

## 纳秒激光诱导铜箔喷射机制的研究

黄亚军<sup>1,2</sup>, 蔡文莱<sup>1,2</sup>, 陈英怀<sup>1,2</sup>, 黄志刚<sup>1,2</sup>

(1. 广东工业大学 机电工程学院, 广东 广州 510006;  
2. 广州市非传统制造技术及装备重点实验室, 广东 广州 510006)

**摘要:** 使用纳秒 Nd:YAG 脉冲激光进行了微米厚铜箔的激光诱导喷射机制研究。通过控制激光脉冲能量 10~500  $\mu\text{J}$ , 揭示了三种不同的喷射现象: 无喷射、稳定喷射和溅射。在稳定喷射模式中, 发现了由单一脉冲同时引发的向前和向后喷射现象, 可同时在接收层与靶材层方向制备出微细结构。用有限元方法对激光辐照产生的温度场和铜箔相变进行了计算, 揭示了纳秒激光诱导喷射主要是由气相膨胀所带动的流体动力学所引起, 并界定了发生稳定喷射所需的激光能量阈值。采用 Rayleigh-Plesset 方程对激光诱导的汽泡动力学进行了计算, 分析认为汽泡的迅速扩张和收缩, 是分别引起向前和向后喷射的主要原因。根据实验和仿真结果, 提出了通过控制激光参数实现稳定喷射的方法。

**关键词:** 激光诱导向前转移; 喷射机制; 数值仿真; 激光诱导空化

**中图分类号:** TN249 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0206003

## Study on ejection mechanism of copper film induced by nanosecond laser

Huang Yajun<sup>1,2</sup>, Cai Wenlai<sup>1,2</sup>, Chen Yinghuai<sup>1,2</sup>, Huang Zhigang<sup>1,2</sup>

(1. School of Electro-mechanical Engineering, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China;  
2. Guangzhou Key Laboratory of Nontraditional Machining and Equipment, Guangzhou 510006, China)

**Abstract:** Laser induced ejection mechanism of micron thick copper film was studied using nanosecond Nd:YAG laser pulses. By carrying out the experiments with different energy of laser pulses 10–500  $\mu\text{J}$ , three different ejection regimes were revealed: no ejection, stable ejection and sputtering. In the stable ejection regime, the forward and backward ejection were found to be simultaneously induced by a single laser shot. This phenomenon opened a way to the fabrication of microstructures on both the receiving and the donor substrate. The temperature field and the phase transition in the copper film were analyzed using the finite element method, which revealed that the laser-induced ejection was mainly caused by the hydrodynamics behavior of the molten and the evaporated material. The laser energy thresholds for stable ejection were characterized based on the thermodynamics calculations. The laser induced hydrodynamics behavior (bubble dynamics) was well described by the Rayleigh-Plesset equation, and which was solved numerically in the paper. It was discovered that rapid bubble expansion and collapse were the main

收稿日期: 2018-09-12; 修订日期: 2018-10-26

基金项目: 国家自然科学基金(11172072, 51175091)

作者简介: 黄亚军(1991-), 男, 硕士生, 主要从事纳秒激光诱导加工方面的研究。Email: 604616986@qq.com

导师简介: 黄志刚(1975-), 男, 教授, 硕士生导师, 博士, 主要从事微观与多尺度计算及其在微细加工过程仿真方面的研究。

Email: huangzg@gdut.edu.cn

causes of the forward and backward ejections, respectively. Based on the experimental and numerical findings, the controlling schemes of the laser pulse parameters for the stable ejections were introduced.

