

激光诱导等离子体加工石英微通道机理研究*

李世雄 白忠臣 黄政 张欣 秦水介† 毛文雪

(贵州大学贵州省光电子技术及应用重点实验室, 贵阳 550025)

(2011年5月6日收到; 2011年11月4日收到修改稿)

利用调 Q 的 Nd: YAG 激光器输出的纳秒激光脉冲诱导等离子体加工石英微通道, 显微镜下观察微通道深度可达 4 mm, 通道周围没有发现热裂纹, 围绕通道内壁产生了固化层. 研究了纳秒脉冲下固体材料损伤的电离机理. 波长为 1064 nm, 光强不很强的纳秒脉冲作用时, 光学击穿中等离子体的形成主要是雪崩电离的结果, 利用雪崩击穿的阈值理论得到了等离子体形成模型, 求出了等离子体形成范围, 理论模型结果与实验结果基本相符. 最后基于激光支持的爆轰波模型, 利用流体力学理论求出了等离子体的温度、速度、压强等特征参数, 并分析了微通道的特点. 高温高压的等离子体烧蚀出石英微通道, 等离子通过后, 在冲击波压力作用下微通道内壁熔化的石英凝固形成固化层.

关键词: 等离子体, 微通道, 雪崩电离, 激光支持的爆轰波

PACS: 52.50.Jm, 52.40.Hf, 61.80.-x, 52.35.-g

1 引言

微/纳米通道制作技术是国内外微纳米技术研究的热点, 已被广泛应用于化学分析、血液分析、脱氧核糖核酸 (DNA) 分析、微型电子机械系统等方面^[1,2]. 传统微通道加工方法有电子束刻蚀、反应离子刻蚀等, 但是这些方法工艺昂贵、耗时多^[1]. 随着激光技术的发展, 激光微加工越来越受到人们的重视. 激光加工微通道主要有热加工法和诱导等离子体刻蚀法^[2], 基于激光等离子体加工的微通道内壁光滑, 加工速度快, 应用价值极大. 石英具有透光性好, 对紫外线吸收小, 化学性质稳定等特点, 是一种很好的微通道材料. 关于激光诱导等离子体加工石英微通道的研究并不多. 秦水介等^[1]提出了调 Q 的 Nd: YAG 激光器输出的纳秒激光脉冲 (波长为 1064 nm) 诱导等离子体加工石英微通道的方法; 樊永发等^[3]对加工过程中的等离子体光谱进行了分析, 认为等离子体在通道内的强弱以及消失与通道气压有关; 冯彩玲等^[4]采用倍频技术 (倍频光波长为 532 nm) 后使通道深度达 8 mm.

这些报道中, 只对微通道的形成作了定性的描述, 并没提出具体的理论模型. 研究激光诱导等离子体加工石英微通道的损伤机理, 从理论上分析微通道的形成过程, 从而改善微通道的加工质量, 具有重要的理论与应用意义.

激光与物质相互作用是一个非常复杂的过程, 很多学者对其进行了研究, 其中大量研究多集中于激光等离子体对物质的损伤^[5-16]. 高功率激光作用于材料时, 材料吸收光能而发生温度升高、熔化、气化等现象. 当激光功率密度足够大时, 形成高温高压的等离子体, 等离子体吸收激光能量, 向外膨胀, 形成激光支持的吸收波 (laser supported absorption wave, LSAW) 或冲击波^[8,14], 并对材料产生冲击作用. 对于材料的激光损伤理论模型已有许多研究, 材料发生光学击穿的机理有雪崩电离、多光子吸收等, 可以利用这些机理得出不同激光参数条件下材料的击穿阈值模型^[9-12]. 本文利用调 Q 的 Nd: YAG 激光器输出的纳秒激光脉冲诱导石英等离子体加工石英微通道, 从固体材料损伤的电离机理、基于激光支持的爆轰波 (laser supported detonation wave, LSDW) 模型两个方面分析了微通

* 贵州省社会发展攻关计划 (批准号: 黔科合 SY[2010]3037 号) 和贵州省科学技术基金 (批准号: 黔科合 J 字 [2010]2103 号) 资助的课题.

† E-mail: shuijie.qin@gmail.com

道的形成机理和特点.

2 实验

2.1 实验装置

实验装置主要包括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, 其中激光器是武汉大华激光科技有限公司生产的 DPSS-50 型声光调 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(可调)设置为 2000 Hz, 脉宽(可调)设置为 140 ns, 激光脉冲是基模高斯脉冲, 脉冲能量约为 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 $12 \mu\text{m}$) 会聚入射到熔融石英样品表面进行加工. 熔融石英样品是上海石创光学玻璃仪器有限公司生产的六面抛光的熔融石英立方体. 用于观测的是上海光学仪器六厂生产的 BM-13 型荧光显微镜.

