

1064 nm 纳秒激光对熔石英元件后表面击穿的 实验与数值研究

沈超 程湘爱 田野 许中杰 江天

Experimental and computational study of damage process induced by 1064 nm nanosecond laser pulse on the exit surface of fused silica

Shen Chao Cheng Xiang-Ai Tian Ye Xu Zhong-Jie Jiang Tian

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 155201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.155201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.155201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

黑体辐射法测量电介质内部被超短激光脉冲加工后的温度

[Measuring the internal temperature of dielectrics machined by the ultrashort laser pulse through the black-body irradiation method](#)

物理学报.2016, 65(12): 125201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.125201>

支持向量机算法在激光诱导击穿光谱技术塑料识别中的应用研究

[Identification of plastics by laser-induced breakdown spectroscopy combined with support vector machine algorithm](#)

物理学报.2013, 62(21): 215201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.215201>

激光烧蚀高纯 Zn 形成的微米金属球体对后续脉冲激光的耦合增强效应

[Effect of laser-induced zinc micro-spheres on enhanced absorption of subsequent pulse laser](#)

物理学报.2013, 62(16): 165202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.165202>

低压下气流对激光沉积纳米硅晶化及尺寸的影响

[Influence of gas flow on the size and crystal of silicon nanoparticle produced by laser deposition in low pressure](#)

物理学报.2013, 62(2): 025204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025204>

透镜到靶材的距离对脉冲激光诱导等离子体的影响机理研究

[The mechanism of effect of lens-to-sample distance on laser-induced plasma](#)

物理学报.2013, 62(2): 025203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025203>

1064 nm 纳秒激光对熔石英元件后表面击穿的实验与数值研究*

沈超¹⁾ 程湘爱¹⁾²⁾ 田野³⁾ 许中杰¹⁾ 江天^{1)2)†}

1) (国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (国防科学技术大学, 高性能计算国家重点实验室, 长沙 410073)

3) (国防科学技术大学机电工程与自动化学院, 长沙 410073)

(2016年3月21日收到; 2016年5月18日收到修改稿)

对 1064 nm 纳秒激光辐照下熔石英元件后表面损伤过程进行了时间分辨诊断. 利用基于偏振原理的单发双帧阴影成像系统捕捉了脉冲上升沿开始到数百纳秒尺度内的瞬态材料响应, 并结合剪切干涉成像系统分析了空气端等离子体微喷现象. 结果表明, 损伤在脉冲上升沿就已经发生, 此时空气端等离子体的膨胀速度高达 20 km/s, 同时材料内部也存在高速扩张的不透明损伤区域, 但其扩张过程在脉冲结束后迅速停止; 损伤发生后数十纳秒后, 空气端出现大量中性物质喷发. 基于激光支持的固态吸收波前模型与相爆炸理论对这些现象进行了讨论. 对空气端等离子体扩张过程进行了数值模拟, 结果表明空气端等离子体压强、温度与密度等参数值随延迟增加迅速下降, 其瞬态压强最高达 600 MPa; 模拟结果还预测了向内扩张的内激波的形成. 研究结果对理解熔石英元件的损伤机理有重要意义.

关键词: 熔石英, 激光损伤, 抽运探测, 激光等离子体

PACS: 52.38.Mf, 42.70.-a, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.65.155201

1 引言

高功率激光诱导的光学材料损伤现象尽管已研究多年^[1-3], 但人们对其本质机理的认识仍十分有限. 主要原因有两点: 一是激光损伤过程涉及光学、热力学、材料力学、气动力学和流体动力学等知识, 是真正的多物理场耦合问题, 建模难度极大; 二是光学材料损伤现象丰富, 包含从电子激发、材料熔化蒸发、高温高压等离子体形成和材料喷溅等瞬态现象, 这些现象具有极端的物态参数、极短的作用时间且横跨不同的时间尺度, 增加了实验诊断难度. 在纳秒长脉冲领域, 高功率激光脉冲对熔石英元件损伤过程的超快诊断更是处在起步阶段. 研究高功率纳秒激光对熔石英的损伤机理, 一方面有利

于其阈值的提升, 从而进一步提高激光装置的输出功率; 另一方面也有利于加深对高功率激光在透明电介质中能量沉积及材料响应过程的理解.

之前对纳秒激光损伤熔石英后表面的研究主要集中在 355 nm^[4-7], 对 1064 nm 激光损伤的研究报道较少. 事实上, Diaz 等^[8,9] 最近的研究表明, 1064 nm 纳秒脉冲损伤与 355 nm 相比更易受激光模式的影响. 具体表现为 1064 nm 多纵模脉冲损伤密度要高于单纵模脉冲, 而 355 nm 刚好相反, 且 1064 nm 多纵模损伤点附近有环状条纹, 在 355 nm 则未观察到. 作者解释为由于缺陷对不同波长的吸收机制不同, 355 nm 多纵模脉冲会产生退火作用, 而 1064 nm 多纵模脉冲则表现为多次损伤的叠加, 从而导致损伤形貌及损伤密度的区别. 其余的研究主要侧重于参量变化对损伤密度或形貌的影响, 包

* 国防科技大学光电科学与工程学院科研基金 (批准号: 0100070014007) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tjiang@mudt.edu.cn

括不同波长^[10]、不同材料^[11]和不同位置^[12,13]的对比. 这些研究结果一定程度上加深了对1064 nm纳秒激光损伤机理的理解, 然而对损伤过程的实时观测, 特别是对脉冲内部瞬态过程的时间分辨诊断, 目前仍无报道.

本文运用阴影与干涉成像技术对1064 nm激光诱导熔石英的损伤过程进行了时间分辨成像. 阴影成像系统具有单发损伤事件中捕捉双帧图像的能力及高达64 fs的时间分辨率, 能够对损伤脉冲作用过程内的材料响应过程及等离子体扩张进行准确的速度测量. 基于纳秒干涉成像与基于流体力学的数值模拟, 对空气端等离子体喷射过程进行了实验与数值研究, 观察到了中性物质的喷发现象, 并得到了等离子体压强、温度与密度等参数的演化及分布.

2 实验设置与数值模拟方法

2.1 双帧阴影成像光路

图1为双帧阴影成像实验装置示意图. 1064 nm、半高宽为7.6 ns的调Q Nd:YAG激光器作为抽运光源, 其输出脉冲经50 mm透镜聚焦在样品后表面上, 空气中焦斑面积约为320 μm². 探

测光为800 nm、半高宽约64 fs的超短脉冲, 经由偏振分光棱镜后分成P和S偏振两束探测光, 两束探测光间的延迟在760 ps到2.86 ns间可调. 随后P与S光再次合束并经扩束后进行照明. 抽运光与探测光的延迟由数字延迟发生器控制, 准确的延迟则由示波器记录光电二极管探测信号给出. 延迟取为探测光与抽运光脉冲波形峰值的时间间隔, 负延迟表示探测光在前. 成像系统由长工作距物镜(2倍放大倍率)和CCD相机(单个像素尺寸4.4 × 4.4 μm²)组成, 可提供优于6 μm的成像分辨率. 物镜后放置800 nm带通滤光片以消除等离子体闪光的影响, 滤光片后放置PBS以将P与S光分开成像. 改变样品后表面与探测光的相对位置(垂直或平行), 即可获得正面或侧面变化过程.