**Key words:** laser-induced forward transfer; ejection mechanism; numerical simulation; laser-induced cavitation

## 0 引言

激光诱导向前转移 (Laser-induced Forward Transition, LIFT) 是近几十年来发展的一种有效的微结构制备技术, 由于其无需掩膜, 适用材料范围广等优点而备受关注。在 LIFT 中, 高功率激光穿过透明约束层辐照在靶体材料层上, 瞬间的高温使靶材迅速熔化甚至汽化, 并在局部产生很高的压强和冲击波, 使靶材向前喷射转移到接收基底上<sup>[1]</sup>。材料喷射是 LIFT 技术的基本问题, 直接决定沉积的精度, 然而喷射机理及其精确控制方法至今尚未完全研究清楚。

由于金属在微细电子元器件和微电路板制备中的重要应用, 国内外很多学者均非常关注金属的 LIFT 沉积技术。Bohandy 利用 Nd:YAG 脉冲激光, 在硅基底上沉积出单元尺寸为数十微米的铜和银阵列, 其后的很多学者对不同金属及金属氧化物, 包括铜、银、锌、铁和氧化锌等, 在多种基底上的沉积过程进行了研究, 成功地制备出很多如点、阵列及连续线的高分辨率的二维微细结构<sup>[2-3]</sup>。Zenouetal 等人通过选择合适的激光脉冲能量和靶材厚度, 精确控制靶材的熔融量, 制备出了高精度的三维结构<sup>[4]</sup>。Kuznetsov 等人通过精确控制飞秒脉冲激光, 在金、银等薄膜靶材上激发熔融喷射流、微滴喷射以及喷射微熔融滴的堆叠, 成功制备出纳米级微凸、微颗粒、微柱形阵列和亚微米级的三维微细结构<sup>[5]</sup>。国内也有学者使用飞秒激光器沉积出微米级的铜微滴。

关于 LIFT 中喷射机理的研究, 以往主要是基于实验的方法, 通过观察在靶材层和接受基底上沉积结构的特征, 分析材料的喷射形式。与实验方法相比, 数值计算方法能够提供喷射过程的具体细节, 因此近年来也受到了不少关注。国内外学者已经开展了多种数值模拟, 对 LIFT 的喷射过程进行研究, 包括流体动力学建模、分子动力学建模等, 取得了较好的研究成果<sup>[6-8]</sup>。

文中对纳秒激光诱导喷射过程进行了系统研

究, 分析了各种喷射状态所对应激光脉冲能量阈值。结合有限元仿真方法, 对局部的温度场和材料相变过程进行了模拟, 还用了 Rayleigh-Plesset 方程研究了激光诱导空化泡的动力学, 探究纳秒激光诱导喷射的机理。根据实验和仿真结果, 提出了通过精确控制激光脉冲参数实现稳定喷射的方法。

## 1 实验方法

实验装置及方法如图 1 所示, 激光束经过衰减器、扩束镜、一系列反射镜和合束立方体, 再由凸透镜聚焦于靶材上。靶材在激光的辐照下, 从约束层上脱离, 沉积在接收基底上。通过控制三维移动平台改变沉积点的轨迹, 实现连续沉积。选择激光输出参数和衰减器来调节激光脉冲能量。在实验中利用同轴 CCD 观察加工情况, 使用电脑控制快门在线观测。

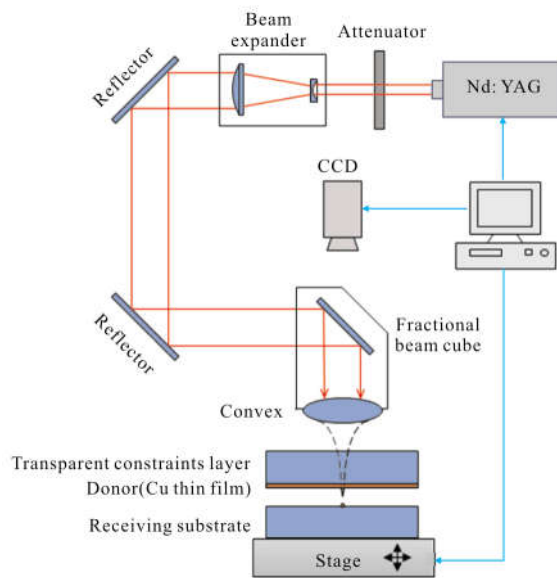


图 1 实验装置及激光诱导向前转移原理示意图

Fig.1 Schematic diagram of experimental equipment and laser induced forward transfer

