

# 高重复频率激光脉冲光束大小对吸收玻璃损伤特征的影响\*

韩敬华<sup>1)2)</sup> 冯国英<sup>1)†</sup> 杨李茗<sup>2)</sup> 张秋慧<sup>1)</sup> 傅玉青<sup>1)</sup> 牛瑞华<sup>1)</sup> 朱启华<sup>2)</sup> 谢旭东<sup>2)</sup> 周寿桓<sup>1)</sup>

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2009年11月16日收到; 2010年4月18日收到修改稿)

针对高重复频率对吸收性滤光片损伤问题, 研究了高重复频率(kHz量级)激光脉冲的光束半径大小对吸收玻璃的形貌特征和损伤机理. 研究发现在总的激光作用个数、单脉冲能量和脉冲作用频率固定时, 吸收玻璃的损伤特性发生很大变化: 在光束半径较大时, 激光能量分散, 主要损伤形貌是熔化破坏; 随着光束半径的减小, 激光脉冲能量变得集中, 热量的累积效果变得明显, 逐渐变成熔化破坏和气化破坏; 当激光光束半径小到一定程度, 则会由于光强过大使得介质表面发生击穿而产生激光等离子体冲击波, 同时由于热量沉积的集中使光束作用中心处产生超热液体, 当满足相爆炸发生的条件时, 气化物、液滴和固体颗粒的混合物会向外飞溅, 在损伤凹陷的周围形成气化物、液滴的冷凝区和固体颗粒溅射区.

**关键词:** 激光诱导损伤, 高重复激光脉冲, 吸收玻璃, 相爆炸

**PACS:** 81.15.Fg, 61.80.Ba, 68.35.Rh

## 1. 引言

高功率激光在探测过程中, 为了避免对光学探测器的损伤, 必须通过衰减片对光强进行衰减. 但在实验中发现, 在高重复频率激光作用下, 衰减片极易发生损伤, 这严重限制了衰减片的使用范围. 对于重复激光脉冲作用下光学元件的损伤的理论研究很多<sup>[1-3]</sup>, 大致可以分为两类: 一类是研究单脉冲损伤与重复脉冲损伤的区别: 单脉冲损伤是基于介质的非线性电离作用, 热应力作用等<sup>[3]</sup>, 但重复脉冲损伤主要是基于介质内部缺陷的累积效应<sup>[4,5]</sup>, 如色心累积<sup>[6]</sup>, 断键累积<sup>[7]</sup>等. 另一类是研究两者之间的联系, 大量实验结果表明两者呈指数关系<sup>[5]</sup>. 以上诸多研究工作主要集中于低重复频率激光脉冲作用于透明玻璃或晶体, 而对kHz量级的高重复频率激光脉冲作用于吸收性很强的光学元件的损伤问题的研究, 鲜有报道, 因此对该问题的研究很有必要.

本文详细研究了不同光束大小的高重复激光脉冲作用下吸收玻璃的损伤问题, 仔细观测了其损伤形貌特征变化并根据热量的沉积规律分析了相应的损伤机理.

## 2. 实验装置

实验所采用的激光器是 YUCOOPTICS 公司生产, 型号为 F3W-15, 波长为 355 nm 的紫外激光器, 激光脉冲脉宽(FWHM)为 13.6 ns, 能量输出的稳定度小于 3%. 激光器采用二极管泵浦方式运行, 输出激光频率为千赫兹量级. 实验装置如图 1 所示, He-Ne 激光器用于光路的准直, 激光先通过一个分光片对输出脉冲能量进行监控, 后经过镀有紫外增透膜的石英透镜聚焦到样品上. 能量计型号为 Ophir 公司的 PE25 型, 测量信号被实时输入计算机. 损伤形貌使用 KEYENCE 公司的 VHX-600 显微镜进行观察和记录. 通过前后移动玻璃与焦点的位置来改变光束半径. 激光脉冲光强的空间分布用 CCD 进行测

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号:60890203)、国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(批准号:10676023)和四川大学青年教师科研启动基金(批准号:2009SCU11008)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guoying\_feng@yahoo.com.cn

量,其光斑强度分布近似为椭圆型,如图2所示.

