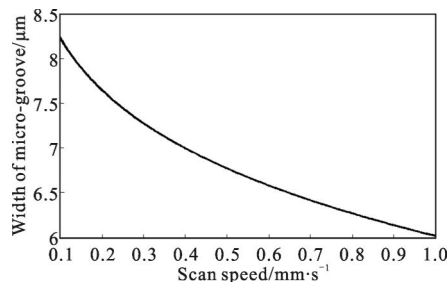
(b) 槽宽

(b) Width of micro-groove



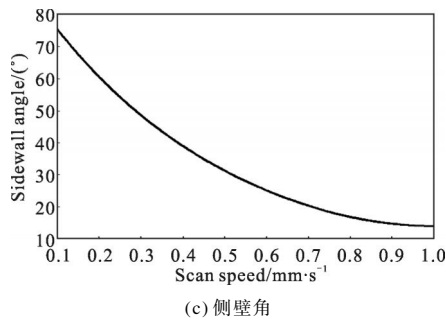
(a) 槽深

(a) Depth of micro-groove



(b) 槽宽

(b) Width of micro-groove



(c) 侧壁角  
图 5 扫描速度对微槽形状的影响

Fig.5 Relationship of scan speed and shape of micro-groove

由图 5(b)可看出,槽宽随扫描速度的增大而减小,这是由于扫描速度的增大使得作用于研究截面的脉冲数减少,由于多脉冲累积效应,石英玻璃的烧蚀阈值增大、烧蚀区域变小,从而导致了槽宽的减小。微槽的侧壁角随扫描速度的增大而显著减小,如图 5(c)所示。在实际加工中,采用较大的扫描速度,可以得到槽深、槽宽和侧壁角均较小的微槽。

为确保模型在上述参数范围内的可靠性,选取光斑半径为  $10\ \mu\text{m}$ 、脉冲能量为  $4\ \mu\text{J}$ 、扫描速度为  $0.2\ \text{mm/s}$  参数进行实验验证,实验与仿真截面轮廓如图 6 所示。可以看出,仿真与实验结果较为接近,经计算,仿真与实验得到的槽深  $H$ 、槽宽  $D$  和平均侧壁角  $\alpha$  的相对误差分别为:  $0.72\%$ 、 $2.15\%$  和  $9.88\%$ ,三者相对误差都在  $10\%$  以内,由此证明文中模型在较小光斑烧蚀微槽的仿真中同样有效,形状变化规律预测可靠。

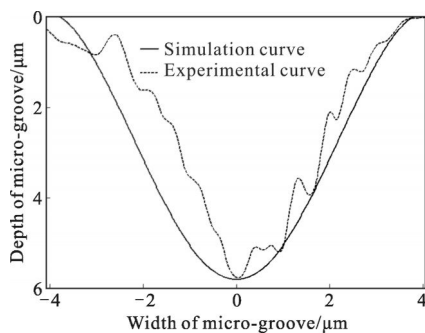


图 6 小光斑下实验与仿真截面轮廓对比

Fig.6 Comparison between profiles predicted by simulation and actual ablated structure with small spot radius

## 4 结论

(1) 建立了飞秒激光烧蚀石英玻璃的微槽截面

形状仿真模型,通过与实验测得的烧蚀轮廓进行对比,证明了模型的可靠性。其中的偏差主要是由于等离子体屏蔽效应和加工光束的非平行传播等因素造成。

(2) 减小光斑半径、提高脉冲能量或降低扫描速度均可以提高微槽侧壁角;提高脉冲能量可以线性地增大槽深;降低扫描速度也可以增大槽深,但二者并不呈反比关系。

(3) 当脉冲能量增大到一定值后,槽宽大小几乎不再增加;随着光斑半径的增大,槽宽呈现先增大后减小的规律,在脉冲能量为  $4\ \mu\text{J}$ 、扫描速度为  $0.2\ \text{mm/s}$  的条件下,槽宽在光斑半径为  $13\ \mu\text{m}$  时达到最大值  $8.13\ \mu\text{m}$ 。