该实验采用 Nd:YAG 激光器提供光源, 该激光器波长为 532 nm, 聚焦前激光光束直径为 7 mm, 经凸透镜汇聚后的焦点光斑直径为 50 μm, 脉冲能量为

10~500  $\mu\text{J}$  可调,重复频率为 1~10 Hz,脉宽为 5~7 ns。内控分档可调,留有外控接口,可进行单脉冲控制。

实验所用的约束层是 25 mm×25 mm×1 mm 的石英玻璃,以 1  $\mu\text{m}$  厚的铜箔作为靶材,接收基底选用 26 mm×22 mm×0.5 mm 的玻璃片,实验前后约束层和接收基均浸润于无水乙醇中,采用超声清洗器清洗 10 min,循环清洗三次后,置于 60  $^{\circ}\text{C}$  的烘箱中烘烤 30 min,烘干后取出并密封储存。铜箔与接收层之间的间隔为 50  $\mu\text{m}$ 。实验完成后,使用场发射扫描电子显微镜观测铜箔和接收基底沉积物的表面形貌。

## 2 实验结果及分析

选取了不同的脉冲能量进行了一系列的实验来分析喷射的状态,在不同的纳秒激光脉冲能量作用下,透明约束层上的铜箔与接收基底上沉积结构是不同的。当激光脉冲能量低于 61.7  $\mu\text{J}$  时,没有观测到材料的转移现象,接收基底上没有出现液滴沉积,如图 2(a)所示;而在靶材层方向,电镜观察铜箔略微向前凸起,并在凸起表面产生裂纹,该现象表明铜箔没有被熔穿,表面仍然保持为固态,如图 2(b)所示。当激光脉冲能量较低时,由于靶材没有被完全熔化,由激光辐照产生的局部压力不足以推出材料,只能使靶材向上凸起。

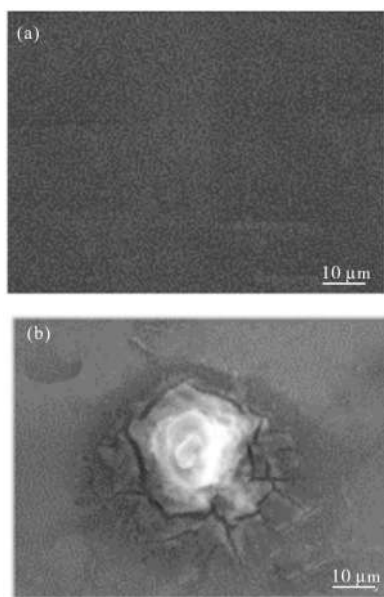


图 2 激光脉冲能量为 36.3  $\mu\text{J}$  时铜箔和接收基底的 SEM 图  
Fig.2 SEM image of copper foil and receiving substrate while laser pulse energy is 36.3  $\mu\text{J}$

稍微增加激光脉冲能量,观测到了材料的转移现象,接收基底上沉积出单个铜滴,尺寸可达约 10  $\mu\text{m}$ ,如图 3(a)所示。电镜观测到沉积的液滴表现出完美的球形,由此推测液滴在转移过程中呈液态。转移物为液态有利于通过重复沉积来制造三维微结构,因为液滴可以紧密地堆叠在原沉积结构上。通过电镜观测靶材层方向上激光辐照区域的铜箔被烧蚀露出约束层,而在约束层上有一个向后喷射转移的小铜球,反向喷射液滴明显小于正向喷射液滴,半径约 1  $\mu\text{m}$ ,仅为前向的五分之一,如图 3(b)所示。关于向后喷射,以前的研究中提到过类似现象<sup>[5]</sup>,不过均出现在飞秒激光诱导的沉积中,且要求靶材的厚度非常薄,需要到纳米级别,笔者课题组首次采用纳秒激光脉冲和微米级的铜箔观测到了这个现象。由于靶材的烧蚀,向后喷射的铜球能够与原靶材层明显分离,形成类似空白圆环中心带球形的微结构,如图 3(b)所示。可以利用这种现象,在约束层上制备微传感器、声子器件等微元件,扩展 LIFT 的应用范畴。实验中观测到的圆环形状不规则,可能与激光能量分布或靶材厚度的不均匀有关;也可能由喷射过程中靶材的不稳定流动造成。