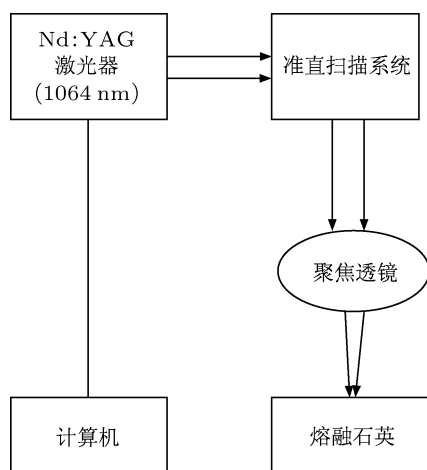


图 1 激光加工系统

2.2 实验结果

激光器输出的激光脉冲聚焦到样品表面, 利用激光热加工法预先在输出面形成一损伤点, 然后激光脉冲聚焦入射到该损伤点, 重复的脉冲辐照下诱导石英产生等离子体, 等离子体加工的石英微通道在 BM-13 型荧光显微镜下观测. 经过多次实验, 微通道深度为 2—4 mm, 通道直径约为 $70 \mu\text{m}$. 通道入口到通道中部的通道半径基本一致, 然后随着通

道深度的增加, 通道半径逐渐减小. 图 2(a) 所示为通道入口处的显微图, 围绕通道内壁产生了固化层, 图 2(b) 是截取的一部分通道. 通过显微镜观察可见, 通道内壁粗糙度低, 通道周围没有发现热裂纹.

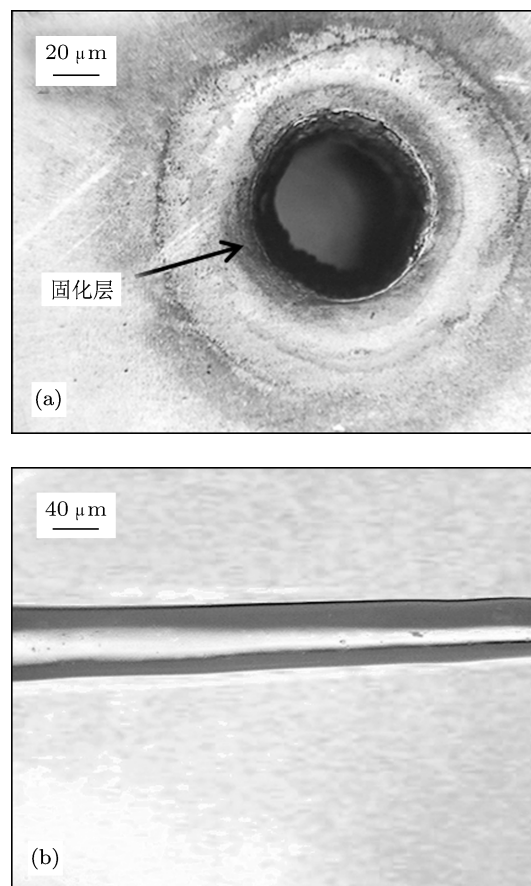


图 2 微通道显微图 (a) 微通道入口; (b) 截取的一部分通道

3 理论分析

3.1 微通道形成过程的机理分析

激光脉冲聚焦后入射到石英样品表面, 输出面比输入面更易破坏 [1,17,18]. 利用输出面加工法预先形成一损伤点, 激光脉冲聚焦入射到该损伤点, 由于存在缺陷, 损伤阈值降低 [8,17,18], 材料吸收激光能量后温度升高而熔融气化, 蒸气在激光脉冲作用下发生电离, 电子通过逆韧致辐射吸收光子发生雪崩电离, 当聚焦区内的自由电子数密度达到形成等离子体所需要的临界密度时, 便产生光学击穿 [9-12], 此时, 等离子体对于激光来说变得不透明, 即对激光起了屏蔽作用. 等离子体吸收后续激光脉冲能量, 形成高温高压的等离子体, 向外膨胀, 形

成 LSAW^[8], 并对材料产生巨大的冲击作用, 使其变形或断裂, 从而降低石英的损伤阈值, 为等离子体烧蚀材料提供条件. 只要后续激光强度和能量能维持石英等离子体, 石英等离子体将烧蚀石英, 当等离子体通过后, 通道内壁的熔融石英固化, 从而烧蚀出内壁比较光滑的石英微通道. 当激光强度不能维持石英等离子体时, 等离子体将熄灭, 通道加工停止.

