

脉冲激光烧蚀材料等离子体反冲压力物理模型研究与应用

蔡颂 陈根余 周聪 周枫林 李光

Research and application of plasma recoil pressure physical model for pulsed laser ablation material

Cai Song Chen Gen-Yu Zhou Cong Zhou Feng-Lin Li Guang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 134205 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.134205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.134205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单模热致超大模场掺镱光纤放大器的数值研究

Modeling the single-mode thermally guiding very-large-mode-area Yb-doped fiber amplifier

物理学报.2017, 66(6): 064201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064201>

级联掺Yb增益光纤提高拍频信号信噪比的实验研究

Experimental study on increasing signal-to-noise ratio of a beat note by cascading an Yb-doped fiber in an Er-fiber comb

物理学报.2017, 66(2): 024206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024206>

基于压电陶瓷与光纤电光调制器双通道伺服反馈的激光相位锁定实验研究

Experimental researches of laser phase lock with dual-servo feedbacks based on the piezoelectric transducer and fiber electrooptic phase modulator

物理学报.2016, 65(23): 234204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.234204>

利用啁啾脉冲光谱滤波和非线性偏振旋转技术实现高稳定性和开机自启动的全光纤掺Yb³⁺光纤锁模激光器

Highly stable and self-started all-fiber Yb³⁺ doped fiber laser mode-locked by chirped pulse spectral filtering and nonlinear polarization evolution

物理学报.2016, 65(21): 214207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214207>

203W 全光纤全保偏结构皮秒掺铥光纤激光器

203 W all-polarization-maintaining picosecond thulium-doped all-fiber laser

物理学报.2016, 65(19): 194208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194208>

脉冲激光烧蚀材料等离子体反冲压力物理模型研究与应用*

蔡颂¹⁾²⁾ 陈根余²⁾ 周聪²⁾ 周枫林^{1)†} 李光^{1)‡}

1) (湖南工业大学机械工程学院, 株洲 412007)

2) (湖南大学, 汽车车身先进设计制造国家重点实验室, 长沙 410082)

(2017年1月24日收到; 2017年5月3日收到修改稿)

分析了脉冲激光烧蚀材料等离子体等温膨胀阶段的物理特性, 建立了脉冲激光烧蚀材料等离子体压力三维方程与动力学模型. 应用所建模型, 数值分析了单脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体相关特性, 得到等离子体的反冲压力最大值 870 Pa 出现在约 25 ns 后, 距离砂轮表面距离约 0.05 mm 处. 相关条件下开展脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮试验, 采用高速相机观测烧蚀砂轮过程中的飞溅现象; 采用光栅光谱仪测量等离子体空间发射光谱, 计算了等离子体电子温度、电子密度以及反冲压力. 实验表明脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体反冲压力可以不计, 同时也验证了气体方程与动力学模型的正确性和可行性, 对脉冲光纤激光烧蚀工艺优化具有启示意义.

关键词: 激光烧蚀, 等离子体, 青铜金刚石砂轮, 反冲压力

PACS: 42.55.Wd, 42.79.e68.35.Rh

DOI: 10.7498/aps.66.134205

1 引言

激光烧蚀材料(相对于纳秒水平)的整个过程涉及四相(气态、液态、固态以及等离子态)的相互转变^[1,2]. 目前, 国内外学者已对激光烧蚀材料等离子体数学模型进行了研究. 其中, Chen 等^[3]提出了一维动力源模型, 核心是将激光与靶材相互作用的等离子体产物视为动力源, 并在实验中得到证实; 李智华等^[4]提出了脉冲激光沉积(pulsed laser deposition, PLD)中等离子体膨胀动力学模型, 该模型遵从局域质量和动量守恒定律, 并考虑电离效应的影响. 激光烧蚀技术应用广泛, 其中烧蚀青铜金刚石砂轮是一种非接触、避免机械作用力存在、修整工具损耗的精密修整技术, 具有极强的发展潜力和广阔的应用前景. Zhang 等^[5]对激光烧蚀超硬

磨料砂轮等离子体进行了一系列的试验与理论研究, 计算激光烧蚀中等离子体的温度和电子密度, 但对单脉冲激光烧蚀过程中等离子体物理模型的研究相当匮乏, 针对等离子体反冲压力变化的数值模拟更是鲜见报道.

本文对脉冲激光烧蚀材料等离子体等温膨胀阶段的物理过程进行分析, 依据其物理过程分析和数学分布规律, 建立脉冲激光烧蚀材料等离子体反冲压力方程与动力学物理模型. 应用所建模型, 数值分析了脉冲光纤激光烧蚀青铜砂轮等离子体等温膨胀阶段的膨胀速度及膨胀线度. 依据分析结果计算了烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体的反冲压力, 结果表明实际烧蚀过程中可以不计反冲压力对于烧蚀材料表面形貌的影响. 开展相关试验, 采用高速相机观测烧蚀青铜砂轮过程中的飞溅现象, 实验证实主要是青铜液相内部爆炸引起烧蚀过程中的飞

* 国家自然科学基金(批准号: 51375161, 11602082)和国家科技重大专项(批准号: 2012ZX04003101)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: happy9918@sina.com

‡ 通信作者. E-mail: liguangwu@126.com

溅; 采用光栅光谱仪测量等离子体空间发射光谱, 依据玻尔兹曼分布律, 计算了等离子体电子温度; 依据 Stark 展宽法, 计算了等离子体反冲压力. 理论与实验均表明脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体反冲压力低.

2 脉冲激光烧蚀材料

2.1 脉冲激光烧蚀材料物理特性

实际激光烧蚀材料的过程中, 激光束聚焦后辐照在材料表面, 发生固、液、气和等离子体四相转变. 图 1 为脉冲激光烧蚀材料示意图. 当脉冲激光功率密度很低时, 绝大部分入射的光子被材料中的电子弹性散射, 此时的物理过程主要表现为材料对激光的反射、透射和吸收. 随着入射激光的功率密度增强, 入射的光子与材料中的电子产生非弹性散射, 电子从光子获取能量处于受激态并与声子作用, 将能量传给声子, 激发材料晶格的振动, 导致材料热量提高. 当温度继续升高达到材料相变点以上, 并在材料熔点加热, 此时材料发生固态相变; 随着温度继续升高, 达到材料熔点以上但低于汽化点时, 材料熔化, 形成熔池, 最后温度继续升高, 达到材料

汽化点以上后, 继续加热会形成等离子体, 同时等离子体会形成反冲效应.

一般情况下, 在等离子体羽辉形成以后, 脉冲激光继续出光, 一方面由于等离子体体积会向背离激光入射的方向膨胀, 导致其温度趋于降低; 另一方面由于等离子不断吸收激光的能量, 引起其温度不断升高. 两种物理调节过程形成完全相反的作用, 但从整体上看两种机制效果会相互抵消, 即等离子体的温度保持不变, 称为等离子体的等温膨胀. 第二个阶段为脉冲激光停止出光过程中, 等离子体的绝热膨胀. 纳秒脉冲激光烧蚀材料的过程中, 等离子体可认为是等温膨胀^[6,7]. 这是因为在等离子体中, 电声弛豫时间由材料的性质决定, 大约在亚皮秒到几十皮秒的量级. 这一时间是制约其电子转移其能量到粒子的过程. 而纳秒脉冲激光烧蚀中, 相比于电声弛豫时间大得多, 即可认为电子、粒子以及其他粒子温度近似相同, 并处于局域热力学平衡. 动力学表明, 脉冲激光烧蚀过程中, 靶材蒸发后为等离子体提供动力源, 不仅使得等离子体温度保持不变, 同时也使得等离子体的浓度不断变化并维持高压.