样品为各面抛光、尺寸为5 cm × 1 cm × 1 cm的高纯熔石英(JGS I材质), 实验中每辐照一次样品均会移动到新的位置以避免重复损伤. 样品表面抽运激光能量密度选择为远高于损伤阈值(约70 J/cm²)的150 J/cm², 以使损伤事件可重复. 为提高图像对比度, 文中阴影图像除非特别强调均经过背景扣除处理, 即最终图像为有抽运脉冲的阴影图减去无抽运脉冲时的阴影图.

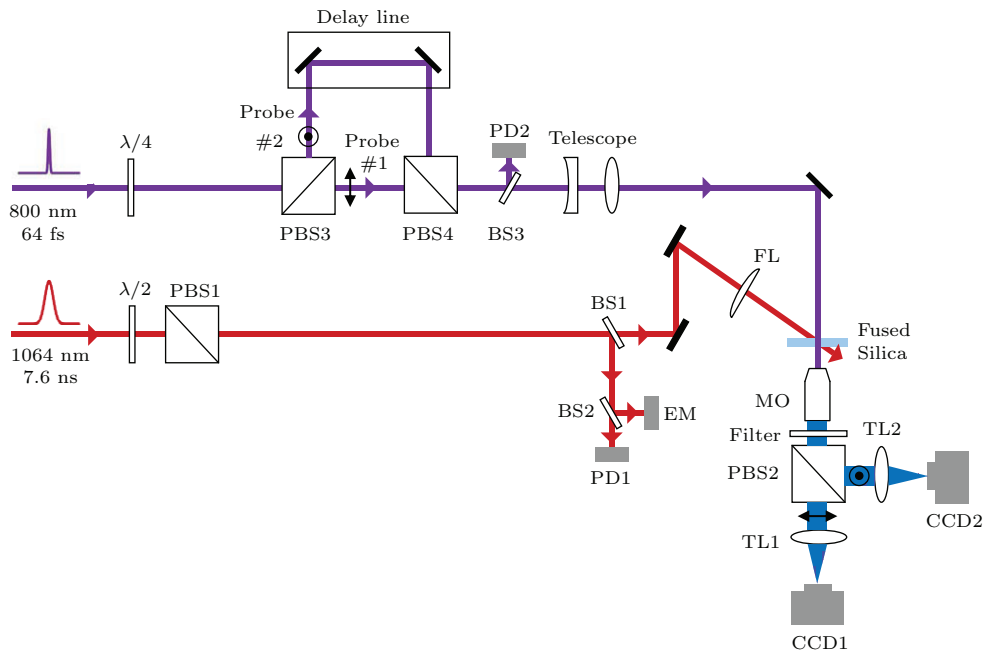


图1 (网刊彩色) 双帧阴影成像实验设置图 (BS, 分光棱镜; PBS, 偏振分光棱镜; PD, 光电二极管; EM, 能量计; FL, 聚焦透镜; MO, 显微物镜; TL, 套管透镜; M, 反射镜; Filter, 干涉滤光片)

Fig. 1. (color online) Two-frame shadowgraphy experimental setup. BS, beam splitter; PBS, polarized beam splitter; PD, photodiode; EM, energy meter; FL, focal lens; MO, microscope objective; TL, tube lens; M: mirror; Filter, interference filter.

2.2 剪切干涉光路

采用剪切干涉光路观测空气端等离子体微喷现象, 光路如图 2 所示. 剪切干涉的原理为同一束光的不同波前位置的干涉, 其详细理论推导参见文献 [14]. 通过对干涉图像进行傅里叶变换和空间滤波, 可得到等离子体相移数据. 最终相移为有抽运脉冲相移与无抽运脉冲相移之差. 等离子体中富含自由电子、离子与中性粒子, 其相移 δ 与粒子数密度关系 [15] 为

$$\delta = (2\pi\alpha/\lambda) \int n_a dx - (1/2n_c\lambda) \int n_e dx,$$

其中 α 为中性原子的极化强度, n_a 与 n_e 分别为中性粒子与自由电子数密度, n_c 为探测波长 λ 对应的截止密度, x 为探测光经过等离子体的路程. 此外, 挡住 M1 或 M2 其中一束反射光, 可得到干涉图对应的阴影图像. 增加一路观测表面变化的正向视角是用来选择最终损伤形貌相似的点进行分析, 这样可以降低能量波动及样品表面状态变化带来的误差. 探测光为 532 nm、半高宽约 6 ns 的脉冲光, 正视角与侧视角使用的探测光延迟相同. 探测光与抽运光同步与监测方法与上相同.

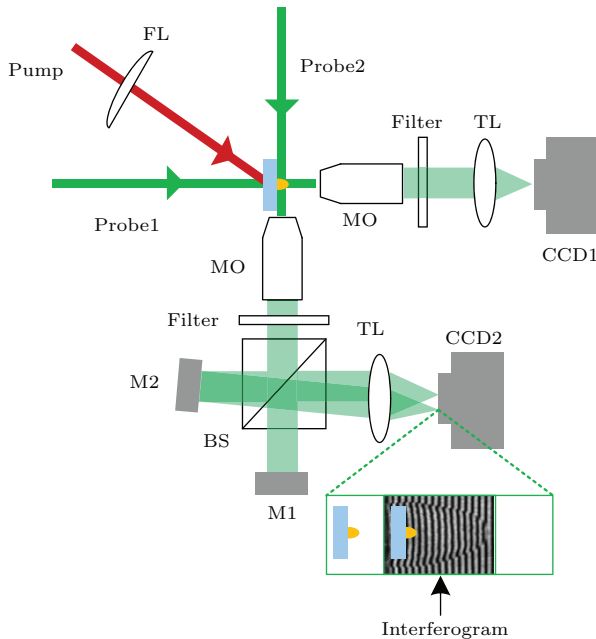


图 2 (网刊彩色) 剪切干涉成像实验设置图 (BS, 分光棱镜; FL, 聚焦透镜; MO, 显微镜物镜; TL, 套管透镜; M, 反射镜; Filter, 干涉滤光片)

Fig. 2. (color online) Shearing interferometry experimental setup. BS, beam splitter; FL, focal lens; MO, microscope objective; TL, tube lens; M, mirror; Filter, interference filter.

2.3 数值模拟方法

对空气端等离子体扩张及冲击波演化进行流体力学模拟, 有助于进一步认识空气端等离子体压强、温度和密度等参数的演化过程. 忽略等离子体产生及激光与等离子体相互作用过程, 即仅考虑抽运脉冲结束后等离子体的扩张特征, 则可将等离子体考虑成高温高压理想气体, 利用可压缩流体模型描述其向周围空气的膨胀过程, 相关控制方程组如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla[\mathbf{u}(\rho \mathbf{u})] = -\nabla p - \nabla \bar{\boldsymbol{\tau}}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla[\mathbf{u}(\rho E)] \\ = -\nabla[\mathbf{u}p] - \nabla[\mathbf{u}\bar{\boldsymbol{\tau}}] - \nabla \mathbf{q}, \end{cases} \quad (1)$$

(1) 式中由上到下分别为质量守恒方程、Navier-Stokes 方程与能量守恒方程. 其中, ρ 为密度, t 为时间, \mathbf{u} 为流体流速, p 为压强, $E = e + |\mathbf{u}|^2/2$ 为总能量密度, e 为比内能, $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ 为黏性应力张量, $\mathbf{q} = -k\nabla T$ 为热源项, k 和 T 分别为热导率和温度. 最后使用理想气体状态方程封闭方程组.