3.2 激光脉冲的光强分布

高斯激光脉冲的功率形式为^[6,7]

$$P(t) = P_{\max} \exp[-(4 \ln 2)(t/\tau_p)^2], \quad (1)$$

式中 t 为时间, τ_p 为全波半极大脉冲宽度 (FWHM), 设 T_0 为脉冲半宽度, 则 $\tau_p = 1.665T_0$, P_{\max} 为脉冲的峰值功率, 与脉冲能量的关系满足 $E_p = 1.064P_{\max}\tau_p$.

聚焦的高斯光束, 在瑞利长度范围或焦点附近的光束半径为^[7,19]

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

式中 z 为轴向位置, $z_R = n_0\pi w_0^2/\lambda$ 为瑞利长度, n_0 为介质折射率, λ 是激光波长, w_0 是焦斑半径.

空间高斯光束在横截面的场分布满足高斯分布, 随着距离光束中心半径的增加, 光强减小很快, 高斯光束不同位置横截面的光强为^[19]

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right), \quad (3)$$

其中 r 为径向位置, P 为高斯光束的功率. 纳秒脉冲时, 由 (1) 和 (3) 式得出激光在不同时刻不同位置的光强分布

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

3.3 固体材料损伤的电离机理

高功率激光脉冲照射固体材料时, 会发生光学击穿, 形成等离子体, 其电离机理除了热电离外, 主要有两种机理. 其一是多光子吸收: 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. 若原子电

离所需的电离能为 ΔE , 多光子电离所需要的最少光子数^[10]

$$k = \text{int}\left(1 + \frac{\Delta E}{\hbar\omega}\right). \quad (5)$$

其中 int 表示取整, \hbar 为约化普朗克常量, ω 为激光角频率. 对于熔融石英 (SiO_2), 其电离能约为 9 eV, 对于波长为 1064 nm 的激光, 需要吸收 8 个光子才能形成一个自由电子. 多光子吸收产生的自由电子密度随时间的变化即多光子电离率^[10,20]

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{mp}} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m'\omega}{\hbar}\right)^{3/2} \times \exp(2k)\Phi\left(\sqrt{2k - \frac{2\Delta E}{\hbar\omega}}\right) \times \left(\frac{e^2}{16m'\Delta E\omega^2 c\epsilon_0 n_0} I\right)^k, \quad (6)$$

其中, N 为电子密度, $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{mp}}$ 为多光子电离项, m' 为电子约化质量 (约为电子质量 m 的一半), I 为光强, c 真空中的光速, ϵ_0 为真空介电常数, e 为电子电荷, k 为由 (5) 式求出的最少光子数. $\Phi(x)$ 表示 Dawson 积分

$$\Phi(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(y^2) dy. \quad (7)$$

利用实验中的参数并由 (4) 式求出峰值光强为 $6 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$, 代入 (6) 式求出多光子电离率为 $2.8 \times 10^4 \text{ s}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}$. 对于 140 ns 的脉冲, 多光子电离的自由电子很少, 其原因是光强不足. 其二是雪崩电离: 聚焦区内的自由电子 (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, 形成两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, 即雪崩电离. 其雪崩电离系数^[10]

$$\eta = \frac{1}{\omega^2\tau^2 + 1} \left(\frac{\tau e^2 I}{n_0 c \epsilon_0 m \Delta E} - \frac{m\tau\omega^2}{M}\right), \quad (8)$$

其中 M 为原子或分子质量, τ 为电子平均碰撞时间, 对于固体材料 $\tau = 10^{-15} \text{ s}$ ^[9].

光学击穿过程中除了多光子电离和雪崩电离, 还会伴随电子热扩散和电子-离子复合等损耗, 则电子速率方程^[9,10]

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{mp}} + \eta N - gN, \quad (9)$$

其中, η 为雪崩电离系数, g 为电子损耗系数, 包含了电子的再结合、扩散等损耗的电子速率. 根据不同的激光参数, 文献 [9,10,15] 利用电子速率方程并在忽略多光子电离或电子再结合损耗的情况下计算了光学击穿的阈值, 文献 [13] 同时考虑了多光子电离和电子损耗的情况研究了飞秒激光烧蚀石英的破坏阈值.