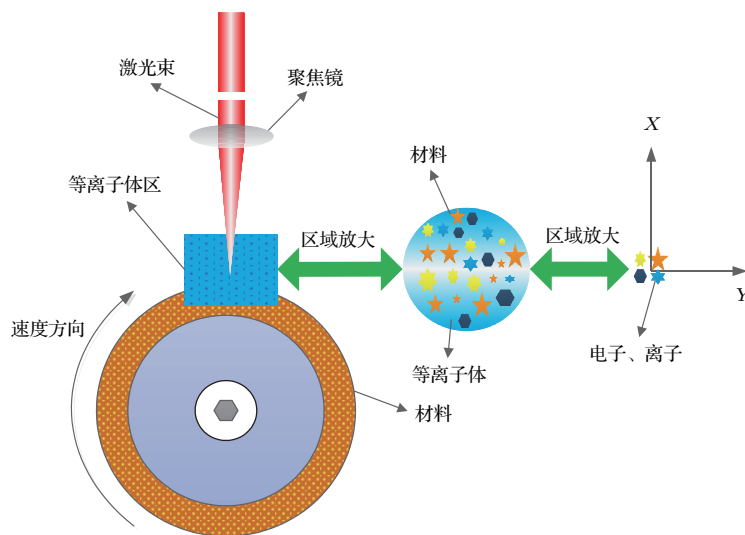


图 1 (网刊彩色) 激光烧蚀材料示意图

Fig. 1. (color online) The schematic of laser ablation of material.

2.2 脉冲激光烧蚀材料等离子体反冲压力物理模型

等离子体云的等温膨胀, 导致等离子体空间范围内密度梯度增加, 假设将等离子体看成是高温高

压下的理想气体, 开始时气体尺寸小, 并能迅速在真空中膨胀. 由于高的膨胀形成高强的压力梯度, 等离子体的空间膨胀速度非常快, 其行为可表现为连续性的流体, 依据文献^[8], 等离子体的压力分布随距离扩散指数函数规律性地减少.

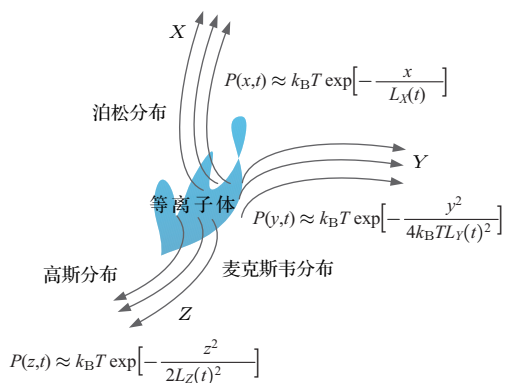


图2 等离子体压力分布示意图

Fig. 2. The pressure distribution diagram of plasma.

图2为等离子体空间压力分布示意图. 在 X 方向, 激光辐照, 材料吸收能量后会逆激光束并且垂直材料表面飞溅出去; 依据文献[4], 在 X 方向, 由于等离子体膨胀受到靶面的限制($x > 0$), 等离子体的压力分布在此方向上具有泊松分布的特点, 即等离子体压力梯度沿 X 方向的变化率与其空间压力成正比:

$$P(x, t) \approx k_B T \exp \left[-\frac{x}{L_X(t)} \right], \quad (1)$$

式中: k_B 为玻尔兹曼常数, 单位为 J/K; T 为等离子体温度, 单位为 K; $L_X(t)$ 为等离子体在 X 方向的尺度, 单位为 m; x 为离开砂轮表面 X 方向的距离, 单位为 m.

在 Y 方向, 由于磨床的带动具有正切向激光光斑位置的初始速度, 飞溅出来的粒子最终形成稳定分布的粒子流. 此方向的粒子按一定的初始速度喷射飞溅出材料表面, 每一个粒子相互间进行着复杂的碰撞, 单个粒子的速度与能量在不断变化. 然而, 从整个系统进行处理, 粒子整体接近于动态平衡态, 系统中处于动态平衡态的粒子速度处在一个范围, 在范围内的粒子比例保持不变, 符合麦克斯韦速度分布律. 鉴于以上分析, 等离子体压力分布在 Y 方向具有麦克斯韦分布特点:

$$P(y, t) \approx k_B T \exp \left[-\frac{y^2}{4k_B T L_Y(t)^2} \right], \quad (2)$$

式中: k_B 为玻尔兹曼常数; T 为等离子体温度; $L_Y(t)$ 为等离子体在 Y 方向的尺度; y 为离开砂轮表面 Y 方向距离.

在 Z 方向上, 材料烧蚀后飞溅出的粒子没有受到外界的驱动, 处于自由扩散的状态. 依据文献[8], 等离子体在 4 ns 后符合高斯分布扩散规律, 由此推

断, 在纳秒脉冲激光烧蚀材料过程中, 等离子体压力分布在 Z 方向具有高斯分布特点为

$$P(z, t) \approx k_B T \exp \left[-\frac{z^2}{2L_Z(t)^2} \right], \quad (3)$$

式中: k_B 为玻尔兹曼常数, 单位为 J/K; T 为等离子体温度, 单位为 K; $L_Z(t)$ 为等离子体在 Z 方向的尺度, 单位为 m; z 为离开砂轮表面 Z 方向距离, 单位为 m.

由 X, Y 和 Z 方向上等离子体压力分布特性可知, 等离子体空间压力分布方程需含有泊松分布、麦克斯韦分布和高斯分布特征项. 建立起等离子体压力分布时间与空间关系:

$$\begin{aligned} & 3 \frac{t}{nT} \frac{\partial P}{\partial t} \\ &= -L_X(t) \frac{1}{nT} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{4k_B^2 T^2 L_Y(t)^4}{nT(y^2 - 2L_Y(t)^2 k_B T)} \frac{\partial P^2}{\partial y^2} \\ &+ \frac{L_Z(t)^4}{nT(z^2 - L_Z(t)^2)} \frac{\partial P^2}{\partial z^2} - \frac{1}{TL_X(t)^2} \frac{dL_X(t)}{dt} \\ &- \frac{y^2}{2k_B T^2 L_Y(t)^3} \frac{dL_Y(t)}{dt} - \frac{z^2}{TL_Z(t)^3} \frac{dL_Z(t)}{dt}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中: k_B 为玻尔兹曼常数; T 为等离子体温度; $L_X(t)$, $L_Y(t)$, $L_Z(t)$ 为等离子体在 X, Y, Z 方向的尺度; x, y, z 分别为离开砂轮表面 X, Y, Z 方向的距离; n 为等离子体电子密度, 单位为 m^{-3} . 式中: 右边第一项为满足泊松分布因子项; 第二项为满足麦克斯韦分布因子项; 最后一项为高斯分布因子项. 对方程(4)求解, 可以得到压力空间分布方程:

$$\begin{aligned} P(x, y, z, t) &= CN^\lambda t S_0 k_B T \\ &\times \exp \left[-\frac{x}{L_X(t)} - \frac{y^2}{4k_B T L_Y(t)^2} - \frac{z^2}{2L_Z(t)^2} \right], \\ &t \leq \tau, \quad (5) \end{aligned}$$

式中 C 为归一化参数. 从整体空间出发, 在 X 方向上, 由于受到材料的限制, 此方向上等离子体扩散空间范围为 $[0, +\infty]$; 在 Y 与 Z 方向上, 不受材料限制, 等离子体扩散空间范围为 $[-\infty, +\infty]$, 由此可得

$$\begin{aligned} & \iiint P(x, y, z, t) dx dy dz \\ &= \iiint CN^\lambda t S_0 k_B T \exp \left[-\frac{x}{L_X(t)} - \frac{y^2}{4k_B T L_Y(t)^2} - \frac{z^2}{2L_Z(t)^2} \right] \\ &= k_B T N^\lambda t S_0, \\ & C \int_0^\infty \exp \left[-\frac{x}{L_X(t)} \right] dx \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{y^2}{4k_B T L_Y(t)^2} \right] dy \\ & \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{z^2}{2L_Z(t)^2} \right] dz = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

由关系式表明: $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$, 最后得到 C 的表达式为

$$CL_X(t) \times -\sqrt{4k_B T} L_Y(t) \sqrt{\pi} \times -\sqrt{2} \sqrt{\pi} L_Z(t) = 1, \\ C = \frac{1}{2\sqrt{2k_B T} \pi L_X(t) L_Y(t) L_Z(t)}, \quad (8)$$

式中: $L_X(t)$, $L_Y(t)$ 和 $L_Z(t)$ 为等离子体 t 时刻的空间尺度, 单位为 m; N^λ 为激光材料的烧蚀率^[4],

$$N^\lambda = \frac{\rho \lambda}{2\pi a \tau m} \left(1 - \frac{\rho U \lambda}{4\pi a \tau I_0} \right);$$

