

文章编号: 0258-7025(2010)06-1647-07

# 材料激光损伤中的等离子体微滴雾化过程

夏志林 薛亦渝 郭培涛 李展望

(武汉理工大学材料科学与工程学院, 湖北 武汉 430070)

**摘要** 建立了等离子体微滴的两结果微滴及四结果微滴雾化模型。对比分析了两种模型下的微滴雾化过程, 讨论了各自适用的情况。研究了微滴初始参量对微滴雾化过程的影响, 分析了在材料激光损伤研究中, 如何控制等离子体爆炸现象。该研究对材料激光损伤问题的探索, 尤其是在认识和控制等离子体爆炸所造成的影响方面具有一定的价值。

**关键词** 光学薄膜; 激光损伤; 等离子体; 雾化

**中图分类号** TB43; O532<sup>+</sup>.25 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103706.1647

## Investigation on the Atomizing Process of Plasma Droplets in Laser Induced Materials Damage

Xia Zhilin Xue Yiyu Guo Peitao Li Zhanwang

(School of Materials Science and Engineering, Wuhan University of Technology, Wuhan, Hubei 430070, China)

**Abstract** The models of two and four result droplets as the atomizing result of a plasma droplet have been established. Contrastive analysis of these two models has been done and their application situations have been discussed accordingly. Besides, the influence of the initial droplets' parameters on atomization process has been studied. In the investigation of laser induced films damage, the erupting time of droplet should be controlled in order to control the explosion intensity of the plasma droplet. The research has some guiding significance, particularly in understanding the plasma droplets' bursting process and in overcoming the impact of the plasma blast.

**Key words** optical films; laser induced damage; plasma droplet; atomizing process

### 1 引言

实验上观察到的长脉冲激光作用下材料破坏时的等离子体闪光现象是等离子体在向外空间扩散消耗能量时所发出的弧光<sup>[1~4]</sup>, 它是材料激光损伤中等离子体形成的重要证据, 但该过程一直没有受到足够的重视, 研究很少。在激光作用下, 杂质与缺陷吸收激光能量并发生气化和离化, 形成局部高密度等离子体并继续强烈地吸收激光能量。等离子体对周围介质的压力也急剧上升, 在外面的包裹介质层形成鼓包。鼓包形成的同时, 外层介质中的应力不断增加, 当应力值达到或超过材料的抗拉强度时, 鼓包破裂, 内部的高压电离物质喷溅而出。包裹层鼓包破裂之后, 损伤过程进一步发展为等离子体微滴

的裂解及爆炸过程。由于等离子体剧烈爆炸是在鼓包破裂之后发生的, 对材料的抗激光损伤能力没有多大影响, 但加剧了损伤的发展, 使得损伤过程变得丰富多彩, 对已经形成的损伤斑点形貌和尺寸都有影响。

研究等离子体吸收特性时发现<sup>[5~11]</sup>: 微滴原子密度在 $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 数量级时(气体范围), 其吸收率低, 激光能量利用率不高。而微滴原子密度在 $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 数量级时(固体范围), 其内部频繁的碰撞作用导致强逆韧致吸收, 但热传导以及热电子损失也比较大, 对已吸收的激光能量利用率同样不高。最理想的材料状态是团簇聚集体, 其总体密度在气体范围, 但是每个团簇密度达到了固体密度范围, 这

收稿日期: 2009-10-14; 收到修改稿日期: 2009-11-06

基金项目: 国家自然科学基金(10804090, 10974150)和南京大学固体微结构物理国家重点实验室开放课题基金(M22013)资助课题。

作者简介: 夏志林(1978—), 男, 博士, 副教授, 主要从事激光与物质相互作用及纳米材料等方面的研究。

E-mail: lione1626@163.com

既克服了吸收率低的缺点,又解决了热损失大的问题。材料破裂后喷溅出来的高密度微滴雾化形成的微团簇,能够保持对激光能量的强烈吸收且可以充分利用所吸收的能量,进而产生剧烈的等离子体爆炸。本文建立了理论模型分析高密度微滴的雾化过程,为分析等离子体爆炸过程提供了前期理论依据。