图 3 为二维轴对称计算模型示意图, 其中背景空气尺寸为 5 mm × 5 mm, 初始温度与压强分别为 300 K 和 1 atm. 初始等离子体位于原点, 尺寸为半圆形, 其初始温度、压强和半径由文献报道及实验结果确定. 等离子体与空气的初始速度均设为零. 使用二阶迎风格式对控制方程进行离散, 网格数为 150 × 150, 对应网格尺寸约为 33 μm.

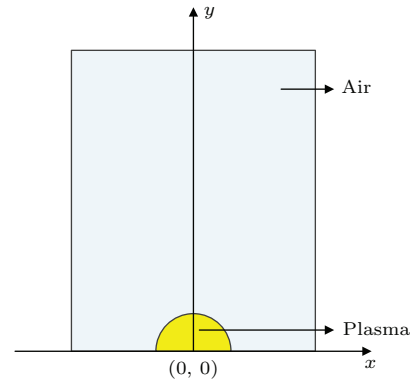


图 3 计算模型示意图

Fig. 3. Simulation domain schematic.

3 结果与讨论

3.1 材料变化

图4(a)所示为典型的1064 nm纳秒激光诱导熔石英后表面损伤点的扫描电镜(SEM)图像,插图为焦点处光斑分布.可以看出,损伤点的基本特征包括熔融再凝固的核心区域(如放大图所示)与布满裂纹与剥离状形貌的边沿区域.损伤核心凹坑具有与光斑分布高度相似的椭圆形轮廓,且观察不到

裂纹等机械损伤特征,因此可推断其主要是热作用造成.坑边沿的细丝形貌(图4(a)中Fiber所示处)可能是高温过热粒子喷发过程中从坑底带出的液态物质,经迅速冷却过程形成.坑内存在周期状条纹分布则是由于局部缺陷在体材料边界处诱导产生的偏振电荷导致^[16].该偏振电荷会对缺陷附近电场产生正弦调制,从而形成周期分布条纹^[17].边沿区域的裂纹与剥离状形貌表明存在严重的应力损伤.

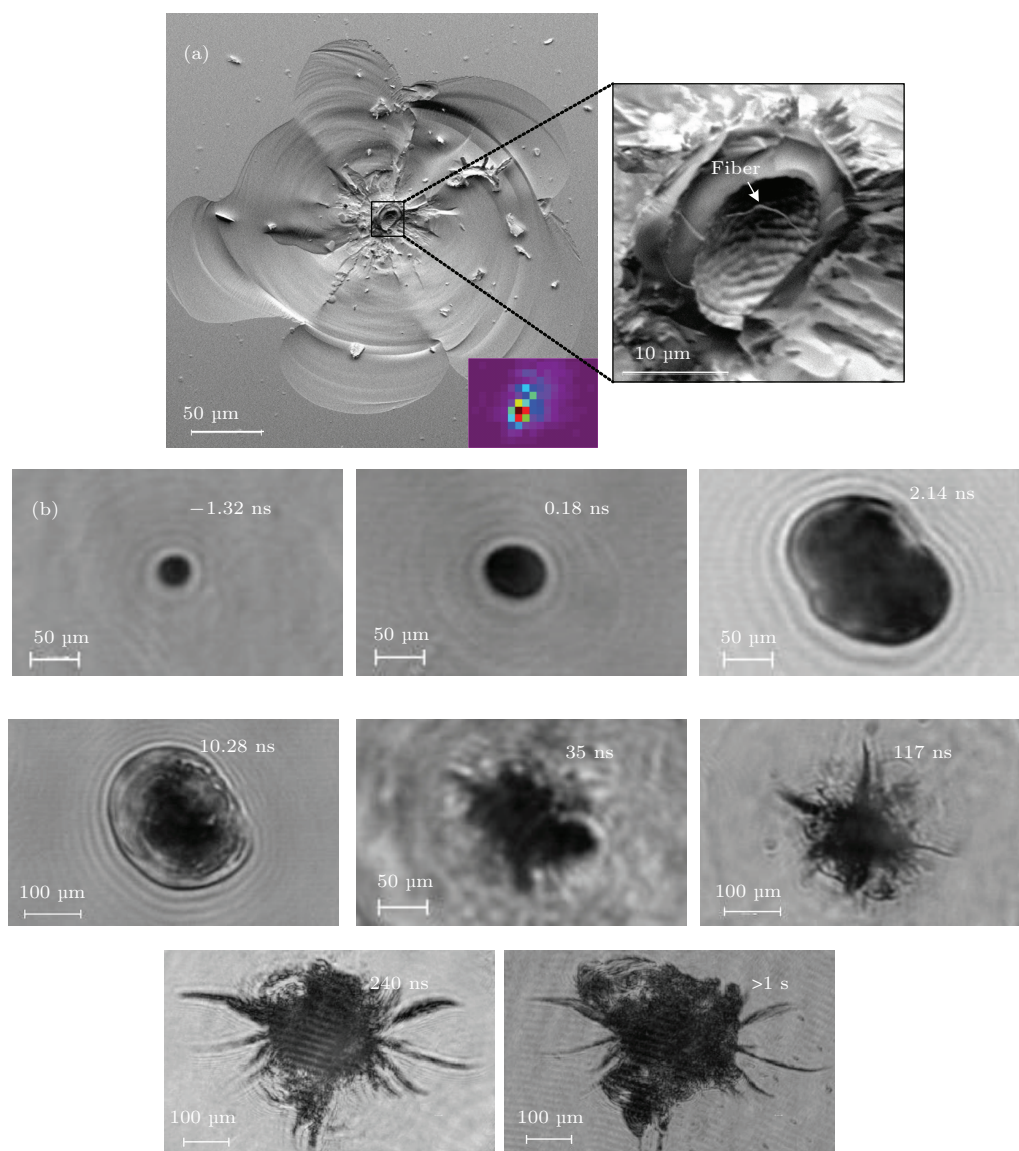


图4 (网刊彩色) (a) 典型的1064 nm纳秒激光诱导熔石英后表面损伤点的扫描电镜(SEM)图像,其中插图为焦点处光斑分布; (b) 为1064 nm诱导熔石英后表面损伤时间线,其中240 ns及>1 s图像为同一损伤点

Fig. 4. (color online) (a) Typical morphology of 1064 nm nanosecond laser-induced damage site on the exit surface of fused silica inspected by scanning electronic microscopy (SEM) with an inset of beam profile on the focal plane; (b) typical damage timeline of 1064 nm nanosecond laser-induced damage process on the exit surface of fused silica. Images captured at 240 ns and > 1 s delay are the same site.