ρ 为材料的密度, 单位为 kg/m³; m 为原子质量, 单位为 kg; a 为材料折射率; λ 为激光波长, 单位为 nm; U 为平均电离能, 单位为 eV; τ 为脉冲时间, 单位为 s; I_0 为激光功率密度, 单位为 W/cm²; S_0 为激光束斑的面积, 单位为 m². 代入后得出等离子体反冲压力分布方程为:

$$\begin{aligned} & P(x, y, z, t) \\ & = \frac{\rho \lambda t S_0 k_B T}{4\sqrt{2k_B T} \pi^2 a \tau m L_X(t) L_Y(t) L_Z(t)} \left(1 - \frac{\rho U \lambda}{4\pi a \tau I_0} \right) \\ & \times \exp \left[-\frac{x}{L_X(t)} - \frac{y^2}{4k_B T L_Y(t)^2} - \frac{z^2}{2L_Z(t)^2} \right], \\ & t \leq \tau. \end{aligned} \quad (9)$$

等离子体的速度满足自相似:

$$\begin{aligned} & v(x, y, z, t) \\ & = \frac{dL_X(t)}{dt} \mathbf{i} + \frac{y}{2k_B T L_Y(t)} \frac{dL_Y(t)}{dt} \mathbf{j} \\ & + \frac{z}{L_Z(t)} \frac{dL_Z(t)}{dt} \mathbf{k} \quad t \leq \tau. \end{aligned} \quad (10)$$

在激光烧蚀过程中, 假设等离子体满足流体动力学理论, 依据粒子连续性方程^[9]

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho dv = - \int_s \rho (\mathbf{v} \cdot \mathbf{s}_0) ds + \frac{\partial}{\partial t} (m N^\lambda t),$$

式中 $\mathbf{s}_0$ 为单位法向量, 对于任意空间体积满足

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \frac{mn}{\tau},$$

依据动量守恒方程

$$\int_v \left[\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{v} (\nabla \cdot \rho \mathbf{v}) + \nabla P \right] dv = 0,$$

对于任意空间体积满足

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \mathbf{v} \frac{mn}{\tau} + \nabla P = 0,$$

其中: $n = P/k_B T$. 代入等离子体速度方程、压力分布方程得

$$\begin{cases} \frac{dL_X^2(t)}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dL_X(t)}{dt} - \frac{k_B T}{m} \frac{1}{L_X(t)} = 0, \\ \frac{y}{2k_B T L_Y(t)} \frac{dL_Y^2(t)}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{y}{2k_B T L_Y(t)} \frac{dL_Y(t)}{dt} \\ - \frac{k_B T}{m} \frac{y}{2k_B T L_Y(t)^2} = 0, \\ \frac{z}{L_Z(t)} \frac{dL_Z^2(t)}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{z}{L_Z(t)} \frac{dL_Z(t)}{dt} \\ - \frac{k_B T}{m} \frac{z}{L_Z(t)^2} = 0. \end{cases} \quad (11)$$

整理后, 即可求得其等离子体动力学方程:

$$\begin{aligned} & L_X(t) \left[\frac{1}{\tau} \frac{dL_X(t)}{dt} + \frac{d^2 L_X(t)}{dt^2} \right] \\ & = L_Y(t) \left[\frac{1}{\tau} \frac{dL_Y(t)}{dt} + \frac{d^2 L_Y(t)}{dt^2} \right] \\ & = L_Z(t) \left[\frac{1}{\tau} \frac{dL_Z(t)}{dt} + \frac{d^2 L_Z(t)}{dt^2} \right] = \frac{k_B T}{m} \\ & t \leq \tau, \end{aligned} \quad (12)$$

初始速度^[10]

$$v_0 = \sqrt{8k_B T_l / \pi m}, \quad (13)$$

式中, T_l 为材料的气化温度, 单位为 K; m 为原子质量, 单位为 kg; k_B 为玻尔兹曼常数, 单位为 J/K. 等离子体动力学方程的求解与等离子体温度有直接关系, 等离子体温度可以通过实验测量得到, 求解方程需要的参数为激光工艺参数与材料的热物理属性, 因此使得方程具有一定通用性, 只需要改变相关的参数就可以求得等离子体膨胀尺度与膨胀线度.

2.3 脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体特性

2.3.1 等离子体膨胀线度与膨胀尺度

应用(12)式等离子体动力学方程, 并结合表1的计算参数^[11]和表2激光烧蚀砂轮的初始条件^[12], 对激光烧蚀青铜金刚石砂轮的等离子体特性进行求解. 由于在 Z 方向等离子体自由扩散, 在本文中不考虑. 在此假定等离子体温度约 7506 K.

表1 计算参数
Table 1. Calculation parameters.

名称	符号	数值和单位	名称	符号	数值和单位
激光波长	λ	$1.064 \times 10^{-6} \text{ m}$	等离子体温度	T	7506 K
气化温度	T_v	2770 K	玻尔兹曼常数	k_B	$1.3807 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
磨床转速	v	450 r/min	光斑面积	S_0	$1.1341 \times 10^{-9} \text{ m}^2$
碰撞截面	σ_{coll}	$8 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$	脉冲时间	τ	$2.1 \times 10^{-7} \text{ s}$
平均电荷	Z	2	折射率	a	1.18
普朗克常量	h	$6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$	原子质量	m	$1.0382 \times 10^{-22} \text{ g}$
光子能量	Hv	1.16 eV	激光功率密度	I_0	$3.359 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$

采用有限差分法建立 X 与 Y 方向的差分方程如下:

$$\begin{cases} L_X(i+1) = L_X(i) + hv_x(i), \\ v_x(i+1) = v_x(i) + hLa_x(i), \\ La_x(i+1) = \frac{k_B T}{mL_X(i+1)} - \frac{v_x(i+1)}{\tau}; \\ L_Y(i+1) = L_Y(i) + hv_y(i), \\ v_y(i+1) = v_y(i) + hLa_y(i), \\ La_y(i+1) = \frac{k_B T}{mL_Y(i+1)} - \frac{v_y(i+1)}{\tau}; \end{cases} \quad (14)$$

式中, i 与 j 为差分网格在 X 轴与 Y 轴的坐标轴; La 为加速度, 单位为 m/s^2 .

 表2 等离子体等温膨胀的初始条件^[12]

Table 2. The initial conditions for laser ablation of the grinding wheel

初始速度/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	初始尺寸/ m	加速度/ $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
X 方向: 970	X 方向: 10^{-6}	X 方向: 994×10^9
Y 方向: 126	Y 方向: 10^{-6}	Y 方向: 998×10^9

图3为激光烧蚀青铜金刚石砂轮等温阶段等离子体膨胀速度与膨胀线度演化规律. 等离子体膨胀线度表明, 等离子体线度在 X 与 Y 方向均随激光烧蚀时间的增加呈线性增长. 这是由于在脉冲激光烧蚀时间内 (一个脉冲时间 210 ns 内), 青铜吸收激光能量由固相转变为液相, 并且随着能量的继续吸收, 气化后形成等离子体. 青铜吸收能量越多, 烧蚀时间越长, 形成等离子体数越多, 导致线度不断增长. 等离子体膨胀速度表明, 其膨胀速度是先增加再减少, 并且在约 25 ns 的脉冲烧蚀时间内达到最大值. 这是由于在砂轮表面很近的距离范围内,

等离子体会吸收激光辐照的能量, 粒子速度增加, 粒子间碰撞增多, 提升了等离子体电离度, 电子密度数增多; 由于电子数增多, 等离子体反冲压力增强, 随着等离子体扩散, 电子与离子发生复合, 粒子的能量减少, 速度逐渐降低. 综上所述, 一个脉冲激光烧蚀过程中, 等离子体的反冲压力最大值出现在约 25 ns 后, 距离砂轮表面距离约 0.05 mm 处.