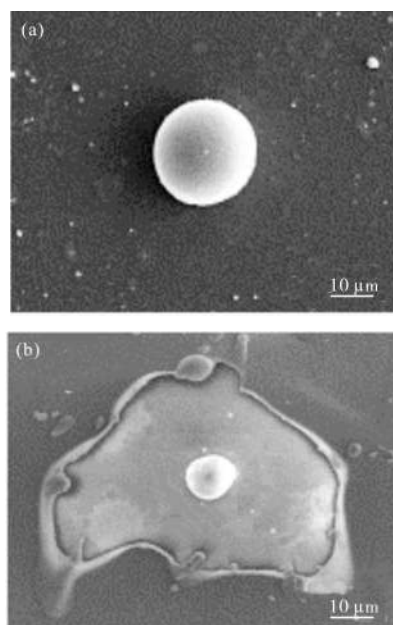


图 3 激光脉冲能量为 89.1  $\mu\text{J}$  时铜箔和接收基底的 SEM 图  
Fig.3 SEM image of copper foil and receiving substrate while laser pulse energy is 89.1  $\mu\text{J}$

关于向前、向后喷射的形成原因,以往的文献也

有很多研究<sup>[9]</sup>。在飞秒激光诱导沉积中,通常认为由超快激光加热造成的局部超高压应力是引起喷射的主要原因<sup>[10]</sup>,当加热速度超过声速时,材料来不及膨胀,加热过程近似为等容过程,会造成极高的局部压强,推动靶材高速向前运动。而当加热速度小于声速时,同样激光能量所形成的局部压强将远远降低。因此要达到热应力喷射,要求加热速度(激光脉宽)超过靶材中的声速,即:

$$T_p \leq \frac{h}{c} \quad (1)$$

式中: $T_p$  为激光脉宽; $h$  为靶材的厚度; $c$  为靶材中的声速。文中的纳秒激光喷射中激光脉宽约为 6 ns,而靶材的厚度约为 1  $\mu\text{m}$ ,铜中的声速约为 3 810 m/s,计算得出声速极限约为 0.25 ns,远小于激光脉宽,因此喷射主要由其他因素引起,相关内容将在下一节进行详细讨论。

当激光脉冲能量继续增加到超过 121.4  $\mu\text{J}$  时,喷射过程变得不稳定并出现了溅射现象,接收基底上由原来的单个铜球变成了多个分散的小铜球,如图 4(a)所示。在观察靶材层 SEM 图时发现铜箔上只剩下一个喷射口,如图 4(b)所示。喷射口边缘不光滑,有熔融物飞溅的迹象,并且后向喷射的现象也消失了。

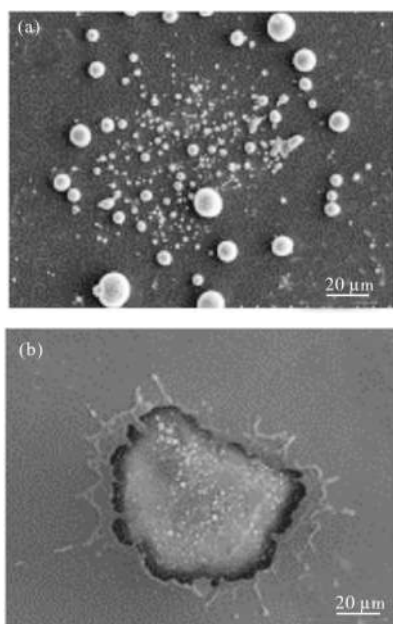


图 4 激光脉冲能量为 215.4  $\mu\text{J}$  时铜箔和接收基底的 SEM 图  
Fig.4 SEM image of copper foil and receiving substrate while laser pulse energy is 215.4  $\mu\text{J}$