对于光强不是很强的纳秒激光脉冲, 多光子电离产生的电子数很少, 雪崩电离发生以后, 雪崩电离产生的电子密度远大于多光子电离产生的, 雪崩电离起主要作用, 则可以忽略多光子电离. 这里我们着重研究击穿阈值. 电子损耗在击穿后的稳定、衰减期才明显, 不考虑多光子电离和电子损耗的情况下 (9) 式变为

$$\frac{dN}{dt} = \eta N. \quad (10)$$

$$\int_0^{T'} I dt = \frac{1}{\tau e^2} \left[\ln(N_c/N_0) + \frac{m\tau\omega^2}{(\omega^2\tau^2 + 1)M} T' \right] \times [(\omega^2\tau^2 + 1)mcn_0\varepsilon_0\Delta E]. \quad (12)$$

上式适用于任何形式的脉冲, 注意到光强 (4) 式是与时间和位置相关的函数, 将 (4) 式代入 (12) 式积分并令 $r = 0$, 可得出击穿的轴向最大值

$$z_{\max} = \sqrt{\frac{2.128\tau e^2 p_{\max} \tau_p z_R^2}{mcn_0\varepsilon_0\Delta E\pi w_0^2 [\ln(N_c/N_0)(\omega^2\tau^2 + 1) + m\tau\omega^2 T'/M]}} - z_R^2. \quad (13)$$

根据实验参数, 并取初始电子密度 [11] $N_0 = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 计算出光学击穿的最大距离 $z_{\max} = 1.8 \text{ mm}$.

根据 (4) 式和 (12) 式可求出不同位置 z 处击穿的径向最大距离

$$r_{\max}(z) = \sqrt{\frac{-w(z)^2}{2} \ln \left\{ \frac{w(z)^2(\omega^2\tau^2 + 1)mcn_0\varepsilon_0\Delta E\pi}{2.128\tau e^2 p_{\max} \tau_p} \left[\frac{m\tau\omega^2}{(\omega^2\tau^2 + 1)M} T' + \ln \left(\frac{N_c}{N_0} \right) \right] \right\}}. \quad (14)$$

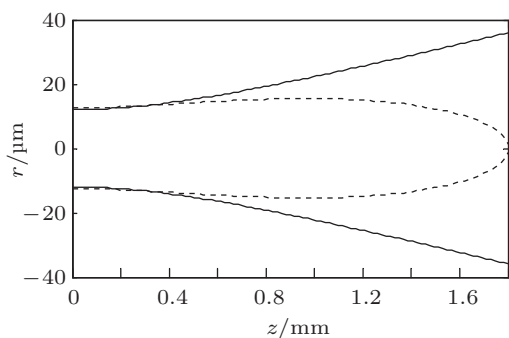


图3 等离子体区域分布, 实线为高斯光束光斑半径, 虚线为所形成等离子体的边界

图3是根据 (13) 和 (14) 式获得的激光等离子体形成的区域分布, 坐标零点为聚焦焦点, 图中实线为高斯光束强度降至中心强度 $1/e^2$ 的光斑半径,

注意到激光脉冲是高斯脉冲而不是矩形脉冲, η 不是常数, (10) 式的解为

$$N = N_0 \exp \left(\int_0^t \eta dt \right), \quad (11)$$

其中 N_0 是初始电子密度, 当自由电子数密度达到 $N_c (10^{20} \text{ cm}^{-3})^{[10]}$ 时, 发生光学击穿, 形成高温高密度等离子体. 在文献 [9, 10] 中, 将 η 看作常数处理, 这样根据 (11) 式可知 N_c 对应一个阈值雪崩电离率 η_c , 再根据 (8) 式可知对应一个阈值光强. 这里我们使用的是高斯脉冲, η 不再为常数, 这样不能具体计算出阈值光强, 但是根据光强分布函数, 可以求出发生击穿的位置, 设击穿发生在激光脉冲结束时 (脉宽为 T'), 由雪崩电离积累的自由电子最多, 将 (8) 式代入 (11) 式可得

虚线位置是由 (14) 式求出的等离子体的边界, 虚线所围的区域是等离子体形成的空间区域. 由图3可知, 等离子体的形状与微通道形状基本一致, 通道入口到通道中部的等离子体半径基本一致, 然后随着微通道深度的增加, 等离子体形成范围逐渐减小. 该模型求出的等离子体的范围在轴向和径向都小于微通道大小, 实验中微通道深度可达 4 mm , 通道直径约为 $70 \mu\text{m}$, 模型求出的等离子体最大深度约为 2 mm , 等离子体最大直径约为 $35 \mu\text{m}$. 我们认为, 微通道是由等离子体烧蚀而成, 高温高压等离子体吸收激光能量向外膨胀形成冲击波, 在冲击波作用下等离子体烧蚀形成的微通道大于等离子体的范围. 另一方面, 等离子体形成后, 维持等离子体的阈值应该小于等离子体最初形成阈值, 那么由等离子

体烧蚀的微通道应该大于模型求出的范围. 另外, 根据 (8) 式, 上述光学击穿模型中的雪崩电离系数受到各种参数的影响, 例如其中的电子平均碰撞时间 τ 与气压存在密切关系^[9], 所以上述模型存在着一定的缺陷, 有待进一步修正.