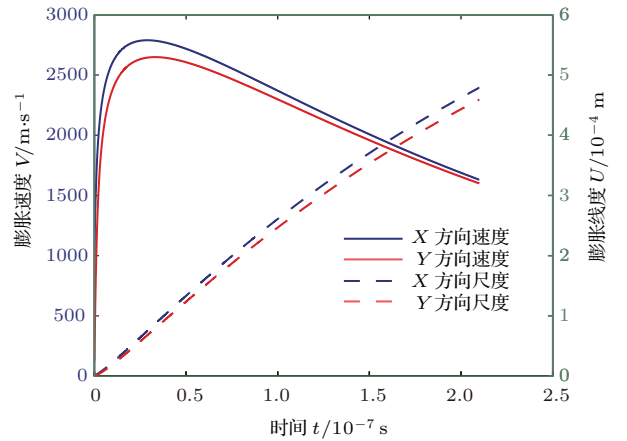


图3 (网刊彩色) 等温阶段等离子体边缘速度和膨胀尺度演化规律

Fig. 3. (color online) Isothermal phase evolution of the plasma edge velocity and the plasma size.

2.3.2 等离子体反冲压力

图4表明, 当等离子体温度为 7506 K 时, 一个脉冲结束后 $L_X(t)$ 约为 $4.90 \times 10^{-4} \text{ m}$; $L_Y(t)$ 约为 $4.60 \times 10^{-4} \text{ m}$; Z 方向等离子体自由扩散, $L_Z(t)$ 尺度约为^[13] $1.00 \times 10^{-3} \text{ m}$; 代入等离子体反冲压力方程(5)得

$$P(x, y, z) = 869 \exp \left[-\frac{10^5 x}{49} - \frac{10^8 y^2}{55} - \frac{10^6 z^2}{2} \right]. \quad (15)$$

(15) 式表明随着 X 与 Y 方向的扩散, 等离子体反冲压力逐渐降低. 图 4 为等离子体反冲压力沿 X 与 Y 方向的分布示意图. 等离子体反冲压力最大值在砂轮表面位置约为 869 Pa. 在 X 方向 4.90×10^{-4} m 范围内等离子体反冲压力逐渐减小; 在 Y 方向 4.60×10^{-4} m 范围内等离子体反冲压力在一定范围内保持不变, 这与以上分析假设完全一致.

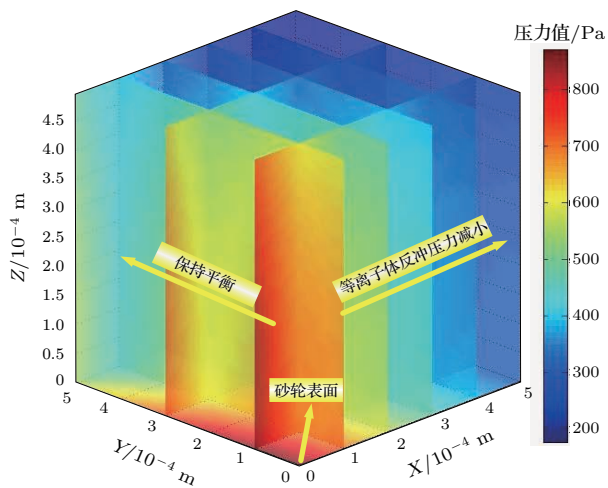


图 4 (网刊彩色) X, Y 与 Z 方向的等离子体压力分布示意图
Fig. 4. (color online) Plasma pressure distribution in the X, Y and Z directions.

图 3 的等离子体膨胀速度与膨胀线度表明, 在一个脉冲时间 210 ns 内, 等离子体的反冲压力最大值出现在约 25 ns 后, 距离砂轮表面距离约 0.05 mm 处. 等离子体的电离度可以通过 Saha 方程进行计算:

$$N_e^2 = 3 \times 10^{21} N_0 (k_B T)^{3/2} \exp \left(- \frac{\langle U_0 \rangle}{k_B T} \right). \quad (16)$$

当等离子体温度为 7506 K 时, 通过方程计算得到等离子体电离度为 0.0012. 最后, 可以获得等离子体反冲压力最大值约为 870 Pa. 结果表明等离子体反冲压力值小于大气压力, 因而在烧蚀过程中, 等离子体反冲压力不影响烧蚀青铜砂轮的形貌.

3 激光烧蚀实验

整个实验过程中使用的激光器、光谱仪以及 CCD 的相关参数列于表 3. 实验主要由两部分组成: 第一部分采用 photron Fastcam SA4 型高速相机拍摄激光烧蚀青铜轮过程, 采用三维超景深显微系统观测烧蚀后青铜轮形貌; 第二部分采用 SpectraPro-2300i 型光栅光谱仪对等离子体空间发射光谱进行测量.

表 3 激光器、光谱仪以及 CCD 的主要技术指标
Table 3. The main technical indexes of the fiber laser spectrometer and CCD.

光纤激光器		光谱仪 SpectraPro-2356		PIXIS:400F CCD	
激光模式	单模	焦距	300 mm	像元大小	20 $\mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$
激光波长	1064 nm	光谱分辨率	0.14 nm	像素	1340 $\times$ 400
平均输出功率	0—48 W	狭缝大小	10 μm —3 mm	读出帧数	134 f/s
脉冲宽度	210 ns	相对孔径	f/3.9	动态范围	16 bit
脉冲重复频率	50—150 kHz	波长扫描范围	0—1400 nm	暗电流	0.005 e/p/s
光斑直径	38 μm	杂散光抑制比	1:10 ⁻⁵	读出速度	100 kHz, 2 MHz

3.1 激光烧蚀青铜轮实验

图 5 为激光烧蚀青铜轮的示意简图. 实验选用材料为不带金刚石磨粒的青铜轮 (100D10 T5X31.75 H). 设定激光烧蚀持续时间为 3 min, 观测激光功率为 20 W, 频率为 50 kHz, 转速为 300 r/min 工艺参数下激光烧蚀青铜轮的飞溅过程.

图 6 为高速相机拍摄激光烧蚀过程中的飞溅现象, 可见飞溅的液滴由砂轮液相层内部喷发出来. 这主要是由于青铜吸收激光能量液化后, 形

成的液滴在液相层内部高压下飞溅喷射出液相层表面.

图 7 所示为采用三维超景深显微系统观测到的烧蚀后青铜轮表面形貌, 其凹坑表面边缘不平整, 特别是图中黑色圈标记的小驼峰, 增加了青铜轮表面粗糙度, 降低了青铜轮表面质量. 这主要来自于激光烧蚀过程中青铜液相层中飞溅出来的液滴在砂轮表面重新叠加形成的凸点. 实验证实烧蚀过程中等离子体反冲压力小, 主要是由于液相层内部压强导致液滴飞溅喷射出液相层.

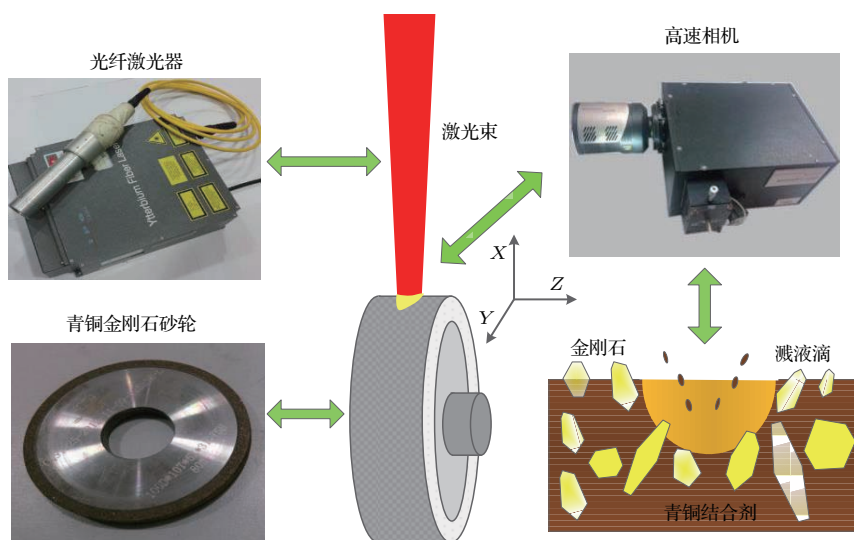


图5 激光烧蚀青铜轮

Fig. 5. The laser ablation of bronze grinding wheel.