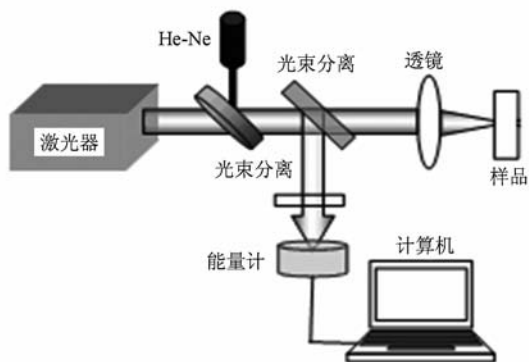


图1 实验装置

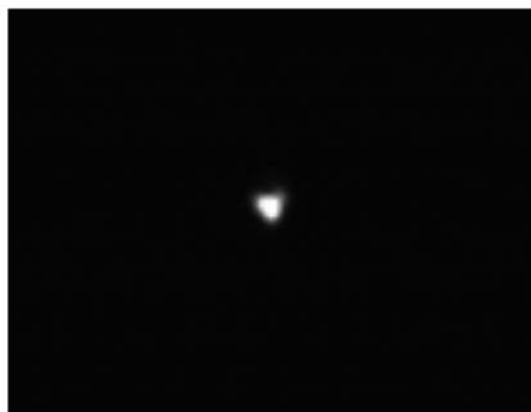


图2 CCD测量的光强分布图

### 3. 实验结果

#### 3.1. 损伤形貌随光束半径的变化特性

吸收性衰减片一般采用吸收玻璃作为衰减材料,为此我们选用对紫光激光吸收非常强烈的CB6红色玻璃作为实验材料,把激光脉冲能量  $Q$  固定为  $42.7 \mu\text{J}$ ,脉冲个数  $N$  固定为  $3.6 \times 10^6$  个,脉冲作用

作用频率固定为  $15\text{kHz}$ ,在不同光束半径的情况下辐照吸收玻璃,并观测其损伤形貌.

由图3可见,当光束半径  $w_0$  为  $110 \mu\text{m}$  时,损伤面积较大,但损伤程度很小,主要是熔化破坏;当光束半径  $w_0$  为  $80 \mu\text{m}$  时,仍以熔化破坏为主,但损伤程度变大,熔化范围集中;当光束半径  $w_0$  为  $45 \mu\text{m}$  时,出现环状破坏和裂纹,环状破坏周围有大量的结晶微粒,是明显的气化物再冷却的结果;当光束半径  $w_0$  为  $20 \mu\text{m}$  时,损伤形貌发生了极大的变化,