## 2 理论基础

### 2.1 等离子体雾化动力

通常认为长脉冲激光作用下,材料破裂后喷溅出来的雾状微小团簇强烈地吸收激光能量而形成等离子体爆炸。这需要满足一些基本条件<sup>[12]</sup>:激光脉宽要足够长,即在材料破裂后喷溅出来的微滴体有足够激光能量可以吸收。如果激光脉冲在材料破裂之前已经结束,喷溅出来的微滴得不到能量的补充,等离子体爆炸剧烈程度不够;激光功率密度足够大,即材料裂解之前的杂质或缺陷处要有液化或气化相变发生。这样喷溅出来的物质才具有团簇特性,才能强烈地吸收激光能量。已有的研究表明形成等离子体爆炸所需的这两个基本条件是完全可以满足的<sup>[13~18]</sup>。本文着重分析材料破坏后喷溅出的超热等离子体微滴的剧烈爆炸过程。

等离子体微滴的内压是其吸收激光能量的结果,同时又是等离子体爆炸的原因,来源于电子和离子的高速振荡,以及带电粒子的库仑作用。即

$$P = P_E + P_I, \quad (1)$$

式中  $P_E = P_C + P_H$  为由电子系统引起的压力分量,  $P_I$  为由离子系统引起的压力分量。等离子体微滴内一些平均自由程大的电子将逃离出去,使得微滴表面形成电量为  $Qe$  的电荷累积。这样的非中性等离子体微滴将难以稳定存在,在库仑力作用下将会发生剧烈的膨胀和雾化。假设微滴为球形且是良导体,其内部没有电场存在,则其外部电场为  $Qe/(4\pi r'^2)$ , 对外部电场在全空间积分,可以得到其静态电场能量为  $E_{PC} = 2\pi \int \frac{Q^2 e^2}{(4\pi r'^2)^2} r'^2 dr' = \frac{Q^2 e^2}{8\pi r}$ 。在等离子体微滴雾化过程中,该电场能量将转化为雾化动力,忽略热扩散损失,由能量守恒关系  $P_C \cdot 4\pi r^2 \cdot \frac{dr}{dt} = -\frac{\partial E_{PC}}{\partial t}$ , 可得库仑雾化动力为  $P_C = Q^2 e^2 / (32\pi^2 r^4)$ ,

$Q, e, r$  分别为聚集在等离子体球壳上的电子数、电子电量和等离子体球半径。

电子及离子热运动产生的压力分别为  $P_H =$

$n_e k_b T_e, P_I = n_i k_b T_i, k_b, n_e, T_e, n_i, T_i$  分别为玻尔兹曼常量、等离子体球内的电子平均密度、电子平均温度、离子平均密度和离子平均温度。

### 2.2 两结果微滴雾化模型

在内部高压作用下,微滴将发生以裂解为主的雾化过程。考虑微滴裂解的最简单情况,即认为微滴裂解是一个“一变二”的过程,两个结果微滴具有相同的尺寸。基于结果微滴重心的运动可以分析微滴的整个裂解过程。以微滴裂解前的球心为坐标原点,以其中一个结果微滴在裂解过程中的重心移动方向为  $x$  坐标轴方向建立坐标系。由于两结果微滴具有对称的运动特征,所以可以着重研究某一结果微滴的运动。

结果微滴在裂解初始时刻呈半球状,由半球重心公式可得结果微滴重心初始、终了时刻的位置分别为  $d_0 = 3R_0/8$  和  $d_1 = \sqrt[3]{1/2}R_0$ 。式中  $R_0$  为微滴裂解之前的半径。

结果微滴在裂解过程中始终保持为一球冠状,其体积不变,而球冠半径一直变化,如图 1 所示。图中  $l, d$  为裂解过程中结果微滴的半径及重心位置,由球冠体积表达式  $\frac{2\pi R_0^3}{3} = \frac{\pi}{3}(l+d)^2[3l - (l+d)]$ , 可得结果微滴在裂解过程中任意时刻的半径

$$l = -\frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{d^2}{\sqrt[3]{d^3 + 2R_0^3 + 2\sqrt{2(R_0 d)^3 + 4R_0^6}}} - \sqrt[3]{d^3 + 2R_0^3 + 2\sqrt{2(R_0 d)^3 + 4R_0^6}} \right].$$