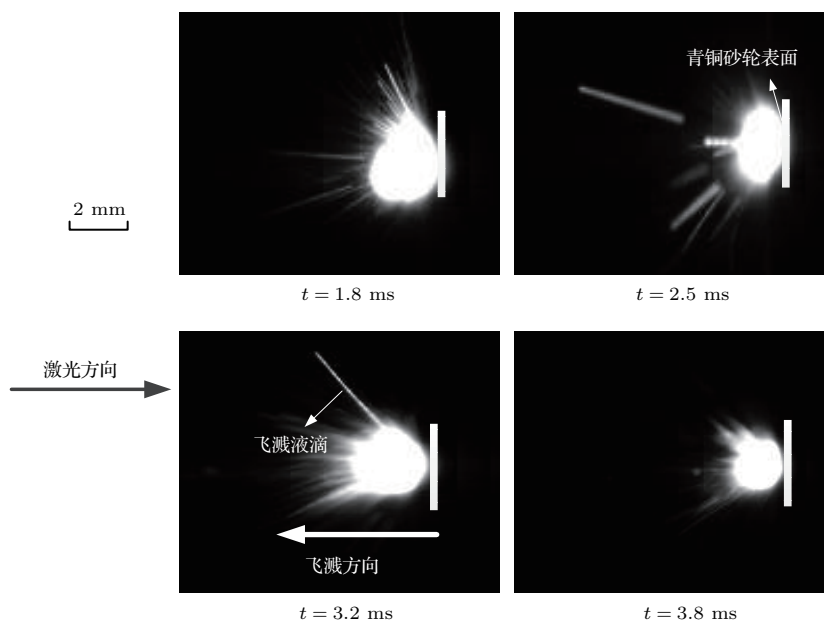


图6 高速相机拍摄激光烧蚀中的飞溅图

Fig. 6. Images of splashing taken by a high-speed camera during laser ablation.

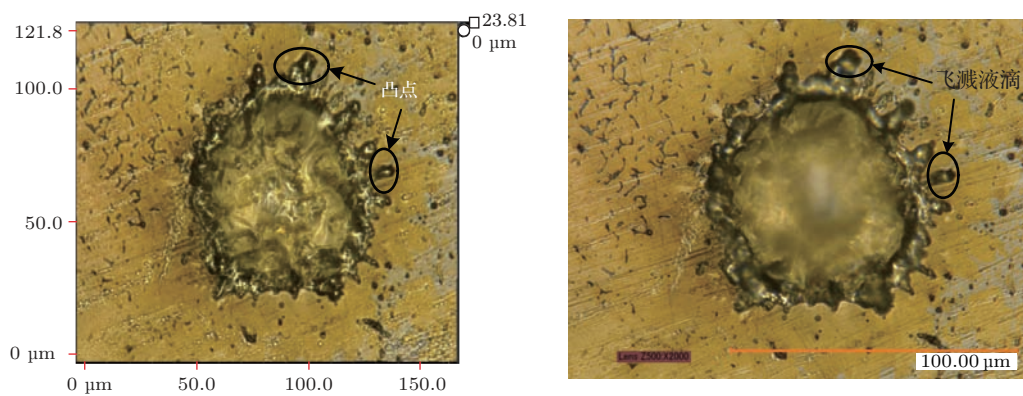


图7 (网刊彩色) 青铜轮形貌

Fig. 7. (color online) Bronze wheel topography map.

3.2 激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体实验

图8为测量激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体空间发射光谱的示意图. 采用SpectraPro-2300i型光栅光谱仪, 测量激光功率为40 W, 频率为50 kHz, 转速为300 r/min, 实验选用材料为带金刚石磨粒的青铜砂轮(100D10 T5X31.75 H*80#).

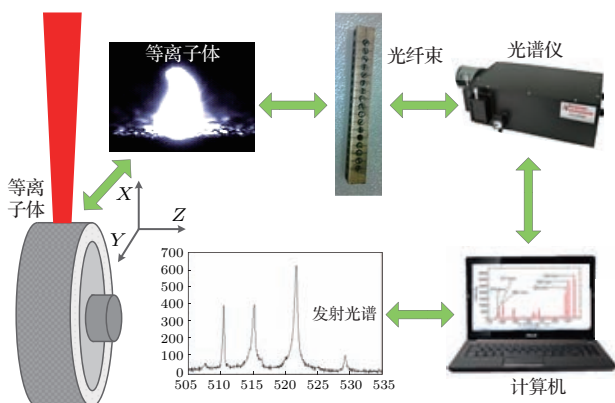


图8 激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体实验设备

Fig. 8. The plasma experimental device for laser ablation of a grinding wheel.

3.2.1 激光烧蚀青铜砂轮等离子体温度

图9所示为距砂轮表面位置0, 0.05, 0.1及0.15 mm处的等离子体分辨发射光谱相对强度.

依据测量的光谱强度, 选择了515.324, 521.820, 570.024和578.213 nm四条谱线采用玻尔兹曼法计算等离子体温度.

根据玻尔兹曼分布律, 电子跃迁辐射强度可表达为^[13,14]

$$\ln \left(\frac{I_{pq} \lambda_{pq}}{g_p A_{pq}} \right) = -\frac{E_p}{k_B T_e} + \ln \left(\frac{h c N_0}{Z} \right), \quad (17)$$

式中, N_0 是处于基态的粒子数, 单位为 m^{-3} ; g_p 为能级 p 的统计权重; E_p 为谱线的上能级能量, 单位为 eV; k_B 为玻尔兹曼常数, 单位为 J/K; A_{pq} 为 Einstein 跃迁概率, 单位为 s^{-1} ; h 为普朗克常量, 单位为 J·s; c 为光速, 单位为 m/s; N 为原子总粒子数, 单位为 m^{-3} ; Z 为原子配分函数. 方程 (17) 表明 $-1/(k_B T_e)$ 为直线斜率, 绘制其直线拟合即可得到其斜率值, 即可求得等离子体电子温度. 表4为选取的四条 Cu 原子谱线光谱参数^[11].

图10所示为依据四条铜原子谱线绘制的玻尔兹曼图. 图中表明每条直线斜率为 -1.439 , -1.624 , -1.578 和 -1.547 eV^{-1} , 代入公式 $-1/(k_B T_e)$ 中, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数, 求得的等离子体温度值分别为 8053, 7136, 7344 和 7491 K, 最后求取平均值得到等离子体电子温度为 7506 K.

表4 铜原子谱线光谱参数

Table 4. Spectroscopic parameters of Cu atomic.

波长/nm	跃迁 ($p \rightarrow q$)	统计权重		跃迁几率/ s^{-1}	上能级能量/eV
		g_q	g_p		
515.324	$4d \ ^2D_{3/2} \rightarrow 4p^2 \ ^1P_{1/2}$	2	4	6.0×10^7	6.191
521.820	$4d \ ^2D_{5/2} \rightarrow 4p^2 \ ^3P_{3/2}$	4	6	7.5×10^7	6.192
570.024	$4p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 3d^9 4s \ ^2D_{3/2}$	4	4	2.4×10^5	3.82
578.213	$4p \ ^2P_{1/2} \rightarrow 3d^9 4s \ ^2D_{3/2}$	4	2	1.65×10^6	3.79

3.2.2 激光烧蚀青铜砂轮等离子体反冲压力实验

如图11所示, 对510.554, 515.324, 521.820和529.252 nm四根谱线进行标记. 等离子体反冲压力的计算采用间接法, 先依据光谱谱线的展宽, 对等离子体电子密度进行计算, 再依据 $P = k_B T n$, 求得等离子体反冲压力值. 光谱谱线的展宽受多方面展宽因素的影响, 主要包括谱线的斯塔克展宽与测

量仪器对谱线展宽的影响. 本文中使用的仪器展宽约为0.15 nm. 采用 Stark 展宽法, 最后的谱线半高宽还要将测量值减去测量仪器对谱线展宽的影响. Stark 展宽表示为^[11]

$$\Delta \lambda_{1/2} = 2W \left(\frac{N_e}{10^{16}} \right) + 3.5A \left(\frac{N_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \times \left[1 - \frac{3}{4} N_D^{-1/3} \right] W \left(\frac{N_e}{10^{16}} \right), \quad (18)$$