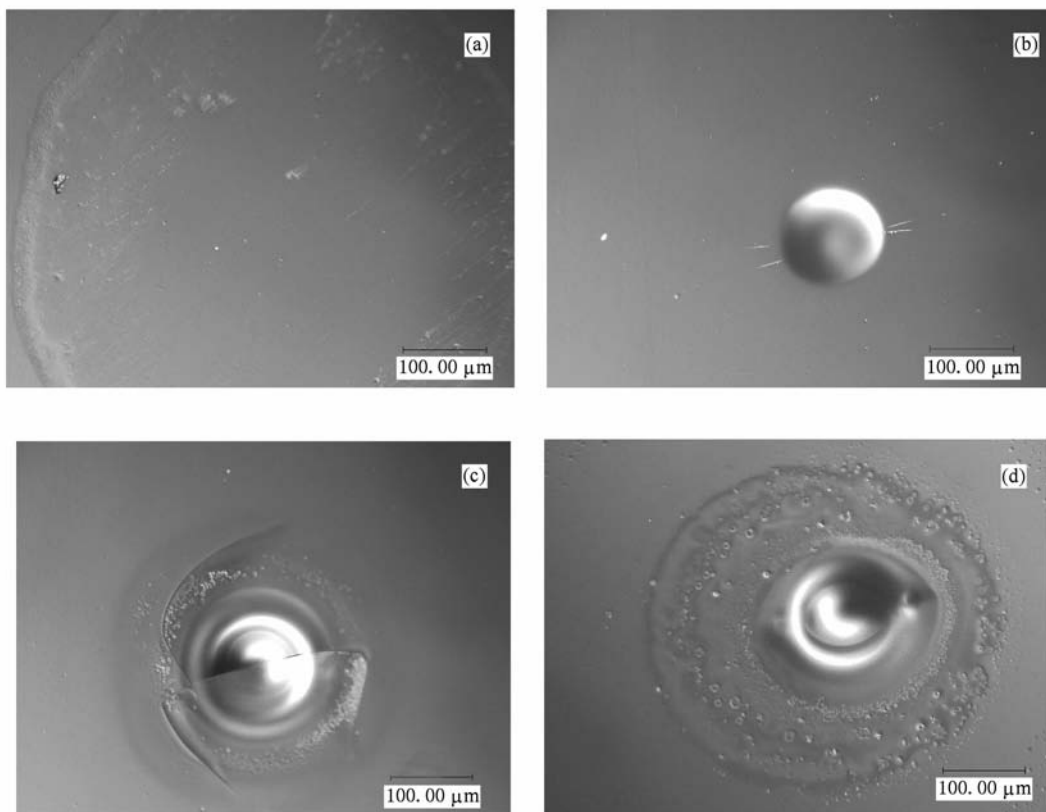


图3 不同激光光束半径下玻璃的损伤形貌 (a)  $w_0 = 110 \mu\text{m}$ , (b)  $w_0 = 80 \mu\text{m}$ , (c)  $w_0 = 45 \mu\text{m}$ , (d)  $w_0 = 20 \mu\text{m}$

损伤中心的凹陷变大,损伤特性变得非常复杂,具有三个明显特点:周围明显隆起的凹陷、剧增的材料去除量以及大量微粒的分布,这都说明发生了相爆炸<sup>[8]</sup>. 因为相爆炸与普通的熔化和气化对材料的去除机理完全不同:普通的熔化和气化是通过材料熔化流动或者气化蒸发而除去,而相爆炸则是因为大量激光能量的过快沉积,形成超热液体,超热液体内的形成大量的气化核,气化核增大到一定程度时,开始发生剧烈地沸腾(即爆炸沸腾),大量液滴

和气态的混合物飞溅出去,冷却后形成大量的微粒分布<sup>[9,10]</sup>. 同时,在高温状态下,介质更容易气化和电离,形成激光等离子体,激光等离子体吸收后续激光能量,形成高温高压冲击波,对超热液体向外冲击,所以更容易形成周边隆起的凹陷<sup>[8,11]</sup>.

### 3.2. 光束很小时的损伤形貌

我们把图 3(d)分为凹陷部分和外围部分进行微观部分观测分析,如图 4 所示.