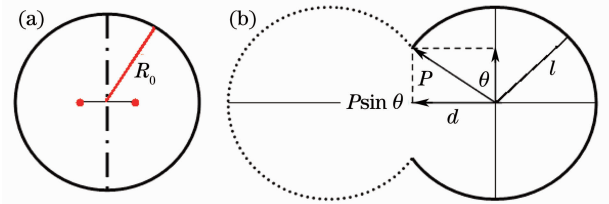


图 1 两结果微滴的裂解示意图

Fig. 1 Sketch of two result micro-droplets' cracking

微滴裂解的动力来源于其内外压差,当其超出了表面张力所能提供的约束时,裂解过程沿着图 1 所示的方式发生。由于内外压作用的对称性,最终能推动结果微滴相互分离的动力为内外压差在两结果微滴交界面法向上的作用力分量,该推动力可表示为

$$F_d = \int_0^{\varphi_0} 2\pi l \sin \varphi \cdot \Delta P \cos \varphi \cdot l d\varphi = \pi l^2 \Delta P \sin^2 \varphi \Big|_0^{\varphi_0} = \pi(l^2 - d^2)(P - P_0), \quad (2)$$

式中  $\cos \varphi_0 = d/l, P, P_0$  分别为微滴内压和微滴所处环境压力。

结果微滴在裂解过程中所受的阻力源于微滴表面张力作用。由图 1 可知,该阻力作用可以由两结果微滴交界面圆周上表面张力求得。如果微滴的表面张力系数为  $\xi$ , 由于表面张力在交界面径向上分布的对称性,该阻力可以表示为

$$F_r = 2\pi\xi \sqrt{l^2 - d^2} \cdot \sqrt{l^2 - d^2}/l = 2\pi\xi(l^2 - d^2)/l. \tag{3}$$

结合微滴裂解过程中结果微滴所受的动力和阻力项,如果结果微滴的质量为  $m$ ,可以得到结果微滴重心的移动加速度为

$$a = (F_d - F_r)/m. \tag{4}$$

根据该加速度,联合微滴裂解初始时刻结果微滴重心的速度和重心坐标,以及裂解终了时刻结果微滴重心的位置,可以计算得到整个裂解过程所需的时间、裂解过程中结果微滴移动的加速度、速度等随时间的演化情况。

### 2.3 四结果微滴雾化模型

两结果微滴模型相对简单,微滴裂解具有方向性。这适用于等离子体微滴内压较小的情况。微滴

裂解的方向性并不会表现出雾化的方向性,大量微滴裂解时的取向随意性掩盖了单个微滴裂解的方向性。当微滴内压相当大时,微滴的一次裂解将产生多个结果微滴,雾化剧烈程度的不同可以由一次裂解产生的结果微滴的数目来衡量,分析模型的复杂程度也随着结果微滴的数目增加而急剧增加。建立最简单的具有对称性的四结果微滴模型,分析剧烈雾化过程的雾化特征。对比两结果微滴与四结果微滴模型的结果可以归纳出雾化过程的特征参数随微滴雾化程度的变化规律,定性分析等离子体微滴的雾化过程。

四结果微滴模型如图 2 所示,图 2(a)中多面体的 4 个顶点分别代表 4 个结果微滴的重心。图 2 (b)为裂解前微滴  $O$  与裂解过程中任意一结果微滴  $C$  之间的几何关系。顶点  $O$  为裂解前微滴重心的位置,其余顶点均为以  $O$  为原点,  $OC$  间距为半径的球面上的点。结果微滴  $C$  与其他结果微滴的交界面分别为  $OLM, OLN, OMN$  面所在的扇形切面。图 2 中的一些几何关系为  $b = \sqrt{6} \cdot a/4; c = \sqrt{6} \cdot a/12; e = \sqrt{6} \cdot b/(2\theta); \sin \theta = 2\sqrt{2}/3, \theta > \pi/2; \cos \phi = \sqrt{6}/3, \phi < \pi/2; \sin \alpha = \sqrt{6}/3, \alpha > \pi/2$ 。

