

激光烧蚀掺杂金属聚合物羽流屏蔽特性数值研究

段兴跃 李小康 程谋森 李干

Numerical investigation on shielding properties of the laser ablation plume of polymer doped metal

Duan Xing-Yue Li Xiao-Kang Cheng Mou-Sen Li Gan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 197901 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.197901

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.197901>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

1064nm 纳秒激光对熔石英元件后表面击穿的实验与数值研究

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

物理学报.2016, 65(15): 155201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.155201>

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>

激光烧蚀聚甲醛的热-化学耦合模型及其验证

Thermal-chemical coupling model of laser induced ablation on polyoxymethylene

物理学报.2014, 63(10): 107901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.107901>

贴膜条件下飞秒激光诱导硅基表面锥状微结构

Femtosecond laser induced silicon surface cone microstructures by covering transparent films

物理学报.2012, 61(23): 237901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.237901>

纳秒紫外重复脉冲激光烧蚀单晶硅的热力学过程研究

Investigation of thermodynamic progress of silicon ablated by nanosecond uv repetitive pulse laser

物理学报.2012, 61(19): 197901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.197901>

激光烧蚀掺杂金属聚合物羽流屏蔽特性数值研究*

段兴跃¹⁾ 李小康^{1)†} 程谋森¹⁾ 李干²⁾

1) (国防科学技术大学航天科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (解放军理工大学, 爆炸冲击减灾减灾国家重点实验室, 南京 210007)

(2016年5月12日收到; 2016年7月6日收到修改稿)

激光烧蚀推进中, 烧蚀羽流对入射激光的屏蔽效应是影响推进性能的重要因素; 当采用掺杂金属聚合物作为工质时, 易电离金属掺杂物的引入, 使屏蔽效应更加明显. 本文建立了激光烧蚀掺杂金属聚合物羽流飞散及电离、屏蔽模型, 计算了3—40 J/cm²激光烧蚀掺杂微米铝颗粒聚甲醛工质的比冲, 与实验数据对比表明模型能够有效模拟掺杂聚合物羽流的屏蔽特性. 获得了不同激光能量密度下的电子数密度、吸收系数分布及屏蔽系数时间变化曲线. 结果表明: 低激光能量密度 (≤ 5 J/cm²) 时, 羽流屏蔽效应以未完全分解聚合物短链对入射激光能量的吸收为主; 高激光能量密度 (≥ 20 J/cm²) 下, 羽流电子数密度逐步增大至 10^{20} m⁻³, 形成明显的等离子体吸收, 屏蔽系数的时间变化特征复杂. 本文对掺杂金属聚合物烧蚀羽流的屏蔽特性进行了定量研究, 可为激光烧蚀推进性能优化提供参考.

关键词: 激光烧蚀, 掺杂金属聚合物, 屏蔽特性, 聚甲醛

PACS: 79.20.Eb, 52.38.Mf, 52.38.-r, 42.70.Jk

DOI: 10.7498/aps.65.197901

1 引言

自1972年Kantrowitz^[1]提出利用激光发射飞行器的设想以来, 激光推进有了很大的发展. 激光烧蚀推进是利用激光束辐照固体工质而产生工质蒸汽、工质小分子和等离子体, 进而获得反作用力的推进方式, 在微纳卫星发射、轨道机动^[2,3]等方面具有独特优势和广泛应用前景.

近年来研究者主要从掺杂聚合物入手, 对激光烧蚀推进进行性能优化. 其中, 掺杂金属颗粒聚合物的激光烧蚀是研究的热点, 其关键在于深入认识流场中羽流特别是等离子体与激光的相互作用. 文献^[4—7]对掺杂Al, Mg, Fe, Zn的聚合物进行了实验研究, 测得包括比冲、冲量耦合系数等宏观性能参数, 但目前的实验手段不便于获得瞬态过

程(数 μ s)羽流吸收系数的分布, 并以此理解其与激光的相互作用. 为此, 不少学者尝试用数值仿真手段研究掺杂金属聚合物的烧蚀. 文献^[8, 9]对激光支持等离子体流场进行了初步模拟, 获得了流场电子数密度分布及穿过等离子体的激光能量, 但并未针对具体工质研究屏蔽特性, 忽略了工质的烧蚀过程; 文献^[10]对激光与铝烧蚀等离子体的能量耦合进行了计算, 结果表明屏蔽效应对激光与等离子体能量耦合有很大影响; 文献^[11]对激光烧蚀Al, Cu和Ti进行了数值仿真, 获得了等离子体屏蔽系数与激光波长和能量密度之间的关系; 文献^[12]采用DSMC-PIC方法模拟了二极管激光烧蚀聚氯乙烯等离子体羽流的产生和膨胀过程. 但目前鲜有文献对掺杂金属颗粒聚合物激光烧蚀过程中羽流与激光相互作用进行研究, 尤其是综合考虑激光烧蚀的全物理过程. 本文针对激光烧蚀掺杂金属颗粒聚合

* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 51306203)和国防科学技术大学科研计划项目(批准号: JC-14-01-02)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lxk0330@163.com

物, 考虑具体的工质烧蚀过程, 构建羽流飞散控制方程及产物电离、屏蔽模型, 采用数值仿真方法, 研究激光与掺杂微米铝颗粒聚甲醛羽流相互作用的动态过程及等离子体的屏蔽特性, 为深入理解其机理、优化激光烧蚀推进性能提供参考. 本文所用参数如无特别说明均采用国际单位制.