图 4(b) 为损伤点形成的典型时间分辨过程。可以看出, 1064 nm 诱导熔石英后表面损伤过程存在以下特征: 1) 损伤从脉冲上升沿已经发生, 损伤初期形貌表现为不透明、边沿平滑的椭圆形区域, 且随延迟增加尺寸迅速扩大; 2) 抽运脉冲作用末期, 损伤区域外围透过率逐渐增大, 但内部仍保持不透明, 此时外围可观察到波前传播, 但其是空气端的冲击波或材料体内应力波目前尚无法分辨; 3) 脉冲结束后几十纳秒时间内, 损伤区域透过率继续增大, 损伤点轮廓已具雏形。损伤点与周围材料边界处开始出现初始裂纹, 这些裂纹在随后几百纳秒的时间尺度内保持扩张生长。这一时间尺度要长于 Raman 等^[4-6]的结果, 原因可能是本文的激光通量较高(约为 2 倍 100% 损伤概率通量), 而 Raman 等的实验通量仅为 80% 损伤概率通量, 同时 Diaz 等^[8]指出的多纵模 355 nm 存在的退火效应, 也可能降低了沉积在材料体内的能量。更高的能量会在损伤点产生更强的局域应力, 因而需要更长的释放时间。对比同一损伤点在 240 ns 延迟时的瞬态与最终形貌可以看出此时损伤形貌已基本形成。

确定早期不透明区域演化及外围波前的性质(冲击波还是应力波), 需要对其扩张速度进行准确测定。图 5(a) 和图 5(b) 所示为两个不同损伤点, 早期表面变化的双帧阴影成像结果。比较两幅图中的轮廓位置可计算出图 5(a) 中横向扩张速度约为 20 km/s, 图 5(b) (如图中箭头所示处) 约为 10.2 km/s。因此, 图 5(a) 和图 5(b) 中波前不可能是材料体内应力波, 因为其速度远高于熔石英纵波声速(约 5.9 km/s)。我们推测其可能是空气中的冲击波, 其极低的透过率可能是由早期等离子体的强逆韧致吸收导致的。这一假设可从探测光透过率和瞬态应力两方面进行验证。透过率方面可通过对同一损伤点同时观察并比较正面与侧面透过率的变化, 因为侧面视图中探测光透过率降低的主要原因即为等离子体的逆韧致吸收^[18], 因此, 如果二者相符则表明观测到的波前为高速冲击波前。图 5(c) 所示为 0 ns 延迟下同一点的正面与侧面阴影成像。为使早期等离子体图像不受样品边沿衍射条纹的影响^[19], 采用了纳秒长脉冲照明, 在纳秒照明脉冲下等离子体尺寸已超过边沿衍射造成的暗纹区域, 从而可被实验系统观测。可以看出, 同一时刻的侧向与轴向不透明区域尺寸符合得很好(尺寸分

别约为 116 μm 与 109 μm), 因此证实了图 4(b) 中 2.14 ns 延迟的波前是冲击波前的假设。虽然实验中激光强度不足以直接击穿空气产生空气端等离子体(移走样品后无击穿现象), 但由击穿过程中样品表面逸出的高能电子参与的二次过程, 仍会导致空气等离子体的形成^[20]。瞬态应力方面, 与空气端等离子体相比, 材料体内应力波的双折射效应会在不同偏振方向引入不同的位相差, 从而改变探测光的偏振态。我们将双帧光路中的 S 光挡住, 使 S 光的对应相机记录体内应力对 P 光偏振态的改变, 结果如图 6 所示。可以看出, 22 ns 时可明显观测到应力诱导的光强极大(箭头所示), 而 3.78 ns 时则观察不到。同时, 22 ns 暗场图中应力的位置对应平均波速约 5.6 km/s, 也与熔石英中纵波声速一致。

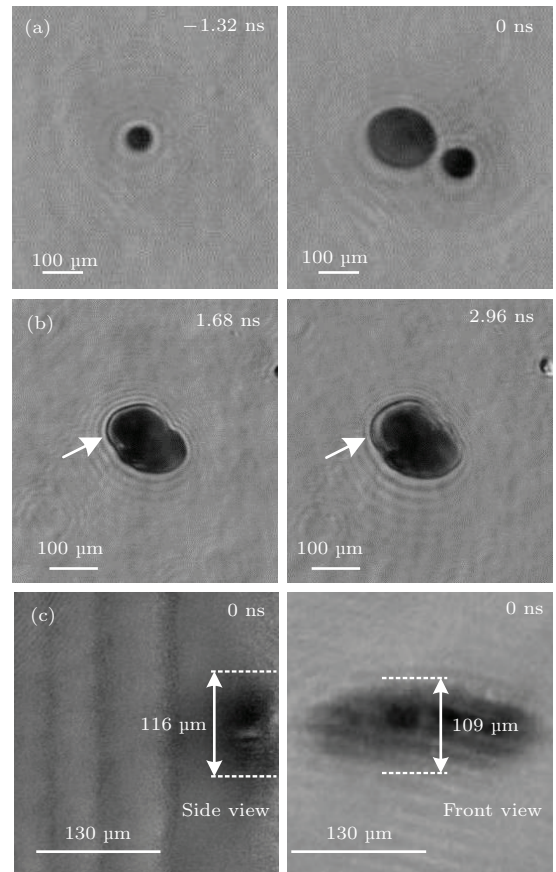


图 5 (a), (b) 两个不同损伤点正面视图双帧阴影图像; (c) 同一损伤点在 0 ns 延迟的侧向 (side view) 与正向视图 (front view), 其中侧向视图为空气端等离子体, 此时激光方向从右往左

Fig. 5. (a), (b) The transient images from two separate sites captured by the two-frame shadowgraphy experimental setup and (c) is the side and front view of the same site at 0 ns delay where the image in the side view indicates the plasma in air. Laser propagates from right to left.

这一结果表明, 早期观察到的波前并非在材料体内传播, 而应是空气中的冲击波. 瞬态应力的结果进一步证实了正面视图观测到的早期变化为空气等离子体.

在图 5 (a) 观察到的另一现象是在 0 ns 延迟时初始损伤点右侧出现了新的损伤点. 由于实验焦点光强分布较为集中, 这一损伤不大可能是光强分布不均导致的, 而很可能是由于该点处存在缺陷. 该缺陷相比初始损伤点缺陷阈值要高, 因此损伤也相对滞后.

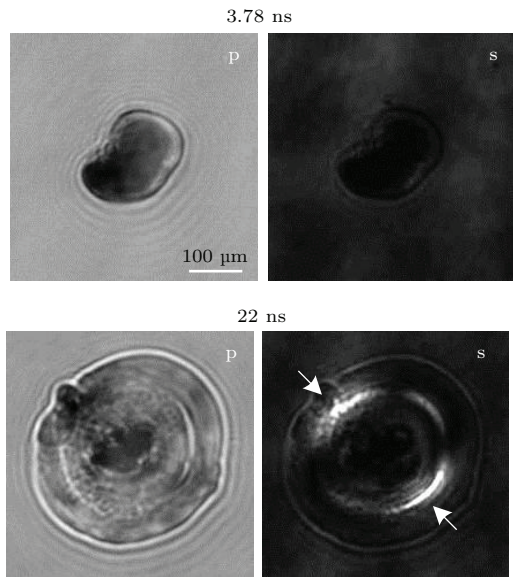


图 6 3.78 ns 和 22 ns 延迟下样品表面的阴影图像与应力图像对比 (3.78 ns 阴影图比例尺适用全部图像)

Fig. 6. Comparison between the shadowgraphy image and the photoelastic image taken at 3.78 and 22 ns. The scale bar at 3.78 ns delay suits for all images.