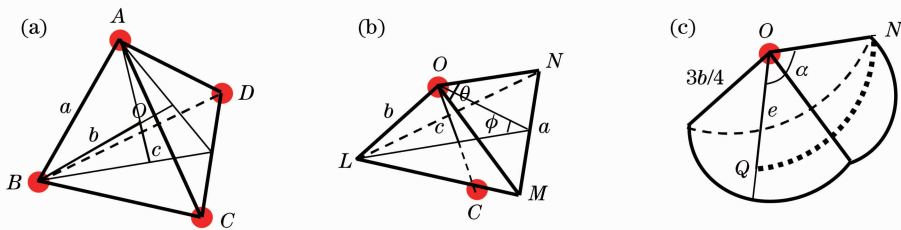


图 2 四结果微滴的裂解示意图

Fig. 2 Sketch of four result micro-droplets' cracking

结果微滴  $C$  的重心在裂解初始时刻的位置可采用逐步降维的方法获得,将体的质心转化为线的质心。具体思路为:假设由  $OLM, OLN, OMN$  面所在的扇形切面所组成的结果微滴  $C$  由无数的正三棱锥组成,三棱锥的顶点在  $O$  点,底面在以  $O$  为原点,  $OC$  间距为半径的球面上。则每个三棱锥的重心组成了如图 2(c) 所示的部分球面;将所得的重心球面简化为图 2(c) 中  $NQ$  所表示的重心弧线;确定所得重心弧线的重心

$$d_0 = \frac{9}{8}b \frac{\int_0^\alpha \sin^2[\theta\xi/(2\alpha)] \cdot \cos \xi/(\xi\theta/\alpha) d\xi}{\int_0^\alpha \sin[\theta\xi/(2\alpha)] d\xi}.$$

终了时刻各结果微滴两两相切,如果微滴开裂前半径为  $R_0$ ,则其中任一结果微滴的重心在其移动

方向上的终了位置为  $d_1 = \sqrt{6}(2 \sqrt[3]{1/4}R_0)/4 = \sqrt{6} \sqrt[3]{1/32}R_0$ 。

微滴裂解的动力来源于其内外压差,当其超出了微滴表面张力所能提供的约束时,裂解过程沿着图 2 所示的方式发生。由于内外压作用的对称性,最终能推动结果微滴  $C$  与其他结果微滴分离的动力为结果微滴交界面上的内外压差作用在面  $LMN$  法向上的分量,即沿  $OC$  方向上的分量。该推动力可以表示为

$$F_d = 3b^2\theta\Delta P \cos \phi = \sqrt{6}b^2 \arcsin(2\sqrt{2}/3)(P - P_0). \tag{5}$$

类似地,结果微滴在裂解过程中所受的阻力源于微滴表面张力作用。由图 2 可知,该阻力作用可以由结果微滴  $C$  与其他结果微滴交界面周边上表面张

力求得,由于表面张力在  $LMN$  面内分布具有对称性,所以沿面  $LMN$  法向的该阻力可以表示为

$$F_r = 3\xi b\theta \cos \phi = \sqrt{6}b^2 \arcsin(2\sqrt{2}/3)\xi/b. \quad (6)$$

结合该结果微滴裂解过程中所受的动力和阻力,可以得到其重心的移动加速度为

$$a = (F_d - F_r)/m. \quad (7)$$

随着裂解过程的进行,各结果微滴的形状不断变化,它们之间的交界面尺寸也在不断地变化,要针对这些变化建立一个始终适用的分析模型比较困难.采用等价内压和等价表面张力系数的改变来代替结果微滴的这些变化.

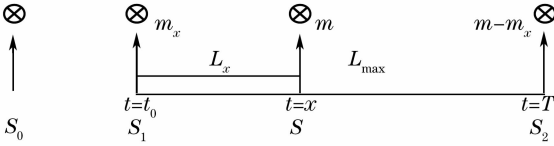


图3 等价微滴内压及等价表面张力系数计算示意图

Fig. 3 Sketch of calculating micro-droplet's inner pressure and equivalent surface tension coefficient

如图3所示,  $S_0$  点为裂解前微滴的位置,  $t = t_0$  的位置  $S_1$  为裂解初始时刻结果微滴  $S$  的重心位置,  $t = T$  的位置  $S_2$  为裂解结束时刻结果微滴  $S$  的重心位置,  $t = x$  为裂解过程中某一时刻结果微滴  $S$  的重心位置.

等价法的思路为:假设在裂解过程中结果微滴的形状不发生变化,而其内部的质量分布不断地发生变化.同时,假设结果微滴在任意时刻的质量按一定比例集中分布在位置  $S_1$  和  $S_2$  上,故而结果微滴内质量分布的改变,就是质量在位置  $S_1$  和  $S_2$  上分配比例的变化.结果微滴的等价内压和等价表面张力系数随位置  $S_1$  上质量的分配比例的变化而线性地改变.