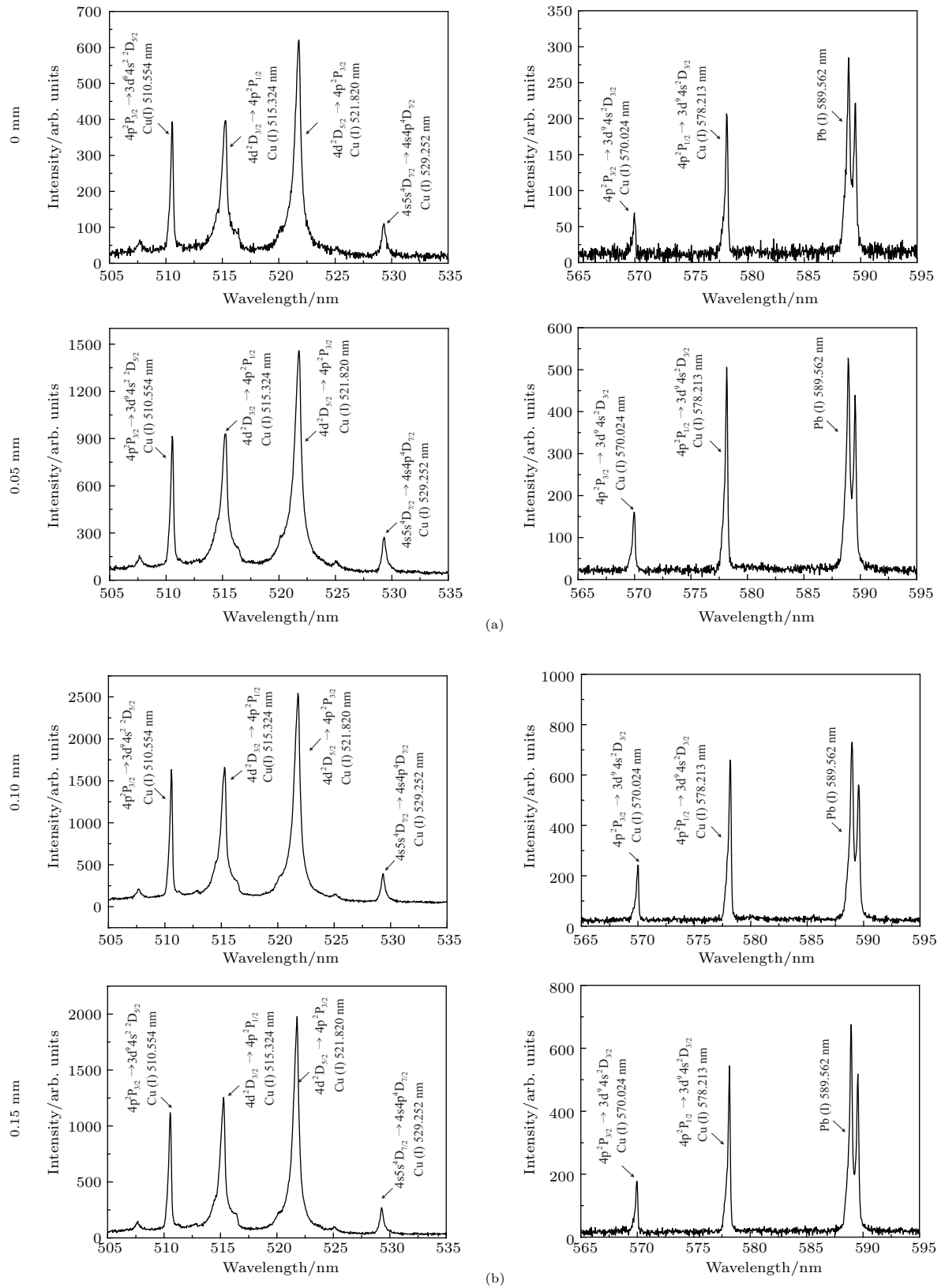


图9 Cu原子谱线相对强度 (a) 距离砂轮表面0与0.05 mm位置等离子体相对强度; (b) 距离砂轮表面0.1与0.15 mm位置等离子体相对强度

Fig. 9. The relative intensity of Cu atomic spectrum: (a) The relative intensity at the distances from the grinding wheel surface position of 0, 0.05 mm; (b) the relative intensity at the distances from the grinding wheel surface position of 0.1, 0.05 mm.

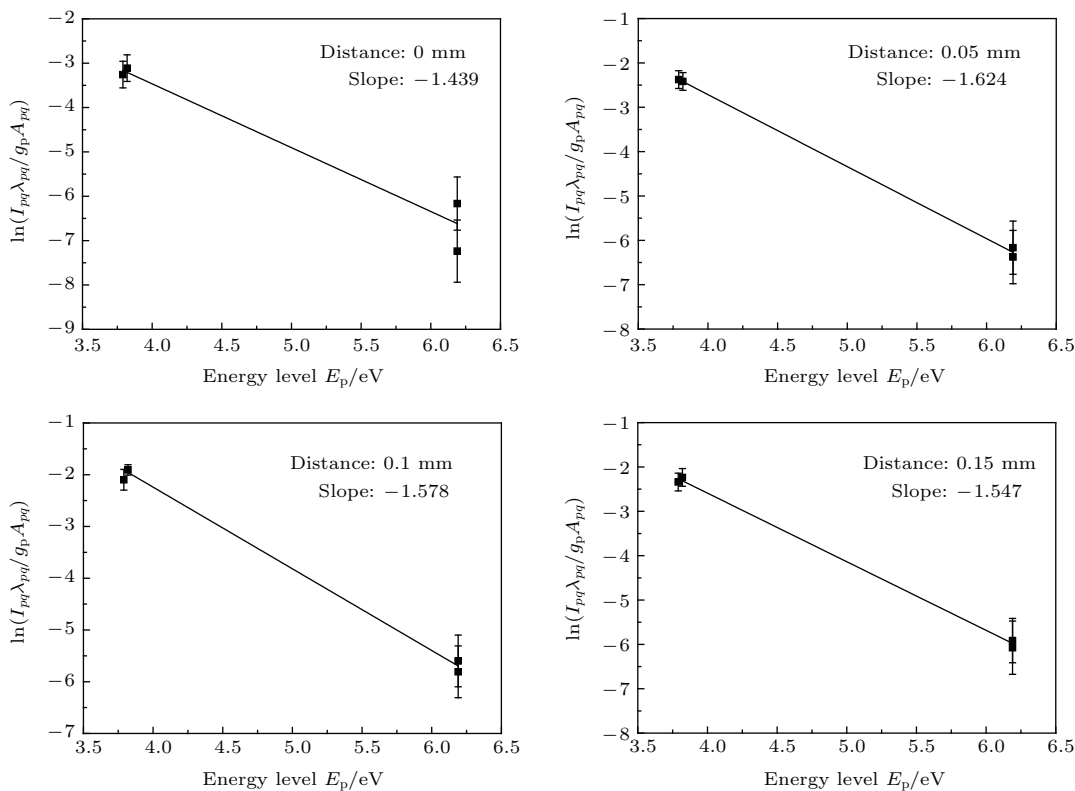


图 10 激光烧蚀 Cu 的玻尔兹曼图
Fig. 10. The Boltzmann plot of laser ablation of Cu.

式中, N_D 表示 Debye 球内的粒子数; 系数 W 是电子碰撞半宽度, 单位为 nm; A 是离子展宽参数, 与电子密度 N_e 无关, 是电子温度 T 的函数. Griem^[15] 研究表明方程右边第二项离子展宽可以忽略. Stark 展宽线型为 Lorentz 波形, 对测定的谱线增宽进行 Lorentz 拟合, 依据拟合参数得到谱线的 Stark 展宽, 代入 (18) 式可得出等离子体电子密度值.

图 12 是波长为 515.324 nm 和 521.820 nm 谱线的 Lorentz 拟合图. 依据 Lorentz 拟合图得到距离砂轮表面 0—0.35 mm 范围内的谱线的 Stark 展宽值减去测量仪器对谱线展宽的影响, 如表 5 所列.