通过选取不同的激光脉冲能量进行的一系列实验得出结论:当激光脉冲能量低于 61.7  $\mu\text{J}$  时,接收基底上没有沉积结构;激光脉冲能量在 61.7~121.4  $\mu\text{J}$  之间时,接收基底上沉积出单个铜球;激光脉冲能量高于 121.4  $\mu\text{J}$ ,接收基底上沉积出的单个铜球变成了多个小铜球。根据这种现象定义了三种纳秒激光诱导喷射的机制,分别为:无喷射、稳定喷射和溅射。

### 3 喷射过程的数值模拟

#### 3.1 温度场及相变过程的计算

为研究纳秒激光诱导转移中的喷射机制,采用有限元法对加工局部的温度场和材料相变过程进行了计算,并用 APDL 语言自行编写相应的有限元程序。考虑激光能量分布以及几何模型的轴对称特点,选用二维轴对称模型进行分析。激光辐照于铜箔上时,在光斑位置附近形成高温区域。在模型中采用面热源模拟激光脉冲的热效应。根据文中的激光器参数,选择高斯分布热源模型,即采用高斯函数来描述光斑热流密度<sup>[11]</sup>:

$$q(r) = \frac{3\eta E}{t\pi R^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{R^2}\right) \quad (2)$$

式中: $q(r)$  为距离光斑中心  $r$  处的热流密度; $\eta$  为激光的吸收系数; $E$  为激光脉冲能量; $t$  为激光脉宽,取 6 ns; $R$  为激光光斑半径,取 25  $\mu\text{m}$ 。室温下,抛光后纯铜试样对 532 nm 波长 Nd:YAG 激光的能量吸收率约为  $\eta=0.38$ <sup>[12]</sup>。激光与材料的相互作用是一个复杂的过程,能量吸收率与材料温度、表面粗糙度和相变过程等多种因素有关,很难进行精确描述。在文中的实验中,因为脉冲宽度较短,靶材的熔融乃至汽化深度很小,因此近似取吸收率为常量。

由于激光脉冲的作用时间极短,忽略铜箔与约束层的热传导,所有边界均采用热对流边界条件<sup>[13]</sup>:

$$k \frac{\partial T}{\partial n} - q + h(T - T_0) + \sigma \varepsilon (T^4 - T_0^4) = 0 \quad (3)$$

$(x, y) \in S, t > 0$

式中: $T$  为材料表面温度; $k$  为导热系数; $h$  为对流换热系数; $\sigma$  为斯蒂芬-玻尔兹曼常数; $\varepsilon$  为工件辐射率; $T_0$  为环境温度,取室温 300 K。由于铜箔会产生相变,计算过程中需要考虑相变所需要的熔化和汽

化潜热,具体参数见表 1。

表 1 铜的热物理特性参数

Tab.1 Thermo-physical properties of copper

Parameters	Copper
Latent heat of fusion/J·g	206.5
Melting point/K	1 357
Latent heat of vaporization/J·g	4 724.5
Boiling point/K	2 840

激光热作用是一个时变过程,需进行瞬态热分析。笔者等最关注的是激光脉冲作用结束瞬间,即仿真时间  $T=6\text{ ns}$  时的温度分布情况。为达到足够的数值精确,仿真的时间步数取 100;单元网格取为  $0.2\text{ }\mu\text{m}$ 。当时间步数和网格密度均增加一倍时,仿真结果的相对误差小于 0.4%,表明仿真计算的精度满足要求。

激光辐照过后的典型温度场分布如图 5 所示。从图中可看出铜箔上表面的最高温度均达到沸点,其温度足以使铜箔发生汽化,并且在激光辐照下产生等离子体;铜箔下表面局部温度超过铜的熔点,表明其发生熔融呈液态;剩下的部分因温度未达到熔点为固态铜,即激光辐照后的铜箔分为气态铜、液态铜和固态铜三个部分,与实验中的喷射方式基本一致。