对某一时刻有质量分配关系  $m_x \cdot L_x = (m - m_x) \cdot (L_{\max} - L_x)$ .进行简单的变换后可得在位置  $S_1$  上所分配的质量为:  $m_x = m(L_{\max} - L_x)/L_{\max} \in [0, L_{\max}]$ .该质量决定了等价内压和表面张力系数的值.结合表面系数与体积(质量一定时等价于随密度的变化)关系:  $\sigma = \frac{k}{V_m^{2/3}}(T_c - T)$ ,  $k = 2.2 \times 10^{-7} (J/K)$ .可得等价内压及等价表面张力系数分别为  $P_m = \Delta P \cdot m_x/m = \Delta P \cdot (L_{\max} - L_x)/L_{\max}$  和  $\xi_m = \xi \cdot (m_x/m)^{2/3} = \xi \cdot [(L_{\max} - L_x)/L_{\max}]^{2/3}$ .则(5)~(7)式分别变为

$$F_{dm} = \sqrt{6}b^2 \arcsin(2\sqrt{2}/3)P_m, \quad (8)$$

$$F_{rm} = \sqrt{6}b^2 \arcsin(2\sqrt{2}/3)\xi_m/b, \quad (9)$$

$$a_m = (F_{dm} - F_{rm})/m. \quad (10)$$

根据该加速度,联合微滴裂解初始时刻结果微滴重心的速度和重心坐标,以及裂解终了时刻结果微滴重心的位置,可以计算得到整个裂解过程所需的时间、裂解过程中结果微滴移动的加速度、速度等随时间的演化情况.

### 3 分析实例

#### 3.1 两模型比较

依据所建立的模型,采用数值计算方法对比分析了两种模型下的微滴裂解过程,计算参数如表1所示,计算结果如图4~6所示,初始电子温度均为4 eV.图4为结果微滴半径随时间的演化情况;图5为裂解过程中结果微滴移动速率随时间的演化情况;图6为结果微滴移动加速度随时间的演化情况.

表1 模拟计算所用参数

Table 1 Parameters used in calculation

Parameters	Value
Ionic density / $\text{cm}^{-3}$	$10^{23}$
Electronic density / $\text{cm}^{-3}$	$10^{22}$
Electronic temperature / eV	4.1
Ionic temperature / eV	0.3
Surface tension coefficient / (N/s)	0.48
Ambient pressure / Pa	$1.013 \times 10^5$
Initial micro-droplets' radius / m	$10^{-6}$

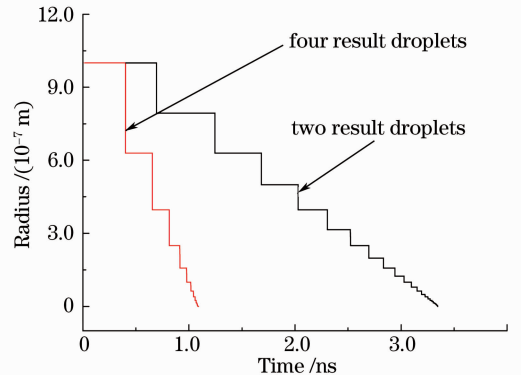


图4 不同模型的裂解过程中结果微滴半径随时间的演化情况

Fig. 4 Condition of micro-droplets' radius changes with time during the cracking process under different models

图4中每个台阶表示一次裂解.四结果微滴裂解机制下,微滴雾化所需时间约为1.1 ns,仅为两结果微滴裂解机制下的1/3左右.这主要是由两方面原因造成的:1)四结果微滴模型下,每次裂解形成的结果微滴半径要小得多,这样该机制下的微滴雾化所需要的裂解次数降低.2)四结果微滴模型下,

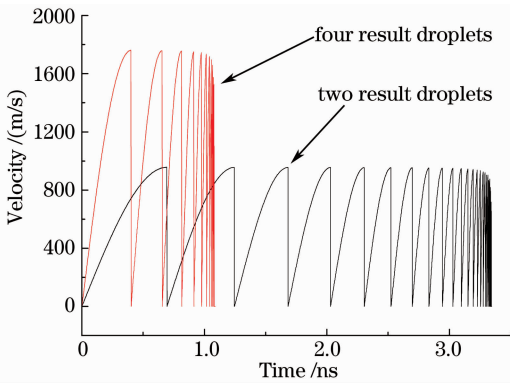


图 5 不同模型下的裂解过程中结果微滴移动速率随时间的演化情况

Fig. 5 Condition of micro-droplets' velocity changes with time during the cracking process under different models