3.4 LSDW 模型

等离子体吸收激光能量后, 向外膨胀, 将形成 LSAW, 一种是以亚声速传播的燃烧波 (laser supported combustion wave, 简记为 LSCW), 另一种是以超声波传播的 LSDW^[8]. 对于 1064 nm 的激光, 激光支持的爆轰波的阈值约^[8] 10^8 W/cm^2 , 利用 (4) 式计算出实验时聚焦处功率密度约 10^9 W/cm^2 , 大于爆轰波的阈值, 属于 LSDW, 因此我们用 LSDW 模型来讨论等离子体. 在连续的激光脉冲辐照下, 忽略 LSDW 的二维衰减效应^[8], 图 4 为 LSDW 一维结构示意图. 设入射激光功率密度 I_0 (由 (4) 式给出), v_1 为 LSDW 的速度, v_2 为 LSDW 波后粒子速度 (即等离子体速度), p_2 为 LSDW 的膨胀在靶上产生的压强; p_1, E, ρ_1 为 LSDW 波后气体 (等离子体) 的压强、比内能和密度; p_0, E_0, ρ_0 为 LSDW 波前气体的压强、比内能和密度. 将等离子体视为理想气体, 则压强、密度、内能满足状态方程^[8] $U = p/[\rho(\gamma - 1)]$, 其中 γ ($\gamma = 1.2$) 是等离子体的绝热系数, 且 LSDW 前后气体密度满足^[8,21] $\rho_1 = \rho_0(\gamma + 1)/\gamma$, 空气环境下 LSDW p_0 远小于 p_1 , E_0 远小于 E , p_0 和 E_0 可不考虑. 由流体动力学方程组解出 LSDW 及等离子体的特征参数^[8,21-23]

$$v_1 = \left[2(\gamma^2 - 1) \frac{I}{\rho_0} \right]^{1/3}, \quad (15)$$

$$p_1 = \frac{[2(\gamma^2 - 1)]^{2/3}}{\gamma + 1} \rho_0^{1/3} I^{2/3}, \quad (16)$$

$$E = \frac{\gamma[2(\gamma^2 - 1)]^{2/3}}{(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} \rho_0^{-2/3} I^{2/3}. \quad (17)$$

由比内能与温度的关系可得出等离子体的温度

$$T = \frac{M_m^2(\gamma - 1)E}{R_0}, \quad (18)$$

其中 M_m 为等离子体摩尔质量, R_0 为气体常数. 等离子体速度

$$v_2 = \frac{v_1}{\gamma + 1}, \quad (19)$$

其中 $I = I_0 - \psi_p - \psi_l$, ψ_p 为等离子体的辐射损耗, ψ_l 为激光通过 LSDW 的辐射损耗, 若不考虑辐射

损耗, 则 $I = I_0$.

激光与石英相互作用形成等离子体的过程中会对石英靶面产生压力, 主要包含光压、喷射物质形成的反冲压力、以及喷射物质吸收激光能量形成等离子体后向外膨胀在靶上产生的压力, 即 LSDW 引起的压力. 其中前两种压力非常小, 可以不考虑, 等离子体形成 LSDW 由于膨胀在靶上产生的压强为^[8,21-23]

$$p_2 = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \frac{[2(\gamma^2 - 1)]^{2/3}}{\gamma + 1} \rho_0^{1/3} I^{2/3}. \quad (20)$$

图 5 是 LSDW 以及等离子体速度等特征参数在等离子体区域的变化图. 其中图 5(a) 为 LSDW 的速度分布, 图 5(d) 为等离子体速度分布, 向外膨胀的最大速度达到几十千米每秒; 图 5(b) 为等离子体的压强, 图 5(e) 为石英靶面受到的压强, 最大压强高达几千个大气压; 图 5(c) 为等离子体的比内能, 图 5(f) 为由比内能得到的等离子体温度分布, 温度高达几万开, 高温等离子体足够烧蚀微通道. 由图 5 可知, 离焦点越近, 等离子体的速度、压强和温度都越强. 等离子体形成后, 激光将不与石英直接作用, 而是由等离子体将石英熔融气化, 并吸收激光能量形成等离子体, 烧蚀石英微通道. 等离子体通过后, 内壁熔化的石英在冲击波作用下固化, 将形成相对光滑的内壁固化层, 显微镜观察通道周围没有热裂纹. 我们认为, 内壁形成的固化层可能是致密的, 因为 LSDW 的膨胀对微通道内壁将产生压力, 将会使内壁石英固化时致密, 关于这点我们将作进一步研究.