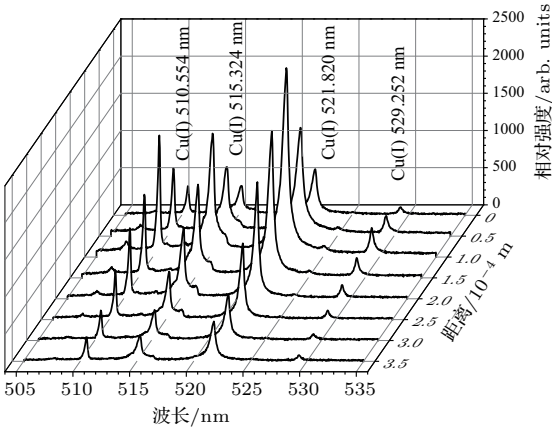


图 11 等离子体空间分辨发射光谱 (505—535 nm)
Fig. 11. The spatial emission spectrum of plasma (505–535 nm).

表 5 光谱线的半宽值
Table 5. The full width at half-maximum of the spectral lines.

Wavelengths	Full width at half-maximum							
	0 mm	0.05 mm	0.10 mm	0.15 Mm	0.20 mm	0.25 mm	0.30 mm	0.35 mm
515.324 nm	0.3489	0.4168	0.3693	0.3327	0.2929	0.2465	0.2965	0.3348
521.820 nm	0.4631	0.5389	0.4866	0.4329	0.3548	0.3260	0.3872	0.4160

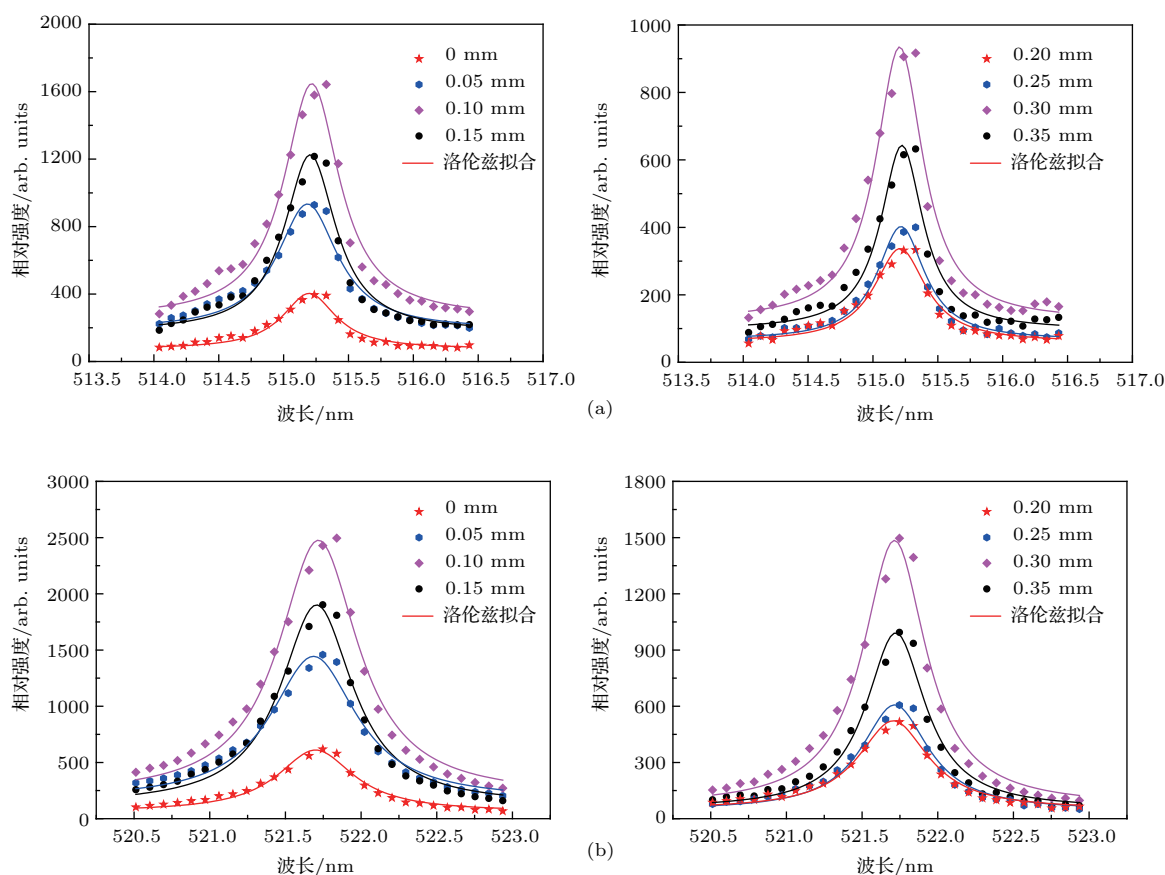


图12 (网刊彩色) Cu I 515.324 nm和521.820 nm谱线Stark展宽的洛伦兹函数拟合 (a) Cu I 515.324 nm谱线Stark展宽的洛伦兹函数拟合; (b) Cu I 521.820 nm谱线Stark展宽的洛伦兹函数拟合

Fig. 12. (color online) The Lorentz function fitting of the Stark-broadened of Cu I at 515.324 nm and 521.820 nm: (a) The Lorentz function fitting of the Stark-broadened peak of Cu I at 515.324 nm; (b) the Lorentz function fitting of the Stark-broadened peak of Cu I at 521.820 nm.

将Stark展宽值代入方程(18)即可得到如图13所示的等离子体电子密度分布. 图中表明等离子体的密度为 $7.645 \times 10^{15} - 1.1608 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 并且电子密度最大值出现在距离砂轮表面约0.05 mm的位置. 相关文献表明局部热力学平衡的标准(LTE)为^[16]:

$$N_e \geq 1.6 \times 10^{12} T_e^{1/2} \Delta E^3. \quad (19)$$

本试验中, 等离子体的温度约为7506 K, 所选原子谱线最大的上下能级差 ΔE 约为^[7] 2.428 eV; 依据LTE条件, 不等式右边最大数量约为 $1.9842 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 而在脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮过程中, 砂轮表面等离子体电子密度数量最小为 $7.645 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 显然, 前者比后者大, 即假设单脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子过程中, 满足局部热平衡条件是成立的.

依据 $P = nkT$ 计算等离子体反冲压力,

图14所示为等离子体压力分布图. 图中表明等离子体反冲压力值范围约为792—1203 Pa, 最大压力值出现在距离砂轮表面约0.05 mm的位置, 约为1203 Pa, 并且反冲压力曲线变化呈现先增加后减小的规律. 这是由于等离子体会继续吸收激光能量, 增强等离子体的电离作用, 提供等离子体电子密度, 等离子体反冲压力与等离子体电子密度成正比例关系, 因而最终促进了等离子体反冲压力增大; 此后, 等离子体向外膨胀扩散, 离子与电子再结合, 等离子体电子密度降低, 导致其反冲压力值减少.

综上所述, 激光烧蚀青铜金刚石砂轮过程中, 等离子体反冲压力低于大气压, 最大值出现在砂轮表面约0.05 mm位置处, 最大值为1203 Pa. 实验结果与数值分析结果数量级基本一致, 也验证了等离子体压力方程与动力学数学模型的正确性.

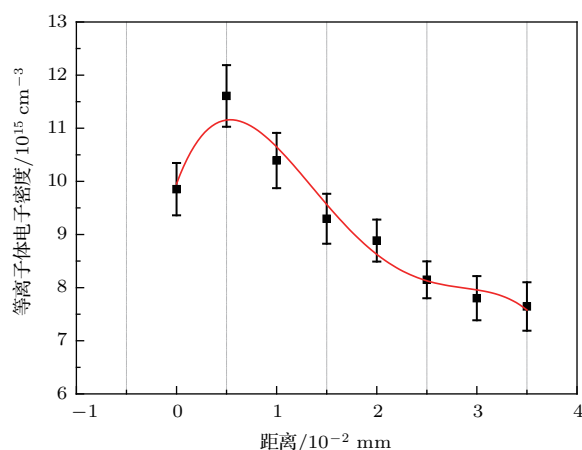


图 13 等离子电子密度分布

Fig. 13. Plasma electron density distribution.