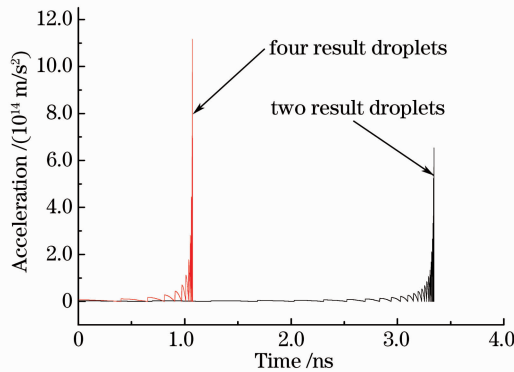


图 6 不同模型的裂解过程中结果微滴移动加速度随时间的演化情况

Fig. 6 Condition of micro-droplets' acceleration changes with time during the cracking process under different models

每次裂解过程中,结果微滴所能达到的速度要大很多,如图 5 所示,每次裂解所需的时间相对较少。

图 5 中裂解速度是周期性的,每次裂解的速度从零开始,裂解结束时达到最大值。由图 5 可知,四结果微滴机制下,每次裂解过程中,结果微滴所能达到的速度大得多,且每次裂解所需时间也少得多。这是由于四结果微滴机制下,结果微滴的加速度要大得多,如图 6 所示。两个模型下共同的特征是,随着雾化过程的进行,后一次裂解所需时间要小于前一次裂解所需时间;后一次裂解所能达到的最大速度要稍小于前一次裂解所能达到的最大速度,这在雾化过程的后期表现得比较明显。雾化过程中裂解时间越来越小主要是由裂解加速度不断增加,以及微滴半径不断减小所导致的。雾化过程中最大裂解速度越来越小主要是由裂解时间不断减小,以及微滴半径不断减小所导致的。

图 6 中裂解加速度也是周期性的,每次裂解的加速度从一最大值开始,裂解结束时减为零。由图 6 可知,四结果微滴机制下,结果微滴的加速度要大得多。主要由于该机制下,结果微滴的质量相对小得多。两个模型下共同的特征是,随着雾化过程的进行,后一次裂解所能达到的最大加速度要大于前一次裂解所能达到的最大加速度。这是由于微滴雾化过程中,其半径不断减小,质量以半径 3 次方的速度减小,而裂解驱动力的减小速度则要慢得多。

实际的微滴雾化过程中,微滴裂解机制并不仅限于这两种情况。由模拟结果可以推论:微滴裂解过程越剧烈,其单次裂解所产生的结果微滴数目越大;裂解过程越缓慢,其单次裂解所产生的结果微滴数目越小,极限情况是一次裂解产生两个结果微滴。建立更多结果微滴的裂解模型,尤其是总结出外推关系,由少的结果微滴模型推测多的结果微滴的情况是值得进一步研究的。

由图 4~6 可以看出,虽然没有给出全部可能的微滴裂解模型,但是可以认为不同数目结果微滴的裂解机制下,雾化所经历的裂解过程应该是相似的,不同之处在于参量值的大小。依据该分析,可以了解微滴雾化全部过程的信息,图 4~6 所反映出的规律具有代表性和可外推性。

### 3.2 初始电子温度影响

选取两结果微滴模型,对微滴雾化初始时刻的热力学参数对雾化过程的影响进行了分析,计算参数如表 1 所示,计算结果如图 7~9 所示。图 7 为结果微滴半径随时间的演化情况;图 8 为裂解过程中结果微滴移动速率随时间的演化情况;图 9 为结果微滴移动加速度随时间的演化情况。对雾化过程影

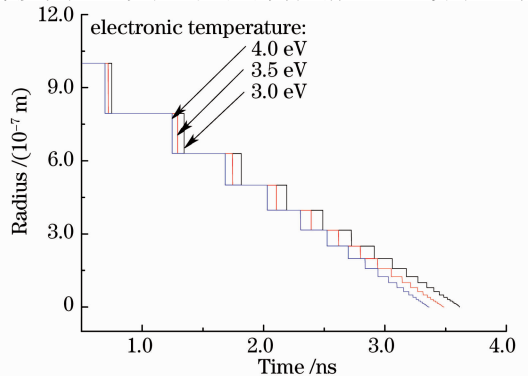


图 7 两结果微滴模型的裂解过程中结果微滴半径随时间的演化情况

Fig. 7 Condition of micro-droplets' radius changes with time during the cracking process under the model of two result droplets