当激光脉冲能量为  $E_m=36.3\text{ }\mu\text{J}$  时,铜箔没有熔穿,铜箔的下表面仍处于固态,上表面激光光斑中心刚刚达到沸点,由激光辐照产生的局部压力不足以推出材料,而不能产生喷射,如图 5(a)所示。随着激光脉冲能量的增加,当激光脉冲能量低于  $E_v=121.4\text{ }\mu\text{J}$  时,激光辐照在铜箔表面,铜箔上表面局部汽化,下表面已经完全熔穿,由于部分铜箔汽化产生高温高压驱使熔融靶材前向转移,形成喷射现象,如图 5(b)、(c)所示。当激光脉冲能量高于  $E_v$  时,铜箔下表面已达到沸点,使得铜箔吸收足够的能量发生汽化,熔融的铜箔随着气相的膨胀,在喷射过程中会发生明显的溅射现象,如图 5(d)、(e)所示。图 5(a)~(e)中,线“m”是铜熔点的等温线,线“v”是沸点的等温线。激光脉冲能量图 5(a)~(e)分别为 36.3、61.7、89.1、121.4、215.4  $\mu\text{J}$ 。

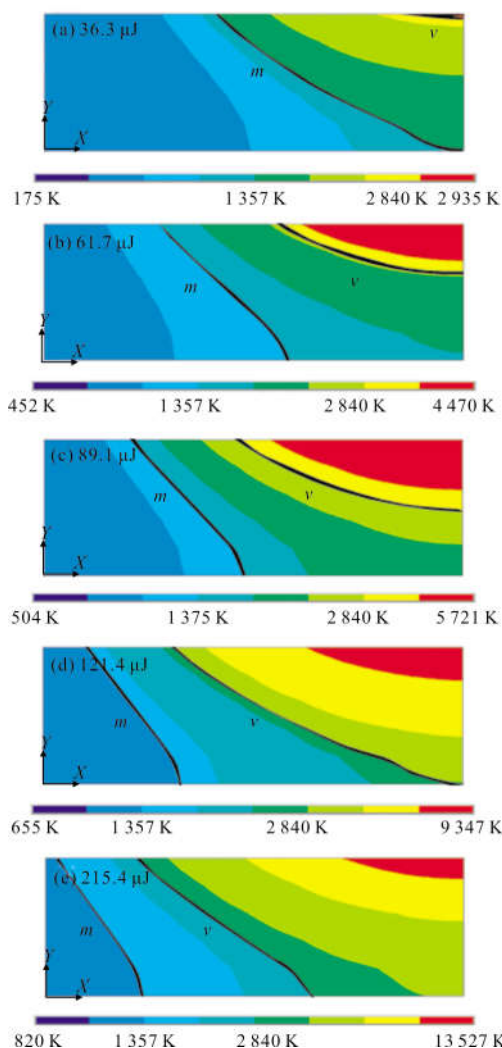


图 5 不同激光脉冲能量下通过热计算的铜箔的温度场分布云图

Fig.5 Temperature field distribution nephogram graph of the copper film obtained by heat calculation of different laser pulse energy

对比仿真与实验结果,发现当靶材出现汽化时,才会产生喷射现象,因此认为由气相膨胀所带动的流体动力学是引起纳秒激光诱导喷射的主要原因。铜箔的温度场数值计算获得的能量阈值与实验中观测到的能量阈值基本吻合,该结果可以作为控制激光脉冲能量  $E$  的依据:  $E_m < E < E_v$ 。为达到稳定射,需要把激光脉冲能量调整到靶材层熔穿和完全汽化之间。

### 3.2 空化泡的动力学计算

激光快速加热引起的气-液两相动力学,也称为激光诱导空化现象,其中汽泡的动力学状态可以用 Rayleigh-Plesset(RP)方程<sup>[14]</sup>来描述:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\mu R}{\rho R} + \frac{2\sigma}{\rho R} = \frac{P_B(t) - P_\infty(t)}{\rho} \quad (4)$$