上述实验虽然确定了早期观察到的波前性质, 但仍无法确定损伤区域的低透过率是仅由等离子体逆韧致吸收导致还是材料体内损伤的影响? 为此, 我们对材料内部瞬态变化进行了双帧阴影成像, 结果如图 7 所示. 可以看出, 材料内部在脉冲上升沿也发生损伤, 损伤深度随延迟迅速增加并伴随透过率下降. 与正面视图相似, 早期损伤同样表现为边界光滑清晰的不透明区域. 最终损伤深度与脉冲下降沿损伤深度基本一致 (图 7 中 4.86 ns 延迟箭头所示的扩张的损伤轮廓实际是应力波前), 表明脉冲结束后损伤深度停止增长. 这一现象可用激光支持的固态吸收波前模型进行解释 [21]. 虽然熔石英对 1064 nm 波长几乎没有本征吸收, 但由于损伤区域通常处于极高温度 [22] (>10000 K), 其带隙由于高温而坍塌, 从而对入射光产生强吸收, 这一正

反馈效应使温度进一步升高, 并激发出大量的过热电子. 这些过热电子参与的热扩散作用使高温区域朝激光方向不断增长, 从而形成所谓的固态吸收波前 [23]. 脉冲结束后, 由于失去能量供给, 热扩散速度大大降低, 吸收波前扩张速度趋于零, 使损伤深度停止增长.

吸收波前的扩张不但增加损伤深度, 同时在过热离化态损伤区域 (等离子体相) 与周围未受损伤体材料 (固相), 两相边界间会产生经典 Rayleigh-Taylor (RT) 不稳定性引起的非均匀应力分布 [24,25]. 这些早期残余应力的释放, 形成了最终损伤形貌中的环向与纵向裂纹.

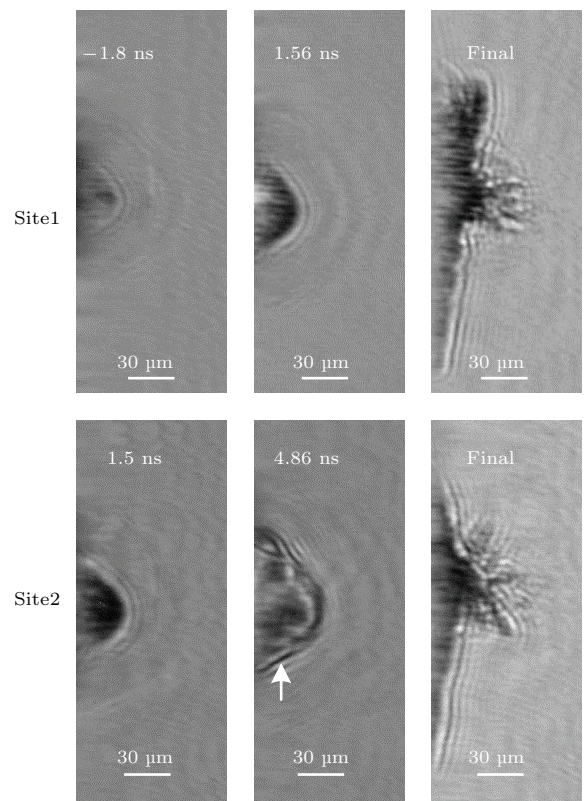


图 7 体内材料变化的双帧阴影成像 (激光方向从右往左)
Fig. 7. Transient modifications inside the bulk silica captured by the two-frame shadowgraphy experimental setup. Laser propagates from right to left.

3.2 空气端等离子体微喷阴影成像与数值模拟

图 8 所示为击穿过程中 10, 30, 60 和 100 ns 延迟下空气端阴影图与对应时刻的干涉图. 该图展示了空气端等离子体的典型形成过程, 即激光诱导产生材料喷射 (阴影图中数字 2 所示), 喷射物向空气高速膨胀并形成冲击波前 (阴影图中数字 1 所

示). 早期喷射物由于散射与吸收等原因使其透过率很低, 在随后的扩张过程中由于粒子数密度降低, 其对探测光的扰动逐渐减小, 对应着透过率逐渐升高. 这一过程在图 8 中表现更为明显. 10 ns 与 30 ns 延迟图中, 等离子体中心与冲击波边界条纹向样品表面偏折, 由喷发物形成的接触前端处条纹则向外偏折. 60 ns 与 100 ns 延迟图中, 冲击波边界条纹同样向内偏折, 但中心条纹整体偏折方向向外. 等离子体不同区域对应不同的条纹偏折方向是激光诱导等离子体的普遍现象 [26,27], 主要是由于等离子体内外折射率分布不均匀. 在等离子体边沿, 由于对空气的挤压, 使得该处存在大量的中性分子和原子, 折射率大于空气折射率, 而等离子体内部由于大量自由电子的存在, 其折射率通常小于空气折射率. 因此, 条纹偏折方向往内或往外分别对应折射率大于或小于 1. 对干涉图进行傅里叶变换滤波后求得具体的相移分布, 如图 9 所示. 图 9 中相差为正表明折射率大于空气折射率, 相差为负表明折射率小于空气折射率 [28]. 可以看出, 后表面等离子体内部以自由电子为主, 同时 (尤其是早期) 存在大量中性物质, 这与激光烧蚀产生的等离子体分布特征 (内部主要为自由电子) [29-31] 并不相同, 这主要是由于不同的激光辐照方式导致的. 激光烧蚀过程中入射光与早期等离子体通过逆韧致吸收过程发生直接作用 [32], 使激光能量主要

沉积在等离子体内. 这种屏蔽作用使激光直接作用到靶材表面的能量较小, 对前表面的损伤机理主要是冲击波损伤 [2], 产生相对较弱的物质喷发. 对于后表面损伤, 一方面由于干涉作用在后表面附近会产生局域场增强 [33], 另一方面材料体内的固态吸收波前对入射光有强吸收 [21], 这种屏蔽作用使激光能量沉积在材料体内, 从而产生比前表面损伤深得多的高温区域. 在几十纳秒尺度产生大的温度梯度, 一方面利于造成材料蒸发的均匀成核, 即所谓相爆炸现象 [34], 另一方面产生的高应力也会导致剥离 (spallation) 等机械损伤 [35]. 这些机理使后表面材料损伤程度比前表面要严重得多.