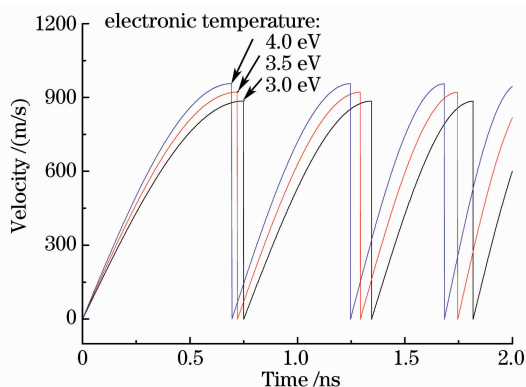


图 8 两结果微滴模型的裂解过程中结果微滴移动速率随着时间的演化情况

Fig. 8 Condition of micro-droplets' velocity changes with time during the cracking process under the model of two result droplets

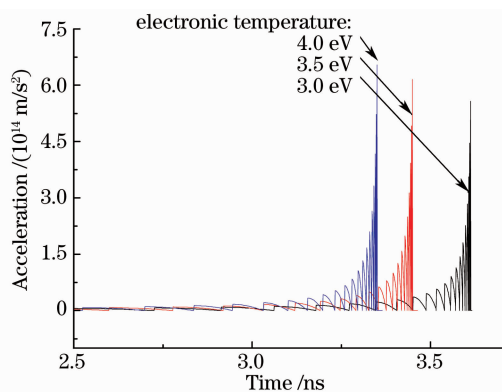


图 9 两结果微滴模型的裂解过程中结果微滴移动加速度随着时间的演化情况

Fig. 9 Condition of micro-droplets' acceleration changes with time during the cracking process under the model of two result droplets

响最明显的参量是微滴温度、电子和离子的密度,这些参数主要是影响微滴内压。着重分析了电子温度对微滴雾化过程的影响,由等离子体微滴内压公式结合电子温度的影响,可以分析出电子和离子密度的影响。

由图 7 可知,随着电子初始温度的增加,微滴雾化所需时间变小,每次裂解所需的时间均变小。这主要是由于电子初始温度增加,每次裂解过程中,结果微滴所能达到的速度增大。如图 8 所示,裂解速度增加是由加速度增大引起的。如图 9 所示,裂解加速度增大主要是由于雾化过程中结果微滴的半径不断减小,质量、裂解动力和阻力也因此不断减小。

喷溅的微滴要能够充分吸收和利用激光脉冲的剩余能量就必须在激光脉冲消失之前能够充分地雾化。由分析结果可知,凡是能够增加微滴内压的参

数变化,例如喷溅初期材料的电子密度、电子温度、离子温度等的增加,或提早喷溅发生时间,都是有利于雾化充分进行的,也有利于喷溅微滴对激光能量的吸收和利用,使得材料激光损伤后期的等离子体作用过程更加剧烈。对于抗激光损伤问题的研究,则是要尽量避免出现这样的情况。例如采用强度高的材料以延迟喷溅发生的时间,严格控制材料中的初始电子密度及采用宽带隙材料以减少电子密度。

## 4 结 论

雾化过程越剧烈,多结果微滴雾化机制越倾向于占主导优势;可以通过减小微滴喷溅初期的电子密度、电子温度、离子温度以及延缓微滴喷溅发生的时间,降低其雾化程度,控制微滴对激光能量的吸收和利用,降低材料激光损伤过程后期的等离子体微滴爆炸的剧烈程度,减小爆炸对材料表面的损伤程度。微滴裂解过程中内压引起的膨胀以及微滴对剩余脉冲内能量的吸收,将会影响到微滴雾化的剧烈程度,是需要进一步研究的内容。