2 计算模型和方法

激光烧蚀工质涉及激光能量沉积、工质烧蚀和产物飞散、电离及屏蔽等过程. 本文模型所使用的坐标系为以工质中心轴线为对称轴的柱坐标系, 原点在工质表面的中点, 迎着激光入射方向为 x 轴, 反方向为 z 轴 (图 1), 受激光烧蚀工质区域 ($z > 0$) 和产物流动区域 ($x > 0$) 同步进行计算.

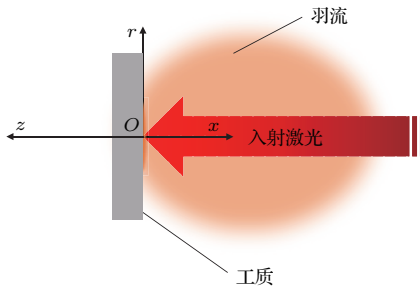


图 1 激光烧蚀动态过程示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the dynamic process of laser ablation.

2.1 工质烧蚀

激光烧蚀过程中工质发生分解、离解和电离等过程, 掺杂金属颗粒聚合物工质涉及金属和聚合物两种物性差别较大的材料, 烧蚀的物理过程更为复杂. 对于聚合物, 采用一种包含温升、相变、热解及热解产物飞散等过程的热-化学耦合模型描述其烧蚀过程 [13]; 对于掺杂金属颗粒, 采用比较成熟的模型描述其烧蚀过程 [14], 聚合物与掺杂物之间的相互作用主要表现为两种材料间的热传导, 在接触面上满足温度和热流密度连续条件.

此外, 需要特别注意的是, 工质的烧蚀过程与产物飞散过程是一个双向的动态耦合过程: 一方面, 工质烧蚀为等离子体羽流的产生和飞散提供了初始条件; 另一方面, 飞散过程中羽流与激光相互

作用, 造成达到工质表面的激光能量变化, 进一步影响了工质的烧蚀. 本文计算过程中考虑了两者的相互影响, 并将研究重点放在羽流屏蔽特性上, 关于工质烧蚀的形貌等讨论可见之前的工作 [15].

2.2 羽流飞散控制方程

在激光烧蚀过程中, 羽流的组分和热力学性质不断变化, 产物飞散、电离及屏蔽过程与工质烧蚀过程相互耦合, 因此羽流飞散模型是一个有源、可压、多组分、含化学反应的强瞬态过程 [16,17]. 掺杂金属颗粒聚合物工质的烧蚀产物分为聚合物烧蚀产物和金属颗粒烧蚀产物两部分, 计算时考虑聚合物烧蚀产物的进一步热解和解离, 同时考虑所有单原子的一阶电离, 从而将产物羽流分为两部分: 烧蚀产物和等离子体. 因此计算中共包含 16 种组分 [18]: 聚甲醛 (POM) 短链, CH_2O , CH_4 , CO_2 , H_2O , CO , H_2 , C , H , O , A , C^+ , H^+ , O^+ , A^+ 和 e^- , 其中 A 为金属颗粒元素. 流场控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial r} + \mathbf{G} = \mathbf{W}, \quad (1)$$

其中,

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \dots \\ \rho_{n-1} \\ \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_r \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho_1 u_x \\ \rho_2 u_x \\ \dots \\ \rho_{n-1} u_x \\ \rho u_x \\ \rho u_x^2 + p \\ \rho u_x u_r \\ \rho u_x H \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho_1 u_r \\ \rho_2 u_r \\ \dots \\ \rho_{n-1} u_r \\ \rho u_r \\ \rho u_x u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ \rho u_r H \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho_1 u_r \\ \rho_2 u_r \\ \dots \\ \rho_{n-1} u_r \\ \rho u_r \\ \rho u_x u_r \\ \rho u_r^2 \\ \rho u_r H \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \dot{\omega}_2 \\ \dots \\ \dot{\omega}_{n-1} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q_{\text{abs}} + Q_{\text{rad}} + \sum_i^{n-n_{\text{ion}}-1} \dot{\omega}_i h_i + \sum_i^{n_{\text{ion}}} \dot{n}_i H_i \end{bmatrix},$$

其中, n 为组元数, $i = n$ 为电子组元; ρ, ρ_i 表示混合气体总密度和组元 i 的密度, p 为混合气体压力; u_x, u_r 为轴向和径向速度分量; E, H 表示单位质量混合气体总能和总焓; $\dot{\omega}_i$ 表示组元 i 的反应质量源; Q_{abs} 表示激光能量吸收源项; Q_{rad} 表示辐射源项; $\sum_i \dot{\omega}_i h_i$ 为化学反应产生的焓变, h_i 表示组元 i 的焓; $\sum_i \dot{n}_i H_i$ 为电离产生的热源; \dot{n}_i 为等离子体组元 i 的粒子数变化; H_i 为对应的电离能, n_{ion} 为组元中离子种数, 各项的求解方法和等离子体状态方程见文献 [15].