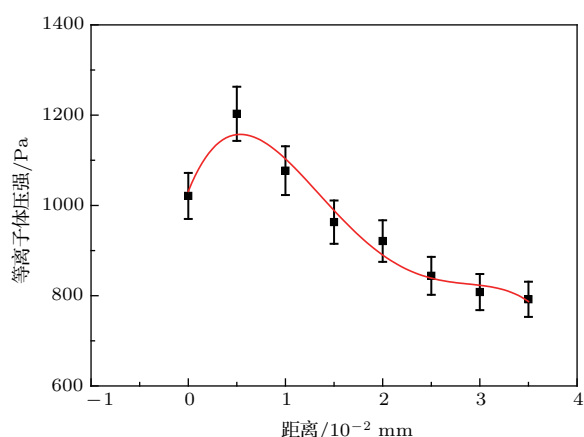


图 14 等离子体压力分布

Fig. 14. Plasma pressure distribution.

4 结 论

本文分析脉冲激光烧蚀材料等温膨胀物理过程,建立了等离子体反冲压力方程与动力学方程.应用方程对激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体进行研究,并开展了相关试验,主要结论如下.

1) 分析脉冲激光烧蚀材料等温膨胀阶段的物理过程,依据泊松分布、麦克斯韦分布和高斯分布规律,建立等离子体空间压力分布方程,代入粒子连续性方程和动量守恒方程,得出等离子体等温膨胀动力学数学模型.

2) 应用等离子体动力学模型,数值分析脉冲激光烧蚀青铜金刚石砂轮等离子体相关特性,包括等离子体等温膨胀速度和膨胀线度,得出一个脉冲激光烧蚀过程中,等离子体的反冲压力最大值出现在约 25 ns 后,距离砂轮表面距离约 0.05 mm 处;应用等离子体压力分布模型,得出等离子体反冲压力最大

值为 870 Pa. 数值仿真结果表明等离子体反冲压力值小于大气压力,烧蚀过程中,等离子体反冲压力不影响烧蚀青铜砂轮的地形地貌.

3) 开展相关的试验,观测了烧蚀过程中的飞溅现象以及烧蚀后青铜轮表面地形地貌,实验证实烧蚀过程中等离子体反冲压力小,实际烧蚀过程中可以不考虑其影响;测量了等离子体空间发射光谱,计算了等离子体温度约为 7506 K,等离子体反冲压力值范围约为 792 到 1203 Pa 范围,最大值出现在砂轮表面 0.05 mm 位置.实验结果与数值分析基本一致,证实了等离子体数学模型的正确性与可行性,也为激光烧蚀材料等离子体特性研究提供了理论依据.

参考文献

- [1] Chang H, Jin X, Chen Z Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 195203 (in Chinese) [常浩,金星,陈朝阳 2013 物理学报 **62** 195203]
- [2] Yu G, Yang S H, Wang M, Kou S Q, Lin B J, Lu W C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 092801 (in Chinese) [于歌,杨慎华,王蒙,寇淑清,林宝君,卢万春 2012 物理学报 **61** 092801]
- [3] Chen K R, King T C, Hes H J, Leboeuf J N, Geohegan D B, Wood R F, Puretzky A A, Donato J M 1999 *Phys. Rev. B* **60** 8382
- [4] Li Z H, Zhang D M, Chen Z J, Huang M T, Guan L, Zhong Z C, Li G D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1950 (in Chinese) [李智华,张端明,陈中军,黄明涛,关丽,钟志成,李国栋 2001 物理学报 **50** 1950]
- [5] Zhang Y, Chen G Y, Zhou C, Deng H, Xu J B, Zhou X C 2014 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **34** 1153
- [6] Saeed A, Khan A W, Jan F, Abrar M, Khalid M, Zakaullah M 2013 *Appl. Surf. Sci.* **273** 173
- [7] Koenig S P, Wang L D, Pellegrino J, Bunch J S 2012 *Nature Nanotechnol.* **7** 728
- [8] Singh R K, Narayan J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8843
- [9] Cai S, Chen G Y, Zhou C 2015 *Appl. Surf. Sci.* **355** 461
- [10] Garrelie F, Aubreton J, Catheriont A 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 5075
- [11] Chen G Y, Deng H, Xu J B, Li Z G, Zhang L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144204 (in Chinese) [陈根余,邓辉,徐建波,李宗根,张玲 2013 物理学报 **62** 144204]
- [12] Chen G Y, Cai S, Zhou C 2015 *Diam. Relat. Mater.* **60** 99
- [13] Hafeez S, Shaikh N M, Rashied B, et al. 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 083117
- [14] Luo W F, Zhao X X, Sun Q B, Gao C X, Tang J, Wang H J, Zhao W 2010 *Prm. J. Phys.* **74** 945
- [15] Griem H R 1964 *Plasma Spectroscopy* (New York: McGraw-Hill) pp1-55
- [16] Shakeel H, Arshad S, Haq S U, Nadeem A 2016 *Phys. Plasmas* **23** 053504

Research and application of plasma recoil pressure physical model for pulsed laser ablation material*

Cai Song¹⁾²⁾ Chen Gen-Yu²⁾ Zhou Cong²⁾ Zhou Feng-Lin^{1)†} Li Guang^{1)‡}

1) (School of Mechanical Engineering, Hunan University of Technology, Zhuzhou 412007, China)

2) (State Key Laboratory of Advanced Design and Manufacturing for Vehicle Body, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 24 January 2017; revised manuscript received 3 May 2017)

Abstract

In this paper, the physical properties of plasma in the isothermal expansion process when material is ablated by pulsed laser is analyzed. It is shown that the recoil pressure distribution of the plasma near the material surface indicates an exponential decrease as the distance from the material surface increases and the recoil pressure distribution exhibits the characteristics of a Poisson distribution in the X direction; the recoil pressure distribution is in accordance with Maxwell's velocity distribution law in the Y direction; the recoil pressure distribution conforms to a Gaussian distribution in the Z direction. A three-dimensional plasma recoil pressure equation and the plasma kinetic equation for laser-ablation materials are studied. These equations only require parameters to relate to plasma temperature, laser parameters and material properties, thus having a certain diversity.

The equations are used for numerically analyzing the pulsed laser ablation of a bronze-bonded diamond grinding wheel. The numerical analysis shows that in the X and Y direction the plasma expansion dimension shows linear growth. After the pulse is ended, the plasma expansion dimension values reach their maxima. The plasma expansion velocity shows nonlinear growth. After the pulse is ended, the expansion velocity first increases and then decreases along the X direction and Y direction. Based on the analyses of the plasma expansion dimension and the plasma expansion velocity, the maximum plasma recoil pressure appears at a location approximately 0.05 mm away from the surface of the grinding wheel after approximately 25 ns. Through calculating the Saha equation, the degree of ionization is 0.0012 at 7506 K, and the maximum plasma recoil pressure value is approximately 870 Pa.

The experiments on the pulsed laser ablation of a bronze-bonded diamond grinding wheel under the corresponding conditions are conducted. A high-speed camera is used to observe splash phenomenon in the laser ablation process. A grating spectrometer is used to measure the plasma emission spectrum. According to the Boltzmann plot method, the electron temperature value is calculated to be 7506 K; according to the Stark broadening method, the electron density values range from 7.645×10^{15} to $1.1608 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and the recoil pressure values from 792 to 1203 Pa. The experiments show that the recoil pressure during the pulsed laser ablation of bronze-bonded diamond grinding wheel process can be ignored, and the correctness and feasibility of the plasma recoil pressure equation are also verified, which has heuristic significance for optimizing the laser ablation process.

Keywords: laser ablation, plasma, bronze-bonded diamond grinding wheel, recoil pressure

PACS: 42.55.Wd, 42.79.e68.35.Rh

DOI: 10.7498/aps.66.134205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51375161, 11602082), and the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2012ZX04003101).

† Corresponding author. E-mail: happy9918@sina.com

‡ Corresponding author. E-mail: liguanguw@126.com