## 参考文献:

- [1] Von der Linde D, Sokolowski-Tinten K, Bialkowski J. Laser-solid interaction in the femtosecond time regime [J]. *Appl Surf Sci*, 1997, 109: 1-10.
- [2] Chen Xiangqian, Peng Yan, Fang Dan, et al. Micro-structure silicon fabricated by femtosecond laser pulse for infrared sensor [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43 (2): 398-403. (in Chinese)  
陈向前, 彭滢, 方丹, 等. 真空环境下飞秒激光制备的微构造硅的吸收和退火特性[J]. 红外与激光工程, 2014, 43(2): 398-403.
- [3] Tian Xiuqin, Xiao Si, Tao Shaohua, et al. Damage threshold research of monocrystalline silicon solar cells under femtosecond laser illumination [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(3): 676-680. (in Chinese)  
田秀芹, 肖思, 陶少华, 等. 飞秒超短脉冲激光对硅太阳能电池的损伤阈值研究 [J]. 红外与激光工程, 2014, 43(3): 676-680.
- [4] Marshall C D, Speth J A, Payne S A. Induced optical absorption in gamma, neutron and ultraviolet irradiated fused quartz and silica [J]. *J Non-Crystalline Solids*, 1997, 212 (1): 59-73.
- [5] Paterson C, Holmes A S, Smith R W. Excimer laser ablation of microstructures: a numerical model [J]. *J Appl Phys*, 1999, 86(11): 6538-6546.
- [6] Jiang L, Tsai H L. Prediction of crater shape in femtosecond laser ablation of dielectrics [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2004, 37(10): 1492.

- [7] Ma Fajun, Tian Youwei, He Feng, et al. Ultra-short pulse laser-induced damage in transparent materials [J]. *Laser Technology*, 2005, 29(5): 507-510. (in Chinese)  
马法君, 田友伟, 何峰, 等. 超短脉冲激光对透明材料的破坏[J]. 激光技术, 2005, 29(5): 507-510.
- [8] Wang Wenjun. Study of shape and morphology control in femtosecond laser fabrication of metals [D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2008. (in Chinese)  
王文君. 飞秒激光金属加工中的形状及形貌控制研究[D]. 西安: 西安交通大学, 2008.
- [9] Du D, Liu X, Korn G, et al. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO<sub>2</sub> with pulse widths from 7 ns to 150 fs[J]. *Appl Phys Lett*, 1994, 64(23): 3071-3073.
- [10] Joglekar A P, Liu H, Spooner G J, et al. A study of the deterministic character of optical damage by femtosecond laser pulses and applications to nanomachining [J]. *Applied Physics B*, 2003, 77(1): 25-30.
- [11] Ashkenasi D, Lorenz M, Stoian R, et al. Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation [J]. *Appl Surf Sci*, 1999, 150(1-4): 101-106.
- [12] Lenzner M, Krüger J, Kautek W, et al. Precision laser ablation of dielectrics in the 10-fs regime [J]. *Appl Phys A*, 1999, 68(3): 369-371.
- [13] Wu A Q, Chowdhury I H, Xu X F. Femtosecond laser absorption in fused silica: Numerical and experimental investigation[J]. *Phy Rev B*, 2005, 72: 085128.
- [14] Niso F Di, Gaudiuso C, Sibillano T, et al. Influence of the repetition rate and pulse duration on the incubation effect in multiple-shots ultrafast laser ablation of steel [J]. *Physics Procedia*, 2013, 41: 691-700.
- [15] Fan H C, Sun J, Longtin J P. Plasma absorption of femtosecond laser pulses in dielectrics [J]. *Transaction - American Society of Mechanical Engineers Journal of Heat Transfer*, 2002, 124(2): 275-283.
- [16] Jiang L, Tsai H L. Plasma modeling for ultrashort pulse laser ablation of dielectrics [J]. *Journal of Applied Physics*, 2006, 100(2): 023116-023116-7.
- [17] Yang Chengjuan, Mei Xuesong, Wang Wenjun, et al. Femtosecond laser ablation on gold-chromium film [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(1): 61-65. (in Chinese)  
杨成娟, 梅雪松, 王文君, 等. 金铬薄膜的飞秒激光烧蚀加工[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(1): 61-65.