2.3 激光诱导产物电离模型

激光诱导产物电离主要有两种模型: 多光子电离和级联电离. 由于 CO_2 激光光子能量远小于 C, H, O 原子的电离能, 并且激光束半径为 cm 量级, 脉宽为 μs 量级, 因此主要考虑级联电离过程. 忽略多光子电离、扩散、分子吸附等, 由文献 [19—21] 可知级联电离情况下电离区电子数密度 N_e 为

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \left[\frac{2e^2 v_m I}{m_e c \varepsilon_0 (\omega^2 + v_m^2) \varepsilon_i} - \frac{2m_e v_m}{M} \frac{v_m}{3} \right], \quad (3)$$

其中, N_e 和 t 的单位分别为 m^{-3} 和 s; e 为电子元电荷, 取 $1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$; m_e 为电子质量, 取

$9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$; I 为激光强度 (单位: W/m^2), 服从 Bouguet-Lambert-Beer 定律 [22]; c 为光速, 取 $2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$; ε_0 为真空介电常数, 取 $8.854 \times 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$; ω 为激光角频率 (单位: s^{-1}); ε_i 为电离能 (单位: J); M 为原子质量 (单位: kg). v_m 为电子动量转移碰撞频率 (单位: s^{-1}):

$$v_m = N_g \sqrt{2\varepsilon_i / 3m_e \sigma_s} \quad (4)$$

式中, N_g 为中性原子数密度 (单位: m^{-3}), σ_s 为气体动力学横截面积, 对于常见气体可取为 10^{-19} m^2 .

2.4 产物羽流对激光能量的吸收

掺杂金属颗粒聚合物产物羽流对激光能量的吸收主要分为两部分: 一部分是 POM 热解短链产物对激光能量的吸收, 另一部分是电离产物对激光能量的吸收.

POM 热解短链产物是 POM 未完全热解产物, 其化学键组成和 POM 相似, 因此可认为二者吸收激光能量的结构是相同的. 记聚合物短链为 $(\text{CH}_2\text{O})_{\bar{n}}$, 其中 \bar{n} 为 POM 短链聚合度, 则短链对激光的等效吸收系数 $\alpha_{(\text{CH}_2\text{O})_{\bar{n}}}$ 为 [15]

$$\alpha_{(\text{CH}_2\text{O})_{\bar{n}}} = \frac{\bar{n} M_{\text{CH}_2\text{O}} N_{(\text{CH}_2\text{O})_{\bar{n}}} \alpha_{\text{POM}}}{\rho_0 N_A} \quad (\text{m}^{-1}), \quad (5)$$

其中, $M_{\text{CH}_2\text{O}}$ 为聚甲醛单体 CH_2O 的摩尔质量, 取 $3 \times 10^{-2} \text{ kg/mol}$; $N_{(\text{CH}_2\text{O})_{\bar{n}}}$ 为聚合物短链的粒子数密度 (单位: m^{-3}), 由文献 [15] 中的无规热解模型确定; ρ_0 为 POM 的密度, 取 $1410 \text{ kg}/\text{m}^3$; N_A 为阿伏伽德罗常数, 取 $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$; α_{POM} 为初始 POM 对激光的吸收系数, 取 $6.74 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$.

对于电离度为 ξ (电子数密度与初始中性原子数密度之比) 的等离子体, 其吸收系数为 [22]

$$\alpha_{\text{plasma}} = \begin{cases} \frac{4\pi e^2 N_e \omega_c}{cm_e \omega^2} \quad (\text{m}^{-1}), & \xi \leq 0.01, \\ \alpha_{\text{IB}} \cdot \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \quad (\text{m}^{-1}), & 0.01 < \xi \leq 0.3, \\ \alpha_{\text{IB}} = 1.37 \times 10^{-27} \lambda^3 \frac{Z^2 N_i N_e}{T^{1/2}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)\right] \quad (\text{m}^{-1}), & 0.3 < \xi, \end{cases} \quad (6)$$

其中, ω_c 为电子与其他粒子碰撞的频率 (单位: s^{-1}); α_{IB} 为逆韧致吸收系数; \hbar 为约化普朗克常数, 取 $1.055 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$; k_B 为 Boltzman 常数, 取

$1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$; T 为温度 (单位: K); λ 为激光波长 (单位: μm); Z 为平均离子电荷数 (单位: 1); N_i 为离子数密度 (单位: m^{-3}), 本文中 $N_i \approx N_e$.

2.5 激光屏蔽系数

CO₂ 激光的临界电子数密度 N_{cr} 为 $9.8 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$. 当流场中电子数密度大于 N_{cr} 时, 正入射激光在临界面发生反射, 记临界电子数密度出现的位置为 x_{cr} (若未出现临界电子数密度则 $x_{cr} = 0$). 根据 POM 烧蚀产物和电离产物对激光能量的吸收系数可得激光屏蔽系数为

$$\zeta_{\text{shielding}} = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\int_{x_{cr}}^{\infty} (\alpha_{\text{plasma}} + \alpha_{(\text{CH}_2\text{O})_n} dx)\right), & x_{cr} = 0, \\ 1, & x_{cr} > 0. \end{cases} \quad (7)$$

从 (7) 式可以看出, 屏蔽系数的计算综合考虑了工质烧蚀过程及产物的电离. 烧蚀过程中屏蔽系数随时间变化, 反映了激光入射与工质烧蚀、产物飞散、电离及屏蔽是一个强耦合过程.