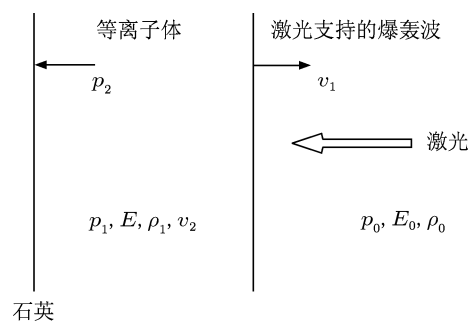


图 4 LSDW 一维结构示意图

微通道加工过程中, 等离子体形成前, 激光直接与石英作用, 使石英熔融气化, 等离子体形成后, 激光不只与石英作用, 而是由激光、石英等离子体、石英三者相互作用. 等离子体膨胀会伴随等离

子体冲击波作用, 这个过程变得更复杂, 冲击波在等离子体烧蚀石英微通道的过程中起到了辅助作用, 冲击波对石英产生的反冲压力使其损伤, 有利于等离子体对石英的烧蚀. 因此可以将激光加工石英微通道分为石英熔融气化、石英等离子体点燃形成、等离子体膨胀 (冲击波产生) 和等离子体减弱熄灭这四个过程. 由光学击穿模型得到的点燃阈值能够很好地应用于等离子体形成, 但是等离子体

的膨胀和维持阈值应该低于点燃阈值. 那么, 由光学击穿模型得到的等离子体范围小于由等离子体烧蚀形成的微通道范围. 从前面讨论的 LSDW 模型中可以得出, 激光的功率密度对等离子体的形成以及微通道深度起着重要的作用. 等离子体膨胀的维持时间决定了微通道的深度, 我们将在以上光学击穿与冲击波模型的基础上, 对维持等离子体及其影响因素作进一步的研究.