式中： $\mu$  为动态粘度，对于液态铜<sup>[15]</sup>，取  $\mu=3.21 \text{ MPa}\cdot\text{s}$ ； $P_B$  为汽泡内的蒸汽压力； $P_\infty$  为大气压力，取  $P_\infty=0.1 \text{ MPa}$ ； $\rho$  为液态铜的密度，取  $\rho=8000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 。

给定铜蒸汽的状态方程， $RP$  将很容易求解。由于汽泡寿命短，动态过程可以假定为绝热，即  $P_B V^\gamma = \text{const}$ ，因此汽泡压力计算如下：

$$P_B(t) = P_B(0) \left[ \frac{V(0)}{V(t)} \right]^\gamma = P_B(0) \left[ \frac{P(0)}{P(t)} \right]^{3\gamma} \quad (5)$$

式中： $V$  为汽泡的体积； $\gamma$  为绝热指数，对于铜蒸汽，取  $\gamma=1.67$ 。根据以前的研究，激光辐照产生的蒸气压与激光脉冲能量的关系为<sup>[16]</sup>：

$$P_B(0) = 0.01 \sqrt{\frac{\eta Z I}{2\eta + 3}} \quad (6)$$

式中： $P_B$  为汽泡内的蒸汽压力，以 GPa 表示； $Z$  为声阻抗，取  $Z=3.1 \times 10^5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ； $I$  为激光脉冲能量密度， $I=E/(\pi r^2 \cdot T_p)$ ，以  $\text{GW}\cdot\text{cm}^{-2}$  表示。

用  $RP$  方程进行求解，观察汽泡半径随时间  $T$  的变化，典型结果如图 6 所示。由于极高的内部初始压强，前期汽泡迅速扩张，速度可达到一百多米每秒，推动熔融靶材快速向前运动，并最终形成向前喷射。当汽泡增长到最大尺寸后，由于过冲其内部会形成一定的负压，在表面张力和负压的作用下，汽泡开始收缩。在汽泡运动的后期，收缩速度极快，也可达到一百多米每秒，可引起靶材的向后喷射，与文中的实验结果一致。该课题组通过高速摄影仪拍过喷射速度试验，其结果与理论结果为同一数量级。激光诱

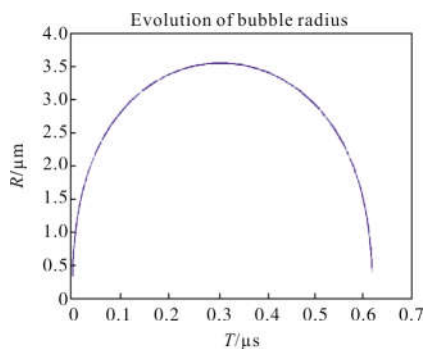


图 6 激光脉冲能量为 61.7  $\mu\text{J}$  时，激光诱导空化的汽泡半径  $R$  随时间  $T$  的变化

Fig.6 Change of the laser-induced cavitation bubble radius  $R$  with time  $T$  while laser pulse energy is 61.7  $\mu\text{J}$

导汽泡的寿命  $T_B$  与激光脉冲能量有关，能量越大，汽泡运动周期越长。为了形成稳定喷射，激光脉冲持续时间  $T_p$  应该比汽泡寿命短，即  $T_p < T_B$ 。

在文中采用的激光脉冲能量下，汽泡的生命周期约为 0.5~2.5  $\mu\text{s}$ ，而激光脉冲宽度约为 6 ns，远小于汽泡周期，满足稳定喷射的条件。

## 4 结 论

激光诱导向前转移是一种重要的微结构制备方法，文中系统研究了铜箔在纳秒激光作用下喷射的过程，探讨了激光脉冲能量对接收基底和靶材层上沉积结构的影响。基于实验观察定义了三种不同的喷射状态：无喷射、稳定喷射和溅射，并得出了稳定喷射的激光脉冲能量阈值。文中有别于常规的向前喷射，首次采用纳秒脉冲激光同时实现了向前和向后喷射，可同时在接收层与靶材层方向制备出微细结构，扩展了激光诱导向前转移的应用范畴。