3 计算结果与讨论

羽流控制方程式 (1) 数值计算时采用 AUSM⁺-up 格式 [23] 进行空间离散、二阶 TVD 型 Runge-Kutta 方法进行时间离散. 计算区域为以烧蚀面为边界的半无穷大空间, 仿真时羽流计算域为以烧蚀面中心法线为对称轴的二维轴对称面, 如图 2 所示. 其中 O_1A 为激光烧蚀边界 (激光辐照区域), AB 为固壁边界 (工质上非激光辐照区域), O_1O_2 为轴对称边界, O_2C 和 BC 为无穷远边界. 整个流场计算域网格为 600×300 , O_1A 采用自适应网格; 计算区域长度为 $80 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$, O_1A 长度为 5 mm . 激光为脉宽 $5 \mu\text{s}$ 、波长 $10.6 \mu\text{m}$ 的矩形脉冲

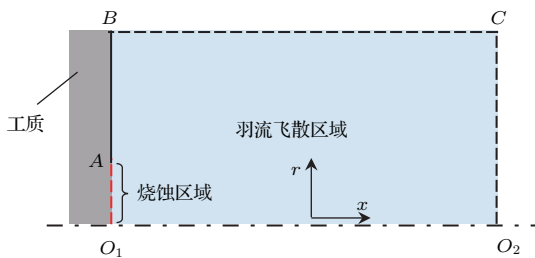


图 2 羽流计算区域和边界条件

Fig. 2. Computational zone and boundary conditions of plume.

TEA CO₂ 激光, 光束半径 5 mm ; 掺杂金属铝颗粒质量分数为 20% , 颗粒平均直径 $10 \mu\text{m}$, 掺杂颗粒聚合物模型采用半数值算法确定 [24]; 羽流区域为真空, 工质初始温度为 300 K . 工质烧蚀模型、产物飞散入口参数和状态方程由文献 [15] 给出. 计算用激光参数和工质与文献 [25] 实验使用的一致.

3.1 算例验证

比冲的定义为单位重量烧蚀产物所产生的推力, 综合反映了产物飞散的速度特性. 不同的激光能量密度下数值计算得到的比冲结果与文献 [25] 的实验结果对比如图 3 所示, 曲线为数值计算得到的比冲拟合曲线; 比冲计算过程中已包含了烧蚀产物的飞散及电离产物与激光的动态相互作用. 从图 3 中可以看出, 实验和计算结果保持了较好的一致性, 表明本文采用的计算模型和计算方法具有较高可信度, 可用于屏蔽特性研究.

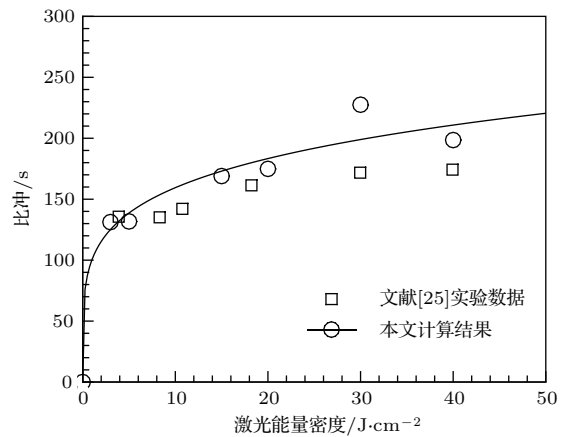


图 3 比冲计算结果和实验对比

Fig. 3. Comparison of specific impulse between calculation and experiment.

3.2 屏蔽系数

图 4 给出了激光能量密度分别为 $5, 20, 30$ 和 40 J/cm^2 时激光辐照期间烧蚀产物对入射激光的屏蔽系数变化曲线. 从图中可以看出, 当激光能量密度由小增大时, 烧蚀产物对激光的屏蔽效应显著增强. 当激光能量密度为 5 J/cm^2 时, 屏蔽系数总体表现为单调的、不断增大的过程, 变化较为平缓. 而当能量密度增加至 30 J/cm^2 时, 屏蔽系数呈现复杂的变化过程. 在 $2.95 \mu\text{s}$ 时刻屏蔽系数出现跃升, 之后继续维持一个较高的水平, 导致后续的大

部分激光能量被屏蔽, 达到工质表面的激光能量减小; 2.95 μs 之后屏蔽系数出现了反复升降的振荡现象. 当激光能量密度继续增大至 40 J/cm^2 时, 从 1.95 μs 开始对激光的屏蔽系数同样出现类似的振荡现象, 不同之处在于其平均值保持在更高的水平上. 总体而言, 较强能量密度的激光辐照下, 屏蔽系数随时间的变化显示了烧蚀过程中烧蚀产物与激光的强烈动态相互作用.

从图 4 中还可以看出, 不同激光能量密度下烧蚀产物开始飞散的时间不同, 即屏蔽启动时刻不同. 激光能量密度从 5 J/cm^2 增至 40 J/cm^2 , 烧蚀产物对激光的屏蔽开始时间分别为 0.7, 0.15, 0.1 和 0.1 μs . 可见激光能量密度越大, 烧蚀产物对激光的屏蔽开始时间也相对提前.

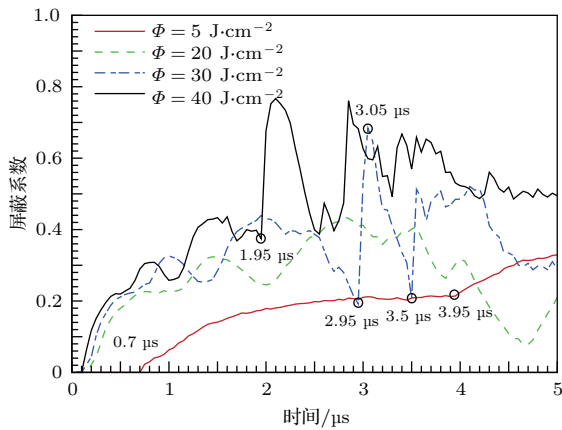


图 4 (网刊彩色) 不同激光能量密度下屏蔽系数随时间的变化

Fig. 4. (color online) Time variation of shielding coefficient of different laser fluences.