## 参 考 文 献

- Xia Zhilin, Shao Jianda, Fan Zhengxiu *et al.*. Formation mechanism of bubbles in the surface of films induced by long pulse width laser [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(4):575~579  
夏志林,邵建达,范正修等.长脉冲激光作用下薄膜表面鼓泡的形成机理[J].*强激光与粒子束*, 2006, **18**(4):575~579
- T. Aota, T. Tomie. Ultimate efficiency of extreme ultraviolet radiation from a laser-produced plasma [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(1):015004~015007
- J. Jasapara, A. V. V. Nampoothiri, W. Rudolph. Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films [J]. *Phys. Rev. B*, 2001, **63**(4):045117~045121
- M. Mero, J. Liu, W. Rudolph. Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(11):115109~115125
- T. D. Ditmire, T. A. M. Rubenchik, R. W. Falcone *et al.*. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters [J]. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(5):3379~3402
- C. Bostedt, H. Thomas, M. Hoener *et al.*. Multistep ionization of argon clusters in intense femtosecond extreme ultraviolet pulses [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(13):133401~133404
- V. P. Krainov, M. B. Smirnov. Cluster beams in the superintense femtosecond laser pulse [J]. *Phys. Rep.*, 2002, **370**(3):237~331
- T. D. Ditmire, E. T. Gumbrell, R. A. Smith *et al.*. Time-resolved study of nonlocal electron heat transport in high temperature plasmas [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(4):720~723
- M. Kundu, D. Bauer. Nonlinear resonance absorption in the laser-cluster interaction [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(12):123401~123404
- P. Mulser, M. Kanapathipillai, D. H. Hoffmann. Two very

efficient nonlinear laser absorption mechanisms in clusters [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(10):103401~103404

11 T. Taguchi, T. M. Antonsen, A. Gupta *et al.*. Resonant heating of a cluster plasma by intense laser light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(20):205003~205006

12 Xia Zhilin. The mechanism and process of laser induced damage of optical coatings [D]. Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2007  
夏志林. 光学薄膜的激光损伤机制与过程[D]. 中国科学院上海光学精密机械研究所博士学位论文, 2007

13 Zhilin Xia, Jianda Shao, Zhengxiu Fan *et al.*. Thermodynamical damage mechanism of transparent films caused by low power density laser pulse [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(32):8253~8261

14 Zhilin Xia, Zhengxiu Fan, Jianda Shao. Statistical approach to bulk inclusion initialized damage in films [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **265**(2):620~627

15 Zhilin Xia, Degang Deng, Zhengxiu Fan *et al.*. Development in laser induced extrinsic damage mechanism of dielectric films [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2006, **23**(8):2179~2182

16 Dongping Zhang, Ping Fan, Xingmin Cai *et al.*. Influence of oxygen plasma treatment on properties of ZrO<sub>2</sub> films prepared by e-beam evaporation techniques [J]. *Solid State Communications*, 2008, **148**(1-2):22~24

17 Xia Zhilin, Zhao Yuan'an, Huang Caihua *et al.*. Selecting energy density for laser preconditioning optical films [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2):560~565  
夏志林, 赵元安, 黄才华 等. 光学薄膜激光预处理能量密度选取[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2):560~565

18 Zhang Lingfeng, Ren Fengzhang, Zhou Heyu *et al.*. Experimental study on actual role area of plasma in laser shock processing [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(5):1224~1228  
张凌峰, 任凤章, 周合玉 等. 激光冲击过程中等离子体实际作用面积实验研究[J]. *中国激光*, 2009, **36**(5):1224~1228

## 实验室推介及人才招聘

还在为实验室招不到合适的学生与员工发愁?

还在为继续深造和就业寻找出路?

中国激光杂志社推出“实验室推介和人才招聘”服务

五千名专家数据库, 三万名作者数据库

为您搭建沟通的桥梁

为满足广大光学专家和学生的交流和沟通的需求,帮助专家招收优秀的学生、招聘合适的研究人员,也给光学研究生提供更好的深造和就业机会,中国激光杂志社将在每次“光学前沿”会议上现场推出“实验室推介及人才招聘”服务,该服务自“光学前沿——第三届全国信息光学与光子器件学术会议”开始向所有参会代表免费提供。

参与推介的单位可以向中国激光杂志社提交 15 分钟 ppt 材料(视频资料)、实验室简介及人员招收、招聘材料,中国激光杂志社将提供单独时段与场地供代表交流。有意求职或深造的代表可将个人简历提交给中国激光杂志社,中国激光杂志社将把您的信息推荐给相关单位。

**联系人:**段家喜 编辑

**电 话:** 02169918426

**E-mail:** duanjiaxi@siom. ac. cn