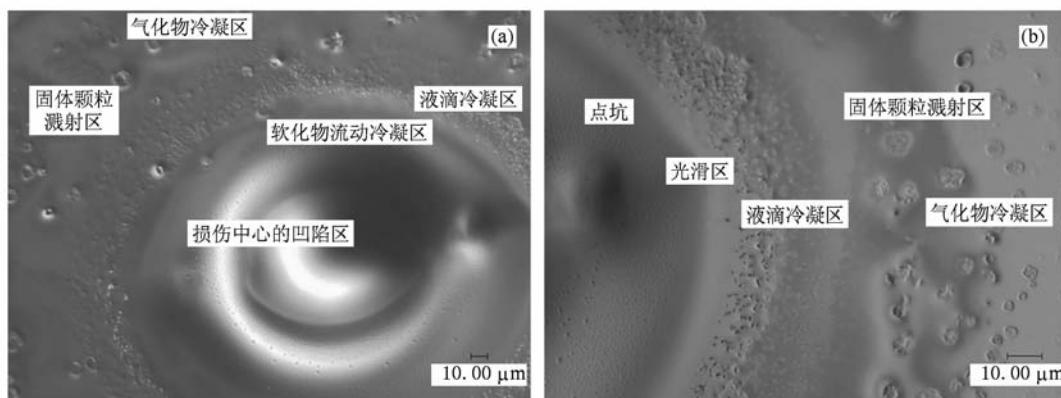


图 4 光束半径为 20  $\mu\text{m}$  时吸收玻璃的损伤形貌 (a) 整体结构图, (b) 微观形貌图

图 4(a) 是损伤形貌的整体结构图,凹陷四周隆起很高,根据图像的结构特征可以从内向外分为破坏中心凹陷区、熔化物流动区、液滴冷凝区、气化物再冷凝区、固体颗粒分布区,其中后两者相互重合;图 4(b) 为微观形貌图,可以看出凹陷上分布着密集的点坑,是密集的微细液滴与充分熔化的液体相碰撞的结果;凹陷向外各个部分的微细结构,凹陷的外沿是软化物流动再冷凝的区域,其表面非常平滑,没有出现点坑,可能是由于隆起点坑的周围阻碍了一部分液滴向该部分飞溅. 液层流动的最外沿是大量的外形光滑的微细液滴,在液滴的周围有撞击破裂后形成的环状波纹. 形成以上形貌的原因是由于液态层向外流动时,随着距离增加,温度迅速降低冷却变硬,当液滴飞溅上面时迅速冷却,形成大量液滴状的凝固粒子. 再向外是气化物再冷凝区,其间分布着很多较大尺寸的外形很不规则的固体颗粒,其周围有撞击的点坑痕迹,是气化物和颗粒的混合物在外部冷凝形成的. 且随着离激光光束中心距离的增加,固体颗粒物的尺寸明显减小.

## 4. 理论分析

以往对相爆炸的研究主要是基于单脉冲作用,即要产生相爆炸,需要足够高的激光脉冲功率密度,一般在  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  左右<sup>[10,12,13]</sup>,而在实验中所用的激光脉冲为  $10^8 \text{ W/cm}^2$ ,远小于单脉冲产生相爆炸的阈值,但当处于高重复频率作用时,仍可产生相爆炸. 下面进行相应的理论分析.

### 4.1. 相爆炸发生的条件

激光照射到吸收体表面时,吸收体表面会强烈吸收激光能量而升温,到达一定程度时,会发生部分熔化,液态材料对激光的反射增大,吸收系数也变得更大. 吸收体表面熔化后继续吸收后续激光能量而升温,其中高能部分成为自由态,即产生气化,气化的最外层部分极易发生电离而产生激光等离子体. 因此材料受激光辐照时,其状态由内向外可以依次分为:固态、液态和气态,其中气态外层为高温高压等离子体区<sup>[14]</sup>,其分布情况由图 5 表示.