3.3 吸收系数

为了分析不同激光能量密度下屏蔽系数的差异, 图 5 和图 6 分别给出了 30 J/cm^2 和 5 J/cm^2 下三个典型时刻的吸收系数分布, 从图中可以看出吸收系数主要分布于 -5 — $+5$ mm 范围, 这是由于入射激光束的半径为 5 mm, 同时只有入射激光范围内的产物能够强烈吸收激光能量引发电离所致, 因此后续的电子数密度同样主要分布于 -5 — $+5$ mm 范围. 从图 5 中可以看出 30 J/cm^2 下 3.0 μs 之前主要是烧蚀产物吸收激光能量, 3.0 μs 之后吸收激光能量的主体是等离子体; 而当激光能量密度降至 5 J/cm^2 时, 从图 6 中可以看出主要是流场中烧蚀产物吸收激光能量(虽然其他时刻数据未列出). 因此, 在这种情形下, 屏蔽系数总体逐渐增大, 变化平缓. 其产物等离子体与激光表现出了动态相互作用, 但相对不够剧烈.

3.4 等离子体密度峰值

图 7 给出了 30 J/cm^2 和 5 J/cm^2 下激光辐照期间羽流电子数密度峰值对数的时间变化曲线, 从图 7 并结合图 5 (b) 可以看出, 在高能量密度下激光能量大部分被羽流等离子体吸收, 并且在电子数密度峰值小于 10^{20} m^{-3} 时等离子体吸收不显著, 即前期主要是烧蚀产物屏蔽占主导, 而后期等离子体屏蔽占主导; 低激光能量密度下羽流电子数密度较小, 等离子体基本不吸收激光能量, 整个激光辐照期间主要是烧蚀产物吸收激光能量.

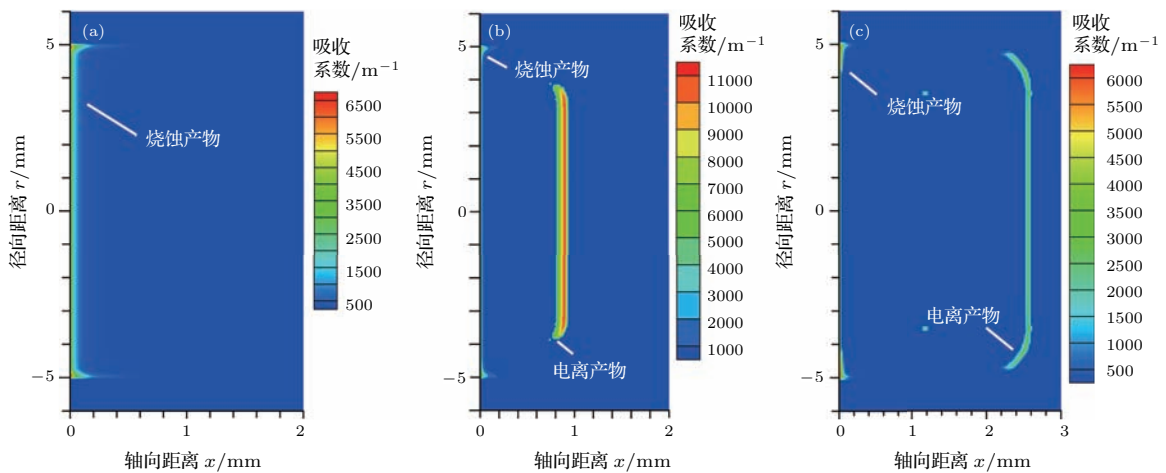


图 5 (网刊彩色) 30 J/cm^2 时吸收系数在不同时刻的分布 (a) $t = 2.9 \mu\text{s}$; (b) $t = 3.0 \mu\text{s}$; (c) $t = 3.5 \mu\text{s}$

Fig. 5. (color online) Absorption coefficient distribution at (a) $t = 2.9 \mu\text{s}$, (b) $t = 3.0 \mu\text{s}$, and (c) $t = 3.5 \mu\text{s}$ under laser fluence of 30 J/cm^2 .