模拟空气端等离子体扩张需数值求解方程 (1). 初始形状、温度和压强等初始条件设置如下: 初始形状根据实验测量选择半径为 75 μm 的圆形区域; 温度选择为文献 [5] 报道的与本文相似能量密度下的等离子体电子温度值 (约为 1.5 eV), 压强则根据点爆炸理论 [36] 估算. 首先统计冲击波前距离 R 与探测延迟 t 的关系图, 并根据点爆炸公式 $R \propto t^{0.4}$ 进行拟合得到比例系数, 根据 (2) 估算冲击波压强 P_s :

$$P_s = 2 \left(\frac{2\xi}{5} \right)^2 \left(\frac{a^5 \rho_0^4}{t^6} \right)^{0.2}, \quad (2)$$

式中, ξ 为无量纲量, 对于空气背景近似为 1, ρ_0 为空气密度 (1.29 kg/m³), a 为根据点爆炸公示拟合

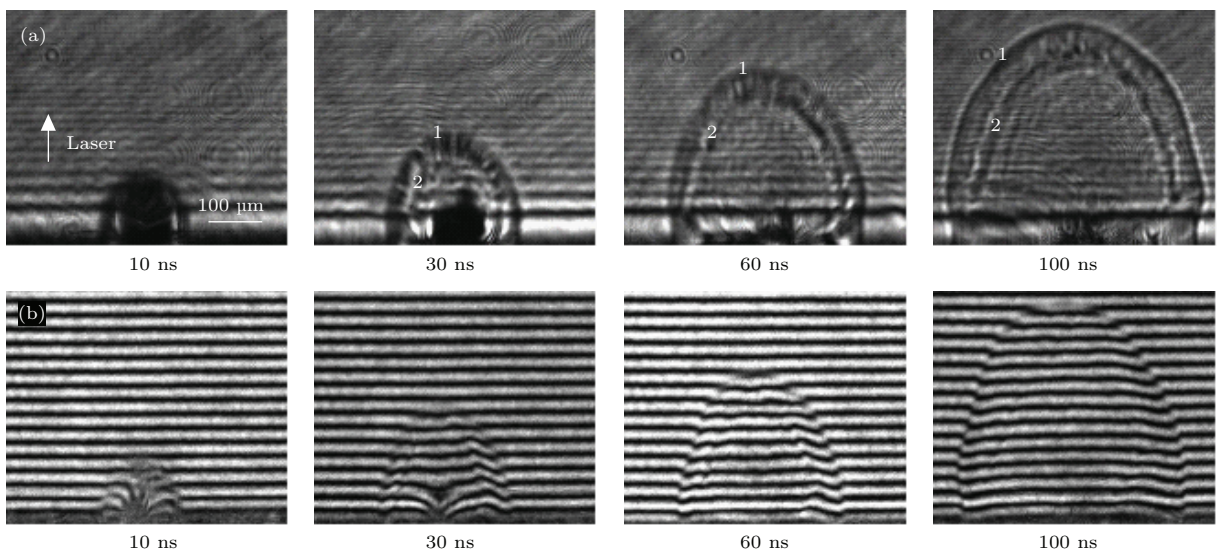


图 8 击穿过程中不同延迟下空气端阴影图与对应时刻的干涉图 (a), (b) 分别为阴影图和干涉图, 1 和 2 分别表示冲击波前端和接触前端, 激光方向从下往上, 10 ns 阴影图比例尺适用全部图像

Fig. 8. Shadowgraphic and interferometric images at different delays during the laser breakdown process. (a) and (b) are shadowgraphic and interferometric images respectively. Laser propagates from below upward. The scale bar at 10 ns delay suits for all images.

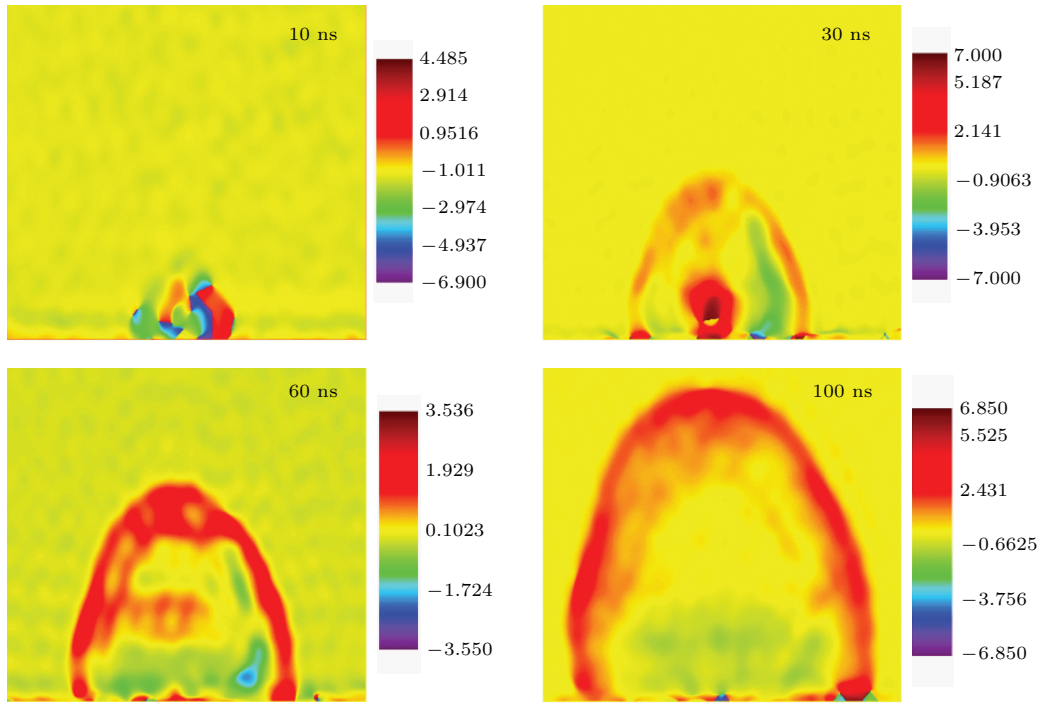


图9 (网刊彩色) 击穿过程中空气端干涉图对应的相移图

Fig. 9. (color online) Phase shift images in corresponding to interferometric images shown in figure.

系数(约0.5). 冲击波半径的 $R-t$ 图及点爆炸公式(2)拟合与对应的压强值如图10所示. 可以看出, 压强最大值约为366 MPa, 且压强值随着冲击波的扩张而迅速下降. 544 ns时压强值约为3.4 MPa, 比背景气压(0.1 MPa)高一个多量级.

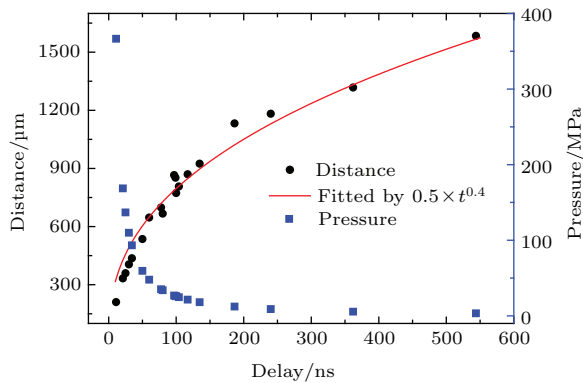


图10 (网刊彩色) 冲击波半径的 $R-t$ 图及点爆炸公式(2)拟合与对应的压强值

Fig. 10. (color online) $R-t$ plot of the shockwave radius and the corresponding fit by point-explosion model and the pressure calculated using formula (2).