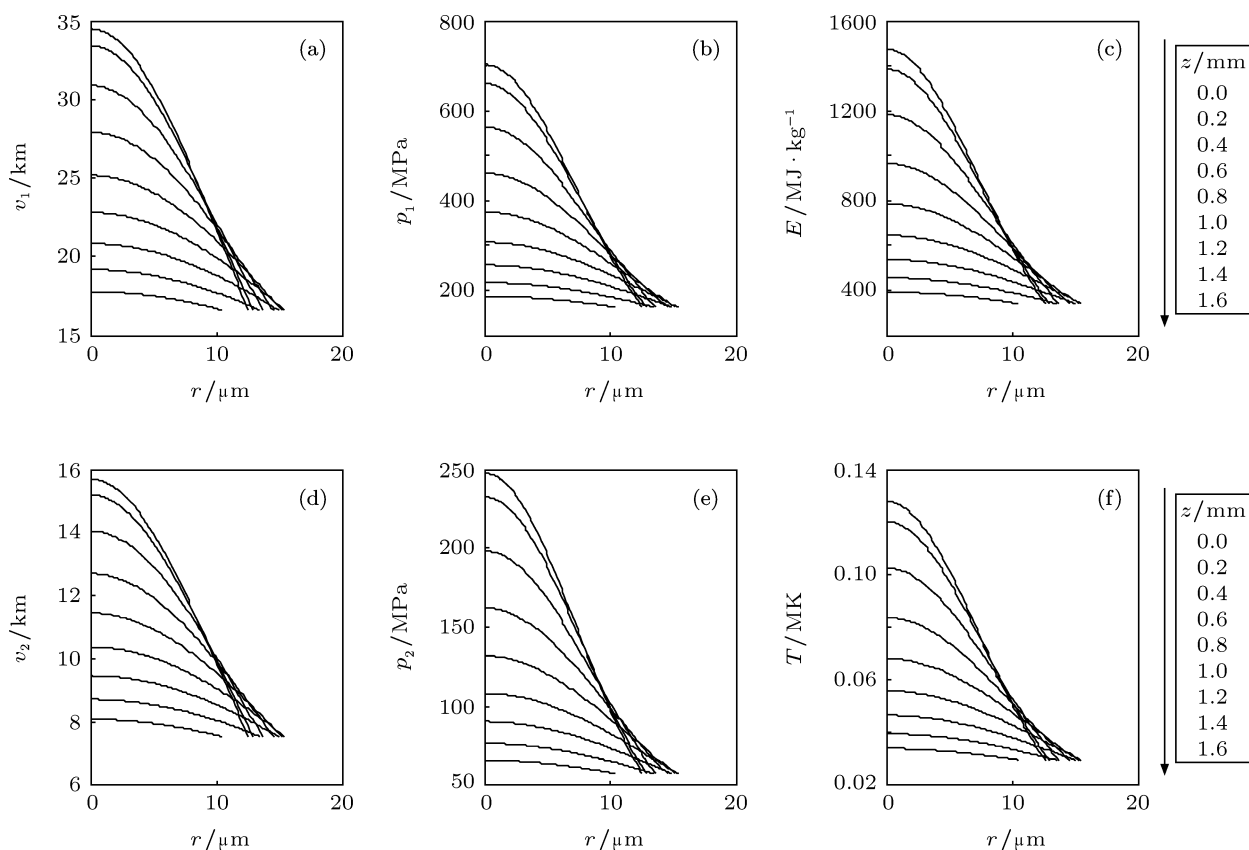


图 5 LSDW 以及等离子体的速度等特征参数在等离子体区域的变化 (a) LSDW 的速度分布; (b) 等离子体的压强; (c) 等离子体的比内能; (d) 等离子体速度分布; (e) 石英靶面受到的压强; (f) 等离子体温度分布

4 结论

本文在实验上研究了纳秒激光脉冲诱导等离子体加工石英微通道, 加工出的微通道在显微镜下没有发现热裂纹, 加工速度快, 深度可达 4 mm, 围绕通道内壁形成了固化层. 分析了激光诱导等离子体加工微通道的动态过程, 研究了纳秒脉冲下固体材料损伤的电离机理, 波长为 1064 nm 以及光强不是很强的纳秒脉冲作用时, 光学击穿中等离子体的

形成主要是雪崩电离的结果, 利用雪崩击穿的阈值理论得到了等离子体形成模型, 求出了等离子体形成范围. 基于 LSDW 模型, 利用流体力学理论得出了等离子体的温度、速度、压强等特征参数. 在冲击波的辅助作用下等离子体烧蚀出石英微通道, 微通道的大小大于等离子体的范围. 纳秒激光脉冲加工石英微通道是通过高温高压的等离子体烧蚀微通道而不是激光直接热加工微通道, 在显微镜下观察, 通道周围没有热裂纹, 等离子体通过后, 内壁熔融石英在冲击波作用下固化形成固化层.