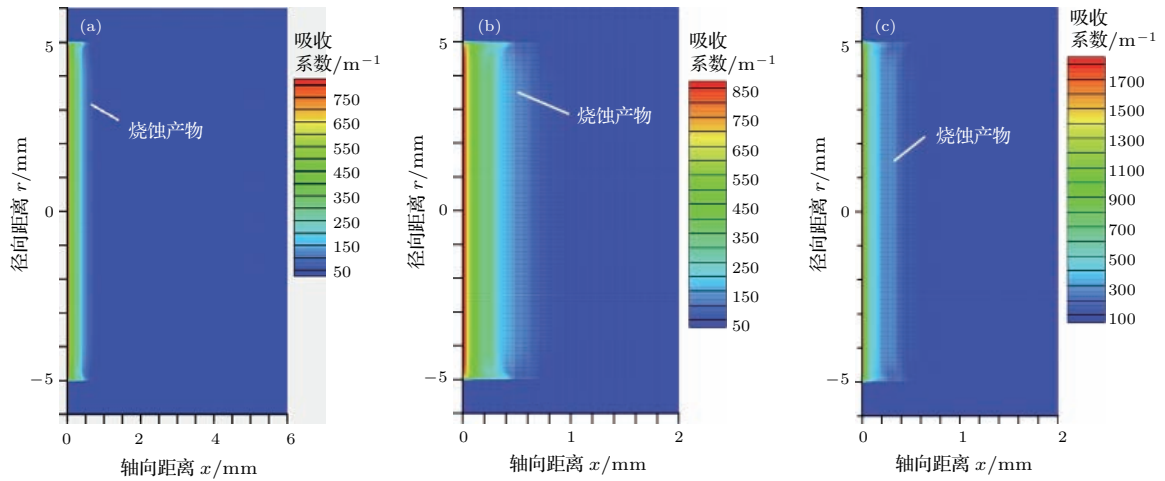


图6 (网刊彩色) 5 J/cm² 时吸收系数在不同时刻的分布 (a) $t = 3.0 \mu\text{s}$; (b) $t = 3.9 \mu\text{s}$; (c) $t = 4.0 \mu\text{s}$
 Fig. 6. (color online) Absorption coefficient distribution at (a) $t = 3.0 \mu\text{s}$, (b) $t = 3.9 \mu\text{s}$, and (c) $t = 4.0 \mu\text{s}$ under laser fluence of 5 J/cm².

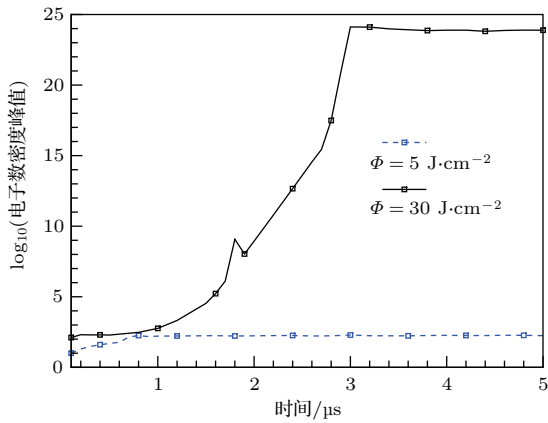


图7 5 J/cm² 和 30 J/cm² 流场电子数密度峰值对数的时间变化曲线
 Fig. 7. Time variation of peak electron number density under laser fluence of 5 J/cm² and 30 J/cm².

3.5 羽流电子数密度分布

从以上结果可以看出, 工质在强激光辐照下, 激光能量主要被等离子体吸收, 因此下面着重从羽流等离子体的分布情况进行分析. 图8和图9分别给出了激光能量密度为 40 J/cm² 和 30 J/cm² 时羽流场中三个不同典型时刻电子数密度分布, 其他时刻数据未列出. 从图中可以看出能量密度 40 J/cm² 时从 1.9 μs 到 2.0 μs、能量密度 30 J/cm² 时从 2.9 μs 到 3.0 μs 这一期间, 电子数密度不断增大, 电子数密度峰值分别增加了三个和四个数量级, 均接近临界电子数密度, 此时等离子体对激光的吸收增加, 屏蔽系数增大. 并且从图8(c)和图9(b)和图9(c)中可明显地看出产物气体所形成的激光维持爆轰波 (laser-supported detonation, LSD) 的弓形轮廓.

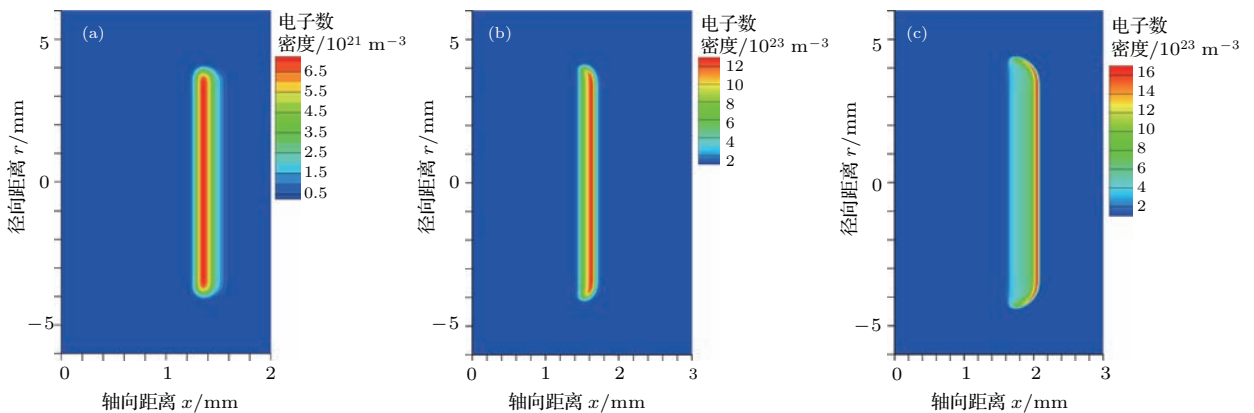


图8 (网刊彩色) 40 J/cm² 时流场电子数密度在不同时刻的分布 (a) $t = 1.9 \mu\text{s}$; (b) $t = 2.0 \mu\text{s}$; (c) $t = 2.1 \mu\text{s}$
 Fig. 8. (color online) Electron number density distribution at (a) $t = 1.9 \mu\text{s}$, (b) $t = 2.0 \mu\text{s}$, and (c) $t = 2.1 \mu\text{s}$ under laser fluence of 40 J/cm².