计算过程中, 通过不断调整初始压强和温度, 使冲击波前位置与实验结果一致. 计算的最佳温度和压强分别为1.8 eV和600 MPa, 相应的根据理想气体公式计算得到的质量密度约为100 kg/m³. 从图11为模拟冲击波前位置与实验数据及点爆炸模

型对比及对应条件下各时刻 $x = 0$ 处 x 轴垂直线上的压强、温度及密度分布. 图11(a)中可看出, 尽管早期实验及理论值略高于计算值, 但后期计算结果与实验及模型结果已符合得很好. 早期计算结果偏低与等离子体初始膨胀速度设置为零有关. 由图11(b)可见, 等离子体压强在早期几十纳秒内随延迟迅速下降, 这与图10估算结果是一致的. 等离子体中心压强随延迟增加迅速下降, 同时边沿压强迅速增大, 意味着冲击波前的形成. 中心压强在92 ns延迟时已小于边界压强, 300 ns之后开始低于背景空气压强形成局域低压. 低压区域面积在300 ns之前随延迟增加而扩大, 但之后随延迟增加反而减小, 表明此时高压波前向内传播, 即形成了所谓的内激波(internal shockwave). 文献[37]对内激波的形成机制进行了深入讨论, 结果表明, 在超高声速膨胀的等离子体内部出现向内扩张的内激波是满足压强与速度连续性条件的必然结果. 等离子体温度和密度分布表现出与压强分布相似的演化特征, 即中心温度与密度值随着延迟迅速下降, 同时边界值迅速上升. 与密度和压强分布不同的是, 在300 ns延迟后等离子体中心压强与密度开始低于背景空气相应值, 但温度值(约1800 K)在远离靶面的一定范围内, 仍然远高于背景空气温度(293 K).

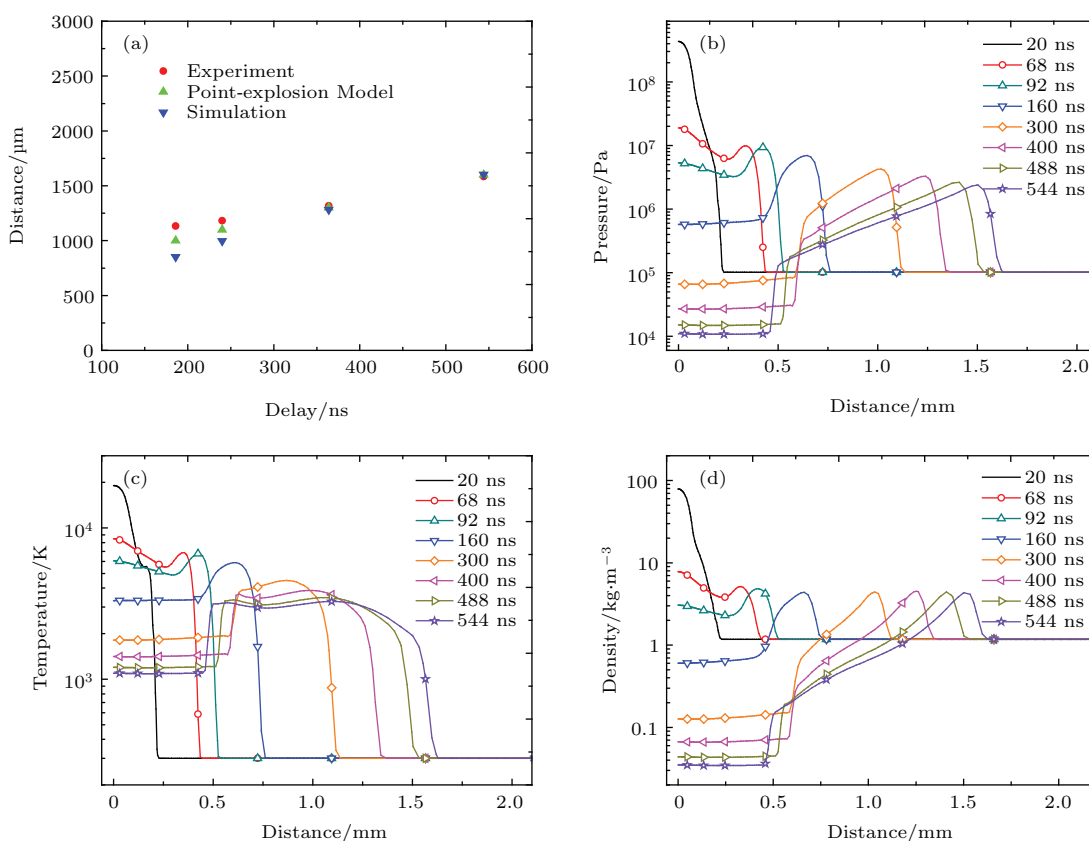


图 11 (网刊彩色) (a)–(d) 分别为模拟冲击波前位置与实验数据及点爆炸模型对比及对应条件下各时刻 $x = 0$ 处 x 轴垂直直线上的压强、温度及密度分布

Fig. 11. (color online) (a)–(d) are the comparison between simulated and experimental and modeled shock-wave radius and corresponding distribution of pressure, temperature and density along a line perpendicular to the surface of target at the $x = 0$ for various time moments respectively.

等离子体中心温度下降很慢是因为等离子体羽烟和熔石英材料的热导率较低, 造成中心部分缺乏与外界有效的热交换 [38].

4 结 论

1064 nm 纳秒激光诱导熔石英后表面损伤的物理过程可总结为以下几个阶段: 1) 脉冲作用期间的能量沉积产生大量过热电子, 一部分电子在材料中通过热传导形成迎着激光方向往材料内部传播的固态吸收波前, 另一部分电子向空气端逸出并通过碰撞电离等过程产生初始等离子体; 2) 脉冲结束后, 空气等离子体和体内固态吸收波前失去能量供给, 温度与扩张速度迅速下降, 此时早期形成的高温高压等离子体成为损伤前驱, 诱使材料产生大量过热, 使中性原子和分子的喷发, 体内等离子体与周围固态材料界面上的 RT 不稳定性在两相界面处产生应力分布, 这些应力的释放促使裂纹的形

成; 3) 空气端等离子体的演化遵循一般激光诱导等离子体演化规律, 即内部压强、温度与密度随延迟增加迅速下降, 同时出现向材料端扩张的内激波现象.

与已报道的 355 nm 激光损伤的实时诊断结果相比, 1064 nm 激光损伤的最大不同在于损伤后几十纳秒尺度下的材料响应. 355 nm 激光作用下主要是微米大小的粒子喷发 [4], 而 1064 nm 激光作用下主要是大量的不透明中性物质的喷发. 这一现象的差异表明, 不同波长可能对应不同的能量沉积过程, 从而有着截然不同的材料响应. 我们推测 1064 nm 下的材料喷发是由于相爆炸机制造成, 对该现象的深入讨论将是我們下一步的主要工作.