- [1] Qin S J, Li W J 2002 *Appl. Phys. A* **74** 773
- [2] Qin S J, Li W J 2004 *Acta Mech. Sin.* **20** 125
- [3] Fan Y F, Qin S J 2006 *Laser and Optoelectronics Progress* **43** 64 (in Chinese) [樊永发, 秦水介 2006 激光与光电子学进展 **43** 64]
- [4] Feng C L, Wang H X, Qin S J 2010 *Laser Technol.* **34** 433 (in Chinese) [冯彩玲, 王海旭, 秦水介 2010 激光技术 **34** 433]
- [5] Raizer Y P 1966 *Sov. Phys. Usp.* **8** 650
- [6] Docchio F, Regondi P, Capon M R C, Mellerio J 1988 *Appl. Opt.* **27** 3661
- [7] Fan C H, Longtin J P 2001 *Appl. Opt.* **40** 3124
- [8] Lu J, Ni X W, He A Z 1996 *Physics of the Interaction for Laser and Materials* (Beijing: China Machine Press) pp98–166 (in Chinese) [陆建, 倪晓武, 贺安之 1996 激光与材料相互作用物理学 (北京: 机械工业出版社) 第 98—166 页]
- [9] Shen Y R 1984 *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: Wiley) pp528–539
- [10] Kennedy P K 1995 *IEEE J. Quantum Electron* **31** 2241
- [11] Bloembergen N 1974 *IEEE J. Quantum Electron* **QE-10** 375
- [12] Noack J, Vogel A 1999 *IEEE J. Quantum Electron* **35** 1156
- [13] Deng Y P, Jia T Q, Leng Y X, Lu H O, Li R X, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2216 (in Chinese) [邓蕴沛, 贾天卿, 冷雨欣, 陆海鸥, 李儒新, 徐至展 2004 物理学报 **53** 2216]
- [14] Han J H, Feng G Y, Yang L M, Zhang Q H, Xie X D, Zhu Q H, Zhou S H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5558 (in Chinese) [韩敬华, 冯国英, 杨李茗, 张秋慧, 谢旭东, 朱启华, 周寿桓 2008 物理学报 **57** 5558]
- [15] Li X X, Jia T Q, Feng D H, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2154 (in Chinese) [李晓溪, 贾天卿, 冯东海, 徐至展 2004 物理学报 **53** 2154]
- [16] Yu B H, Dai N L, Wang Y, Li Y H, Li L L, Zheng Q G, Lu P X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5821 (in Chinese) [余本海, 戴能力, 王英, 李玉华, 李玲玲, 郑启光, 陆培祥 2007 物理学报 **56** 5821]
- [17] Hua J R, Zu X T, Li L, Yuan X D, Zheng W G, Jiang X D 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 919 (in Chinese) [花金荣, 祖小涛, 李莉, 袁晓东, 郑万国, 蒋晓东 2009 强激光与粒子束 **21** 919]
- [18] Gan R B, Lin L B, Lu Y, Liu Q, Zhuo Z Y, Jiang X D, Huang Z X, Ye L 2001 *High Power Laser and Particle Beams* **13** 603 (in Chinese) [甘荣兵, 林理彬, 卢勇, 刘强, 卓志云, 蒋晓东, 黄祖鑫, 叶琳 2001 强激光与粒子束 **13** 603]
- [19] Siegman A E 1986 *Lasers* (Sausalito: University Science Books) pp663–674
- [20] Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 1307
- [21] Allmen M V (translated by Qi H B, Hu H B, Xie B L, Peng J) 1994 *Laser Beam Interactions with Materials: Physical Principle and Application* (Beijing: Science Press) pp171–187 (in Chinese) [奥尔曼 M V 著 (漆海滨, 胡洪波, 谢柏林, 彭健译) 1994 激光束与材料相互作用的原理及应用 (北京: 科学出版社) 第 171—187 页]
- [22] Sun C W 2002 *Laser Irradiation Effects* (Beijing: National Defence Industry Press) pp112–114 (in Chinese) [孙承纬 2002 激光辐照效应 (北京: 国防工业出版社) 第 112—114 页]
- [23] Anthony N P 1973 *Phys. Fluids* **16** 1435

Study on the machining mechanism of fabrication of micro channels in fused silica substrates by laser-induced plasma*

Li Shi-Xiong Bai Zhong-Chen Huang Zheng Zhang Xin
Qin Shui-Jie[†] Mao Wen-Xue

(Key Laboratory of Photoelectron Technology and Application, Guizhou University, Guiyang 550025, China)

(Received 6 May 2011; revised manuscript received 4 November 2011)

Abstract

A *Q*-switched Nd: YAG laser was used to fabricate micro channels in the fused silica substrate by laser-induced plasma. The micro channels were observed with fluorescence microscope, no thermal cracks around the channels and the depth of the channels is up to 4 mm. There are coagulation layers around the inner surface. We studied the ionization mechanism of optical breakdown in solids by nanosecond laser pulses. For the 1064 nm laser, as the intensity of nanosecond pulse is not enough large, plasma formation in optical breakdown is the result of an electron avalanche process. We got the plasma formation model using the breakdown threshold of avalanche ionization and calculated the range of laser plasma based on the model. The theoretical analysis based on the model is shown to be mainly agreement with the experimental observations. The laser-supported detonation wave (LSDW) based on the principle of hydrodynamics was analyzed as well and calculated the characteristic parameters of plasma including the plasma temperature, pressure and velocity. The characteristics of micro channels were analyzed through the parameters. When the plasma passed, the melting quartz solidified with the effect of LSDW and produced the coagulation layers. The ablation of the high temperature and pressure plasma lead to a micro channel of high quality with a relatively smooth internal surface and no thermal cracks.

Keywords: plasma, micro channels, avalanche ionization, laser supported detonation wave

PACS: 52.50.Jm, 52.40.Hf, 61.80.-x, 52.35.-g

* Project supported by the Key Social Development Program of Guizhou Province, China (Grant No. QKH SY[2010]3037) and the Science and Technology Foundation of Guizhou Province, China (Grant No. QKH J[2010]2103).

[†] E-mail: shuijie.qin@gmail.com