要发生相爆炸必须有超热液体的存在. 一般要

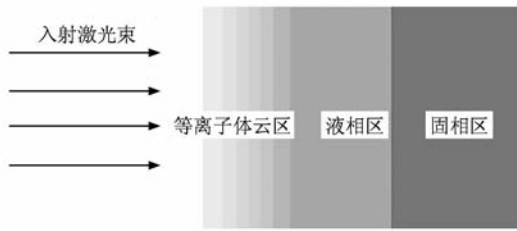


图5 激光辐照下材料烧蚀示意图

求超热液体的温度达到  $(0.8-0.9) T_{cr}$  ( $T_{cr}$  为临界温度)<sup>[15]</sup>, 而且超热液体层的厚度足够大, 大于气泡的临界直径, 即达到容纳气化核的临界尺寸  $r_c$  (一般为几十个微米), 除此之外, 要有足够的时间  $t_c$  使气化核增大到临界尺寸  $r_c$ ,  $t_c$  大约是几百个纳秒, 以上条件是缺一不可的<sup>[14,15]</sup>. 当单脉冲激光照射到介质上时, 热量沉积能否产生超热液体以及超热液体能否满足发生相爆炸是受很多因素的影响, 其中包括脉冲能量、脉宽以及材料热导率等. 只有当激光的能量大于一定值, 才能保证超热液体的形成以及达到足够的厚度和持续足够的时间, 这样才能产生足够大和足够多的气泡, 以产生相爆炸<sup>[13,16]</sup>. 所以在研究固定脉宽的激光脉冲产生相爆炸的条件时, 要求激光脉冲满足一定的阈值条件, 一般为几个  $10^{10} \text{ W/cm}^2$ , 也就是说小于该阈值时, 材料的去除的机理主要是正常的熔化、气化, 而当大于该阈值时, 则主要是爆炸沸腾 (相爆炸) 的作用, 即大量液滴和蒸气混合物的喷溅作用<sup>[17,18]</sup>.

但当激光脉冲处于高重复频率作用时, 虽然每个脉冲激光的能量较单脉冲产生相爆炸的阈值低得多, 如果满足以上产生相爆炸的条件也照样可以产生相爆炸. 下面从重复脉冲作用下的热量累积规律进行分析.

#### 4.2. 理论模拟分析的基本假设条件

要准确分析在高重复激光作用下材料热量累积引起的温度变化, 就必须考虑以下影响因素: 材料在吸热、热扩散、液化、气化、液化、冷却等物态变化过程及其对热量沉积规律的影响, 尤其是激光等离子体激光能量吸收<sup>[19]</sup>; 物态变化过程和材料的温度对材料的密度、比热、相变潜热等的影响<sup>[10,12]</sup>; 玻璃是非晶态, 没有严格的熔点等.

从激光能量的沉积过程分析, 玻璃的不同物态对激光能量的吸收作用是不同的, 处于液态时对激光的吸收比固态大很多<sup>[12]</sup>, 而气态表面的电离区的

逆韧致吸收效应, 对激光的吸收作用也是很大的<sup>[20]</sup>. 另一方面液态对激光的反射作用增大、从固-液-气的转化过程中消耗一定的激光能量等, 这些因素则减少了对激光能量的吸收. 由此可见, 由于温度变化过程涉及外界因素极多, 所以要严格定量地计算是很困难的,

但是, 我们的主要目的是研究随着激光脉冲光束大小的变化, 在玻璃上吸收的热量累积的规律, 因此可以只考虑主要物理过程的影响, 忽略次要因素的影响, 从原则上讲是不会影响对该物理过程实质分析的. 因此我们对实际物理过程进行合理的简化, 设定如下假设: 1) 材料相变引起的对激光脉冲能量吸收增强的因素和减小的因素相抵消, 温升规律依然按照材料处于固态时的温升规律处理; 2) 材料物理参数不随着温度的变化而变化; 3) 激光脉冲能量是瞬时沉积 (因为激光能量传给介质电子的时间为飞秒量级, 电子把能量传给晶格引起材料温升的时间为几个皮秒, 而实验中脉冲间隔为几百个微秒, 远远大于皮秒, 所以假设是完全合理的<sup>[21]</sup>.); 4) 由于材料对激光能量的吸收系数很大, 大部分激光脉冲能量沉积到材料的表层, 所以认为热量只沉积到材料的表面; 5) 把玻璃的熔化温度和气化温度定义在一个温度范围. 我们所用的 CB6 玻璃的物理参数<sup>[22,23]</sup> 如下: 介质密度  $\rho = 2.64 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ , 热扩散系数  $D = 3.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , 比热  $c = 0.75 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ , 反射率  $R = 0.03$ , 吸收率  $\alpha = 3 \text{ cm}^{-1}$ , 熔化温度  $T_m$  为  $1000-1500 \text{ K}$  (1 大气压), 气化温度  $T_v$  为  $2000-2500 \text{ K}$  (1 大气压), 热力学临界温度  $T_{cr} = 4000 \text{ K}$ .