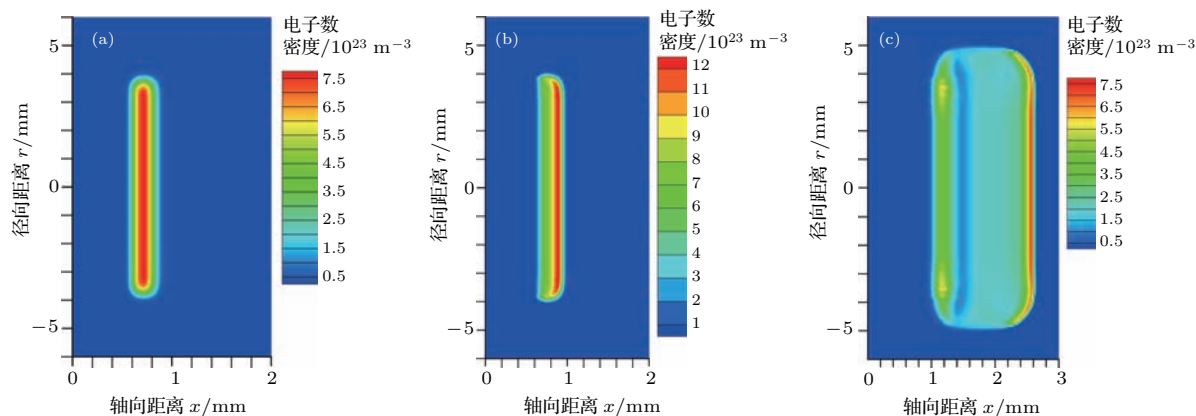


图9 (网刊彩色) 30 J/cm²时流场电子数密度在不同时刻的分布 (a) $t = 2.9 \mu\text{s}$; (b) $t = 3.0 \mu\text{s}$; (c) $t = 3.5 \mu\text{s}$
 Fig. 9. (color online) Electron number density distribution at (a) $t = 2.9 \mu\text{s}$, (b) $t = 3.0 \mu\text{s}$, and (c) $t = 3.5 \mu\text{s}$ under laser fluence of 30 J/cm².

LSD波迎着入射激光方向传播, 吸收入射激光能量, 造成产物电离; 更进一步, 将对后续的激光能量形成屏蔽, 减弱达到工质表面的激光强度, 造成烧蚀温度降低, 电子数密度减小. 因此, 此后的LSD波将退化为激光维持燃烧波 (laser-supported combustion, LSC) 波, 同时电子数密度降低 (如图9中3.1 μs到3.5 μs). 可以预测, 3.5 μs后流场电子数密度分布的宽度保持不断发展、其最高的幅值将在高低值间振荡, 是一个反复的过程, 造成屏蔽系数也是一个反复升降的趋势.

综上可知, 烧蚀产物的发展状态与工质烧蚀的过程密切相关, 两者是一个相互制约的强耦合关系, 在高能量密度下表现尤为显著. 而制约激光能量到达工质表面的主要因素是电子数密度, 当电子数密度接近临界电子数密度时, 激光能量将被显著屏蔽. 因此对于激光烧蚀推进, 应将激光辐照能量密度控制在合适的范围内, 降低屏蔽效应带来的激光能量损失.

4 结 论

本文针对激光烧蚀掺杂金属聚合物羽流屏蔽特性进行了数值研究, 建立了羽流飞散控制方程及产物电离、屏蔽效应模型, 数值计算了不同激光能量密度下羽流的屏蔽特性. 研究表明: 低激光能量密度 (5 J/cm²) 下屏蔽系数变化平缓, 吸收激光能量的主体是POM未完全分解短链, 等离子体吸收值极小; 而高激光能量密度 ($\geq 20 \text{ J/cm}^2$) 下羽流屏蔽系数时间变化特征比较复杂, 等离子体是造

成屏蔽的主要原因, 烧蚀过程中POM未完全分解短链与等离子体对激光能量的吸收同时存在, 且当电子数密度峰值大于 10^{20} m^{-3} 时等离子体对激光能量的吸收变得显著. 此外, 高激光能量密度相对于低激光能量密度, 羽流对激光能量的屏蔽开始时刻相对比较提前, 羽流电子数密度峰值较大且变化剧烈, 等离子体与激光的动态相互作用较强烈. 本文所建立的模型能准确描述掺杂聚合物的激光烧蚀羽流飞散及屏蔽特性, 可为激光烧蚀推进性能优化提供指导与参考, 但只考虑了烧蚀产物的一级电离, 此外限于篇幅未对掺杂金属颗粒对羽流屏蔽特性的影响做出分析, 我们将在后续工作中进行完善.

参考文献

- [1] Kantrowitz A 1972 *Aeronaut. Astronaut.* **10** 74
- [2] Phipps C, Birkan M, Bohn W, Eckel H A, Horisawa H, Lippert T, Michaelis M, Rezunkov Y, Sasoh A, Schall W, Scharring S, Sinko J 2010 *J. Propul. Power* **26** 609
- [3] Mead Jr F B, Myrabo L N, Messitt D G 1998 *High Power Laser Ablation International Society for Optics and Photonics* Santa Fe, New Mexico, April 27–30, 1998 p560
- [4] Schall W O, Tegel J, Eckel H A 2006 *Third International Symposium on Beamed Energy Propulsion* Troy, New York, October 11–14, 2006, p423
- [5] Cheng J Z, Cai J, Hu Y, Zhang Z M, Ding Z J 2008 *High Pow. Laser Part. Beams* **20** 1190(in Chinese)[程建中, 蔡建, 胡云, 张增明, 丁泽军 2008 强激光与粒子束 **20** 1190]
- [6] Peng J, Zheng H, Hu X J, Tang Z P 2009 *High Pow. Laser Part. Beams* **21** 821(in Chinese)[彭杰, 郑航, 胡晓军, 唐志平 2009 强激光与粒子束 **21** 821]