采用有限元方法对靶材的温度场和相变过程进行了计算，发现了明显的材料汽化现象，通过分析认为由气相膨胀所带动的流体动力学是引起纳秒激光诱导喷射的主要原因。为达到稳定喷射，需要把激光脉冲能量调整到靶材层熔穿和完全汽化之间，温度场计算结果与实验中观测到的激光能量阈值吻合，可以作为控制激光脉冲能量的依据(见公式(4))。采用 Rayleigh-Plesset 方程对激光诱导汽泡动力学进行了计算，前期汽泡迅速扩张，引起熔融靶材的向前喷射；而后期汽泡则急剧收缩，导致向后喷射现象，与实验结果一致。激光诱导汽泡的寿命  $T_B$  与激光能量有关，为形成稳定喷射，激光脉冲持续时间  $T_p$  应该比汽泡寿命短(见公式(8))。

## 参考文献：

- [1] Feinaeugle M, Gregorčič P, Heath D J, et al. Time-resolved imaging of flyer dynamics for femtosecond laser-induced backward transfer of solid polymer thin films [J]. *Applied Surface Science*, 2016, 396: 1231-1238.
- [2] Zenou M, Sa'ar A, Kotler Z. Laser jetting of femto-liter metal droplets for high resolution 3D printed structures [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 17265.
- [3] Yang Xichen, Wang Gang, Zhao Youbo, et al. Femtosecond laser processing of arrayed micro holes of metal filtration

- membrane[J]. *Chinese Lasers*, 2007, 34(8): 1155–1158. (in Chinese)
- [4] Zenou M, Sa'ar A, Kotler Z. Digital laser printing of aluminum micro-structure on thermally sensitive substrates [J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2015, 48(20): 205303.
- [5] Kuznetsov A I, Unger C, Koch J, et al. Laser-induced jet formation and droplet ejection from thin metal films [J]. *Applied Physics A*, 2012, 106(3): 479–487.
- [6] Meshcheryakov Y P, Bulgakova N M. Thermoelastic modeling of microbump and nanojet formation on nanosize gold films under femtosecond laser irradiation [J]. *Applied Physics A*, 2006, 82(2): 363–368.
- [7] Mézel C, Hallo L, Souquet A, et al. Self-consistent modeling of jet formation process in the nanosecond laser pulse regime [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16(12): 063507.
- [8] Inogamov N A, Zhakhovsky V V. Surface 3D nanostructuring by tightly focused laser pulse: Simulations by Lagrangian code and molecular dynamics [C]// International Conference on Computer Simulation in Physics and Beyond 2015, 2016, 681(1): 012001.
- [9] Zenou M, Sa'ar A, Kotler Z. Supersonic laser-induced jetting of aluminum micro-droplets [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(18): 181905.
- [10] Inogamov N A, Zhakhovsky V V, Migdal K P. Laser-induced spalling of thin metal film from silica substrate followed by inflation of microbump [J]. *Applied Physics A*, 2016, 122(4): 1–9.
- [11] Xiao Dongming, He Kuanfang, Wang Di, Transient temperature evolution of Selective Laser Melting process based on multilayer finite element model[J]. *Optics & Laser Technology*, 2015, 44(9): 2672–2678. (in Chinese)
- [12] Bergstrm D, Powell J, Kaplan A F. Absorptance of nonferrous alloys to Nd : YLF and Nd : YAG laser light at room temperature [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(8): 1290–1301.
- [13] Zeng Pan. Finite Element Basic Tutorial [M]. Beijing: Higher Education Press, 2009: 290–293. (in Chinese)
- [14] Hilgenfeldt S, Brenner M P, Grossmann S, et al. Analysis of Rayleigh–Plesset dynamics for sonoluminescing bubbles [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, 365(365): 171–204.
- [15] Assael M J, Kalyva A E, Antoniadis K D, et al. Reference data for the density and viscosity of liquid copper and liquid Tin [J]. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2010, 39: 033105.
- [16] Fabbro R, Fournier J, Ballard P, et al. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry [J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, 68(2): 775–784.