#### 4.3. 热沉积引起吸收光学元件温升的数理方程

基于数理方程对重复激光脉冲引起的温升情况进行数学推导, 得到其温升表达式<sup>[24]</sup>

$$T_{\text{total}}(z, t) = \sum_{k=1}^n T(z, t - (k-1) \cdot \tau), \quad (1)$$

其中  $z$  是垂直于玻璃表面的深度,  $t$  是重复激光脉冲作用时间,  $\tau$  是脉冲间隔.

$$T(z, t) = (F \cdot \alpha(1-R) \cdot H(r) / (Cp)) \times (w_0^2 / (w_0 + \sqrt{4Dt})^2) \times \sum_{n=0}^{\infty} \left( \cos \frac{n\pi z}{l} \right) \exp\left( -\frac{a^2 n^2 \pi^2 t}{l^2} \right) \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

式中  $F$  为脉冲最高能量密度, 可以表达为  $F =$

$Q/(\pi w_0^2)$ ,  $H(r)$  是激光强度的分布函数, 本实验中光强的空间分布可以近似为高斯分布,  $H(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right)$ .

#### 4.4. 分析结果

在上述实验条件下, 对光斑半径  $w_0$  依次为 20, 45, 80 和 110  $\mu\text{m}$  时, 利用(1)和(2)式对吸收玻璃表面温度进行模拟计算, 结果如图6所示.

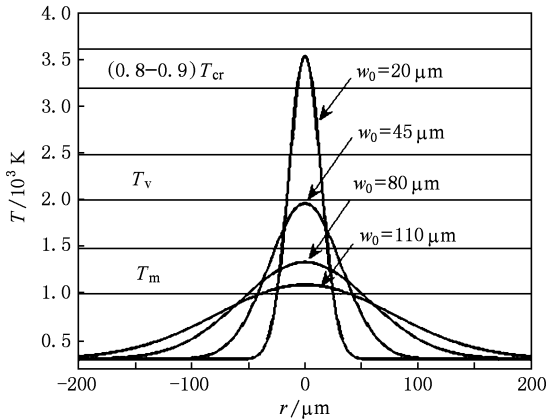


图6 不同光束半径对吸收玻璃表面温度分布规律

由图6可见, 在单脉冲能量和总脉冲数一定时, 光束半径的变化会引起热量沉积的变化, 从而使得温度分布也发生变化. 当光束半径  $w_0$  为 110 和 80  $\mu\text{m}$  时, 其中光束作用材料中心处的温度分布在玻璃熔化范围之内, 前者热量沉积范围大, 温度较低, 后者热量沉积较为集中, 温度较高, 所以熔化程度高而集中; 当光束半径  $w_0 = 80 \mu\text{m}$  时, 热量沉积范围变得更小, 材料的中心温度分布达到了玻璃气化的温度范围, 其边缘则分布在熔化范围, 因此中心出现环状破坏点和由于热应力产生的裂纹, 在环状破坏的外围是气化物再冷却的微粒; 随着光束半径  $w_0$  的进一步减小, 当  $w_0 = 20 \mu\text{m}$  时, 快速沉积的激光脉冲能量使得介质迅速变为超热液体, 由于此时激光能量密度变的足够大使得介质被击穿, 产生高温高压等离子体, 使得超热液体不能迅速沸腾, 则有足够的时间用于气化核的产生和增长, 从而发生爆炸性沸腾, 这就是所谓相爆炸. 在该过程中, 气化物、液滴和固体颗粒的混合物在沸腾性爆炸和外部激光等离子体冲击波的作用下向外喷溅, 就形成了图4中的液滴冷凝分布区、气化物再冷凝区和固体颗粒分布区. 光束作用中心的深处和凹陷边缘的熔化物向外流动则形成熔化物流动区.

由于激光脉冲光束半径的变化使得热量累积的范围和集中度发生变化, 这使得材料的温度范围发生变化, 如图7所示.