参考文献

- [1] Genin F Y, Feit M D, Kozlowski M R, Rubenchik A M, Salleo A, Yoshiyama J 2000 *Appl. Opt.* **39** 3654

- [2] Boling N L, Dubé G, Crisp M D 1972 *Appl. Phys. Lett.* **21** 364
- [3] Shen C, Chambonneau M, Cheng X A, Xu Z J, Jiang T 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 1111101
- [4] Raman R A, Negres R A, Demos S G 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 051901
- [5] Raman R N, Elhadj S, Negres R A, Matthews M J, Feit M D, Demos S G 202 *Opt. Express* **20** 27708
- [6] Demos S G, Negres R A, Raman R N, Rubenchik A M, Feit M D 2013 *Laser Photon. Rev.* **7** 444
- [7] Liu H J, Zhou X D, Huang J, Wang F R, Jiang X, Huang J, Wu W D, Zheng W G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 065202 (in Chinese) [刘红婕, 周信达, 黄进, 王凤蕊, 蒋晓东, 黄竞, 吴卫东, 郑万国 2011 物理学报 **60** 065202]
- [8] Diaz R, Chambonneau M, Courchinoux R, Grua P, Luce J, Rullier J L, Natoli J Y, Lamaignère L 2014 *Opt. Lett.* **39** 674
- [9] Chambonneau M, Diaz R, Grua P, Rullier J L, Duchateau G, Natoli J Y, Lamaignère L 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 021121
- [10] Ma B, Ma H P, Jiao H F, Cheng X B, Wang Z S 2013 *Opt. Eng.* **52** 116106
- [11] Liu H J, Wang F R, Luo Q, Zhang Z, Huang J, Zhou X D, Jiang X D, Wu W D, Zheng W G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 076103 (in Chinese) [刘红婕, 王凤蕊, 罗青, 张振, 黄进, 周信达, 蒋晓东, 吴卫东, 郑万国 2012 物理学报 **61** 076103]
- [12] Smith A V, Do B T 2008 *Appl. Opt.* **47** 4812
- [13] Shen C, Cheng X A, Jiang T, Zhu Z W, Dai Y F 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 155501
- [14] Hayasaki Y, Isaka M, Takita A, Juodkazis S 2011 *Opt. Express* **19** 5725
- [15] Wu J, Li X W, Li Y, Yang Z F, Shi Z Q, Jia S L, Qiu A C 2014 *Acta Phys. Sin.* **64** 125206 (in Chinese) [吴坚, 李兴文, 李阳, 杨泽锋, 史宗谦, 贾申利, 邱爱慈 2014 物理学报 **63** 125206]
- [16] Sun W, Qi H J, Fang Z, Yu Z K, Yi K, Shao J D 2014 *Appl. Surf. Sci.* **309** 79
- [17] Temple P, Soileau M J 1981 *IEEE J. Quantum Elect.* **17** 2067
- [18] Miloshevsky A, Harilal S S, Miloshevsky G, Hassanein A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 083504
- [19] Raman R N, Negres R A, Demos S G 2011 *Opt. Eng.* **50** 013602
- [20] Mao S S, Mao X L, Greif R, Russo R E 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 2464
- [21] Carr C W, Bude J D, Demange P 2010 *Phys. Rev. B* **82** 184304
- [22] Carr C W, Radousky H B, Rubenchik A M, Feit M D, Demos S G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 087401
- [23] Grua P, Hébert D, Lamaignère L, Rullier L 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 081902
- [24] Demange P, Negres R A, Raman R N, Colvin J D, Demos S G 2011 *Phys. Rev. B* **84** 054118
- [25] Colvin J D, Legrand M, Remington B A, Schurtz G, Weber S V 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5287
- [26] Wei W F, Li X W, Wu J, Yang Z F, Jia S L, Qiu A C 2014 *Phys. Plasmas* **21** 083112
- [27] Yang Z F, Wei W F, Han J X, Wu J, Li X W, Jia S L 2015 *Phys. Plasmas* **22** 073511
- [28] Oh S Y, Singh J P, Lim C 2014 *Appl. Opt.* **53** 3593
- [29] Hong Y J, Oh S Y, Ha S Y, Kim H J, Lim C W 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 820
- [30] Tatarakis M, Davies J R, Lee P, Norreys P A, Kassapakis N G, Beg F N, Bell A R, Haines M G, Dangor A E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 999
- [31] Singh R P, Gupta S L, Thareja R K 2013 *Phys. Plasmas* **20** 123509
- [32] Liu T H, Gao X, Hao Z Q, Liu Z H, Lin J Q 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 485207
- [33] Crisp M D, Boling N L, Dubé G 1972 *Appl. Phys. Lett.* **21** 364
- [34] Porneala C, David A W 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 211121
- [35] Resíguier T D, Cottet F 1995 *J. Appl. Phys.* **77** 3756
- [36] Harilal S S, Miloshevsky G V, Diwakar P K, Lahaye N L, Hassanein A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 083504
- [37] Wen S B, Mao X L, Greif R, Russo R E 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 023114
- [38] Wen S B, Mao X L, Greif R, Russo R E 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 123105

Experimental and computational study of damage process induced by 1064 nm nanosecond laser pulse on the exit surface of fused silica*

Shen Chao¹⁾ Cheng Xiang-Ai¹⁾²⁾ Tian Ye³⁾ Xu Zhong-Jie¹⁾ Jiang Tian^{1)2)†}

1) (College of Opto-Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2) (State Key Laboratory of High Performance Computing, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

3) (College of Mechatronics and Automation, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 21 March 2016; revised manuscript received 18 May 2016)

Abstract

Material response and the launch of laser plasma during the 1064 nm nanosecond laser pulse induced damage to the exit surface of fused silica are investigated. Employing a polarization-based two-frame shadowgraphy setup with ~ 60 fs probing resolution, the transient material responses from the rising part of nanosecond pumping pulse to several hundred nanosecond timescale are captured. Using a shearing interferometry setup, the evolution of transient phase shift of laser plasma in the expansion process to the ambient air is also investigated. Inhomogeneous distribution of phase shift caused by the electrons and neutrals in the plasma is quantitatively resolved by employing the fast Fourier transform based filtering algorithm. To demonstrate the evolutions of important plasma parameters such as pressure, temperature and density, a continuum hydrodynamic model is numerically solved. The initial pressure of plasma is estimated according to the point-explosion model, and the initial plasma temperature is achieved by calculating the difference between simulating shockwave front radius and experimental value at the same delay. The optimal temperature is chosen when the radius difference is minimal. Main conclusions are as follows. 1) Abundant suprathermal electrons are excited in the early energy deposition process. Part of these electrons contribute to the thermal transport process and produce the laser supported solid-state absorption front (LSSAF) which propagates into the bulk silica. Other electrons escape to the air side and contribute to the formation of air plasma through the impact ionization process. Plasma expansion speed is about 20 km/s during this phase. 2) When the pump pulse is terminated, the LSSAF and air plasma lose their energy supplied and experience a rapid decline of the temperature and expansion velocity. As a result, the final damage crater depth exhibits seldomly no increase compared with the transient crater depth during this phase. Hot bulk plasma formed in this phase becomes the damage precursor and induces the ejection of abundant neutrals probably due to the phase explosion mechanism. Inhomogeneous distribution of stress is formed by Rayleigh-Taylor instability at the interface between hot bulk plasma and surrounding bulk material during the expansion of LSSAF. Radial and circumferential cracks are formed due to the release of stress. 3) Evolution of air plasma follows the conventional evolution process of laser-induced plasma, i. e. , internal pressure, temperature and density decrease quickly with time delay. The simulated transient highest pressure is about 600 MPa. Simulation also predicts the formation of the internal shockwave. Our work will be helpful in understanding the laser damage mechanism of the fused silica optical window.

Keywords: fused silica, laser-induced damage, pump-probe, laser-induced plasma

PACS: 52.38.Mf, 42.70.-a, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.65.155201

* Project supported by Scientific Researches of Foundation of College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, China (Grant No. 0100070014007).

† Corresponding author. E-mail: tjiang@nudt.edu.cn