- [7] Sinko J E, Pakhomov A V 2008 *Fifth International Symposium on Beamed Energy Propulsion* Kailua-Kona, Hawaii, November 12–15, 2008, p254
- [8] Tong H F, Tang Z P, Zhang L 2007 *J. Comput. Phys.* **24** 667(in Chinese)[童慧峰, 唐志平, 张凌 2007 计算物理 **24** 667]
- [9] Tong H F, Tang Z P, Zhang L 2006 *High Pow. Laser Part. Beams* **18** 1996(in Chinese)[童慧峰, 唐志平, 张凌 2006 强激光与粒子束 **18** 1996]
- [10] Tong H F, Tang Z P 2008 *Chin. J. High Pressure Phys.* **22** 142 (in Chinese) [童慧峰, 唐志平 2008 高压物理学报 **22** 142]
- [11] Kundrapu M, Keidar M 2009 *40th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, San Antonio, Texas June 22–25, 2009, p3589
- [12] Keidar M, Boyd I D, Luke J, Phipps C 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 49
- [13] Li G, Cheng M S, Li M S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 107901 (in Chinese) [李干, 程谋森, 李小康 2014 物理学报 **63** 107901]
- [14] Sakai T, Sasoh A, Anju K, Sawada K, Mori K 2008 *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 7–10, 2008 p1080
- [15] Li G 2014 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [李干 2014 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [16] Lippert T 2004 *Adv. Polym. Sci.* **168** 51
- [17] Chang H, Ye J F, Zhou W J 2015 *J. Propul. Technol.* **36** 1588 (in Chinese) [常浩, 叶继飞, 周伟静 2015 推进技术 **36** 1588]
- [18] Andre P 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1963
- [19] Morgan C G 1975 *Rep. Prog. Phys.* **38** 621
- [20] Young M, Hercher M 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 4393
- [21] Simth D C 1977 *J. Appl. Phys.* **48** 2217
- [22] Bäuerle D 2011 *Laser Processing and Chemistry Fourth Edition* (Berlin: Springer-Verlag) pp223–226
- [23] Li G, Cheng M S, Li X K 2014 *J. Natl. Univ. Def. Technol.* **36** 1(in Chinese)[李干, 程谋森, 李小康 2014 国防科技大学学报 **36** 1]
- [24] Donald E K (translated by Su Y L) 2003 *The Art of Computer Programming (Vol. 2): Seminumerical Algorithms* (3rd Ed.) (Beijing: National Defense Industry Press) p125 (in Chinese) [唐纳德 E K 著 (苏运霖 译) 2003 计算机程序设计艺术 第二卷: 半数值算法 (第三版)(北京: 国防工业出版社) 第 125 页]
- [25] Peng J 2009 *M. S. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [彭杰 2009 硕士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]

Numerical investigation on shielding properties of the laser ablation plume of polymer doped metal*

Duan Xing-Yue¹⁾ Li Xiao-Kang^{1)†} Cheng Mou-Sen¹⁾ Li Gan²⁾

1) (Department of Aerospace Science and Engineering, National University of Science and Technology, Changsha 410073, China)

2) (National Key Laboratory of Explosion Shock Disaster Prevention and Reduction of Science and Technology of Liberation Army, Nanjing 210007, China)

(Received 12 May 2016; revised manuscript received 6 July 2016)

Abstract

For laser ablation propulsion, the shielding effect of ablation plume on the incident laser is an essential factor affecting the propulsion performance. When the polymer doped metal is utilized as the propellant, the shielding effect would be more significant because the metal dopant is easily ionized. In order to study the shielding effect of ablation plume on the incident laser energy, a laser ablation model with taking into account the plume expansion, ionization and the shielding effect is built in the present work. For the polyoxymethylene doped aluminum particles irradiated by a laser with a fluence of 3–40 J/cm², the specific impulse of laser ablation is calculated, and the consistency of the numerical results with the experimental data demonstrates the availability of the model. Furthermore, the effects of both the incompletely decomposed polymer chains and the plasma induced by laser ablation on the incident laser are considered. The time variations of electron number density distribution under different laser fluences are calculated based on the laser induced ionization model. Subsequently, the absorption coefficient distributions and the time variations of shielding coefficient under different laser fluences are obtained. The results show that at a low laser fluence (≤ 5 J/cm²), the electron number density is small, so the plume shielding effect is dominated by the laser energy absorption of the small polymer chains which are not completely decomposed. While at a high laser fluence (≥ 20 J/cm²), small polymer chains are almost completely decomposed into atoms even plasma, hence the shielding effect is dominated by the plasma since the electron number density in the plume increases up to 10^{20} m⁻³, and the complicated characteristic in the time variation of shielding coefficient appears. The quantitative analysis results obtained in the present work can be helpful for optimizing the performances of laser ablation propulsion.

Keywords: laser ablation, polymer doped metal, shielding properties, polyoxymethylene

PACS: 79.20.Eb, 52.38.Mf, 52.38.-r, 42.70.Jk

DOI: 10.7498/aps.65.197901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51306203), and the Research Program of National University of Defense Technology (Grant No. JC-14-01-02).

† Corresponding author. E-mail: lxk0330@163.com