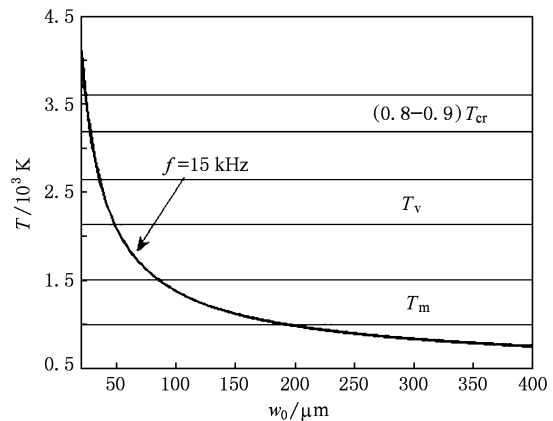


图7 激光光束作用中心的吸收玻璃表面温度随脉冲光束半径的变化规律

由图7可见, 在固定激光脉冲作用数, 频率和单脉冲能量的情况下, 材料的中心温度随着激光脉冲光束半径的增大而迅速减小并逐渐趋于平衡. 不同的温度分布所对应的材料损伤机理也不同, 分布在发生相爆炸的温度范围时, 材料就会产生沸腾性爆炸, 对材料的破坏程度很大; 随着光束半径的增加逐渐过渡到气化温度范围内, 此时的损伤机理主要是基于材料的气化和熔化破坏; 当光束半径进一步增大, 则主要分布熔化范围内, 此时只有对应于大范围的熔化破坏; 当光束半径足够大时, 温度升高得很小, 低于材料的熔化温度, 材料不会产生损伤. 因此可见光束的大小直接决定了热量累积的规律, 也直接影响了相应的损伤机理和特征. 另外, 还可以通过扩大光束的方法来分散激光脉冲能量, 减小热量的累积集中度, 从而可以最大限度地避免光学元件发生相爆炸、气化和熔化等热损伤.

## 5. 结 论

对吸收光学玻璃在不同光束大小的高重复激光脉冲作用下的损伤问题展开研究, 发现热量沉积引起的材料温度变化使得材料处于不同物质状态, 物态变化决定了材料的损伤机理和特征. 热量的累积规律与激光脉冲的光束半径大小有直接的关系: 当光束半径很大时, 材料吸收的热量分散在很大面积上, 使得温度累积不明显, 这样可以避免材料的损伤; 随着光束半径的减小, 热量累积效果越来越

明显,使得激光作用中心材料的温度逐渐升高,进入材料的熔化、气化的温度范围,这样对材料的破坏特性是明显的熔化和气化破坏;当光束进一步减小,热量累积效果会剧增,激光作用中心温度达到了超热液体的温度,这样就会产生爆炸性沸腾,液滴、固体小颗粒以及气态物向外飞溅,形成形貌复杂,破坏程度大的损伤形貌,这就是所谓的相爆炸.

可以通过增大光束半径的方法来避免相爆炸、气化和熔化等热损伤的发生.

感谢成都精密光学工程研究中心的李亚国先生,烁光特晶科技有限公司的师瑞泽先生、张 杰、庞珍丽女士的有益讨论.

- [1] Wen S C, Fan S C 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1282 (in Chinese) [文双春、范滇元 2000 物理学报 **49** 1282]
- [2] Kitriotis D, Merkle L D 1989 *Appl. Opt.* **28** 949
- [3] Liu W Q, Shen J, Sun X M, Wang H H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1040
- [4] Feng X Q, Han B G 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1282 (in Chinese) [冯锡淇、韩宝国 1999 物理学报 **48** 1282]
- [5] Stuart B C, Feit M D, Herman S, Rubenchik A M, Shore B W, Perry M D 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1749
- [6] Xiao Z Y, Luo W Y, Wang T Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2731 (in Chinese) [肖中银、罗文芸、王廷云 2007 物理学报 **56** 2731]
- [7] Eronko S B, Zhurkov S N, Chmel A 1978 *Soviet Phys. Solid State* **20** 2064
- [8] Yoo J H, Jeong S H, Mao X L, Greif R, Russo R E 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 783
- [9] Bleiner D, Bogaerts A 2006 *Spec. Acta Part B: Atom. Spec.* **61** 421
- [10] Lu Q, Mao S S, Mao X, Russo R E 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3072
- [11] Lu Q M 2003 *Phys. Rev. E* **67** 016410
- [12] Yoo J H, Jeong S H, Greif R, Russo R E 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 1638
- [13] Chen Z, Bogaerts A, Vertes A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 041503
- [14] Yang T Y B, Kraer W L, More R M, Langdon A B 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3146
- [15] Allcock G, Dyer P E, Elliner G, Snelling H V 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 7295
- [16] Matthias E, Reichling M, Siegel J, Köding O W, Petzoldt S, Skurk H, Bizenberger P, Neske E 1994 *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.* **58** 129
- [17] Porneala C, Willis D A 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 211121.
- [18] Pakhomov A V, Thompson M S, Gregory D A 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 2067
- [19] Xu X 2002 *Appl. Surf. Sci.* **197** 61
- [20] Yang T Y B, Kruer W L, More R M, Langdon A B 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3146
- [21] Rethfeld B, Sokolowski-Tinten K, Linde D von der 2004 *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Proc.* **79** 767
- [22] Pamela K. W, Bletzer K, James L H, Francois Y G, Hester M, Yoshiyama J M 1999 *SPIE* **3578** 681
- [23] Ou Q, Chen J G, Zhang W, Lan L, Feng G Y 2006 *Opt. Las. Tech.* **38** 631
- [24] Han J H 2009 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: Sichuan University) (in Chinese) [韩敬华 2009 博士学位论文(成都:四川大学)]

## Influence of the high-repetition-pulsed laser beam size on the damage characteristics of absorbing glass\*

Han Jing-Hua<sup>1)2)</sup> Feng Guo-Ying<sup>1)†</sup> Yang Li-Ming<sup>2)</sup> Zhang Qiu-Hui<sup>1)</sup> Fu Yu-Qing<sup>1)</sup>  
Niu Rui-Hua<sup>1)</sup> Zhu Qi-Hua<sup>2)</sup> Xie Xu-Dong<sup>2)</sup> Zhou Shou-Huan<sup>1)</sup>

1) (*College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 16 November 2009; revised manuscript received 18 April 2010)

### Abstract

The influence of the beam size of pulsed laser on damage morphology of absorbing glass, as well as the mechanism of the damage produced by high-repetition-pulsed laser (kHz magnitude), is investigated. We show that the damage morphology changes greatly with the decrease of the beam size under the condition that the energy of each individual pulse, the number of the pulses incident on the glass and the repetition frequency are kept invariant. The damage is induced by melting of the glass material due to dispersed energy of the incident laser with large beam size. With decreased beam size of laser, the material will break resulting from the melting and evaporating of glass induced by the densing and increasingly deposited laser energy in glass material. When the beam size is further reduced, too intensive laser will penetrate the dielectric material on the surface of glass. As a result, the laser induced plasma shock wave occurs. In addition, the super-heated liquid at the center where the laser beam interacts with glass will be produced as a consequence of the tremendous deposited laser energy. When the threshold of phase explosion is reached, the mixture of the evaporated, melted and original solid materials will blast outwards. Consequently, characteristic morphology made up of three regions covered with solid granules of original glass material and the re-crystallized material of the evaporated and melted glass will form around the damage crater.

**Keywords:** laser induced damage, high-repetition-pulsed laser, absorbing glass, phase explosion

**PACS:** 81.15.Fg, 61.80.Ba, 68.35.Rh

---

\* Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60890203), the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10676023) and the Research fund for the Young Teachers of Sichuan University, China (Grant No. 2009SCU11008).

† Corresponding author. E-mail: guoying\_feng@yahoo.com.cn