

文章编号: 1001-3806(2022)06-0835-06

组合脉冲激光铝等离子体的数值模拟研究

赵佳伟, 吴涛, 廖青*, 潘子萌, 马子琦

(武汉工程大学 光学信息与模式识别湖北省重点实验室, 武汉 430205)

摘要: 为了获得组合脉冲激光诱导等离子体光谱性能增强的物理机制, 基于 FLASH 程序模拟计算了预脉冲参数对组合脉冲激光诱导的铝等离子体参数时空分布的影响, 获得了在不同预脉冲波长和不同预主脉冲延时下产生的铝等离子体电子温度、电子密度和烧蚀质量的空间演化规律。结果表明, 在预主脉冲总能量相同的情况下, 随着预脉冲波长从 0.266 μm 变化到 1.064 μm , 高温环境氦气等离子体羽辉的空间范围从 0.7cm 增大到 3.0cm, 但组合脉冲对靶材的烧蚀效率严重下降, 而铝等离子体的最大电子温度保持稳定; 此外, 组合脉冲的时间延迟低于 100ns。该研究可为组合脉冲激光诱导击穿等离子体光谱增强技术提供理论参考。

关键词: 激光技术; 组合脉冲; FLASH; 铝靶

中图分类号: O539 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2022.06.020

Numerical simulation of combined pulsed lasers aluminum plasma

ZHAO Jiawei, WU Tao, LIAO Qing, PAN Zimeng, MA Ziqi

(Hubei Key Laboratory of Optical Information and Pattern Recognition, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430205, China)

Abstract: In order to obtain the physical mechanism of the enhanced spectral performance of the combined pulse laser-induced plasma, the effects of pre-pulse parameters on the spatial and temporal distribution of parameters of the combined pulse laser-induced aluminum plasma were simulated based on the FLASH program. The spatial evolution of electron temperature, electron density, and ablative mass of aluminum plasma under different prepulse wavelength and different pre-pulse delay was obtained. The numerical simulation results show that the space range of helium plasma plume increases from 0.7cm to 3.0cm with the change of pre-pulse wavelength from 0.266 μm to 1.064 μm when the total energy of the pre-pulse is the same, but the ablation efficiency of the combined pulse on the target decreases seriously. During this period, the maximum electron temperature of the aluminum plasma remains stable. In addition, the combined pulse time delay should be less than 100ns. This study can provide a theoretical reference for combined pulsed laser-induced breakdown plasma spectral enhancement technology.

Key words: laser technique; combined pulse; FLASH; aluminum target

引言

激光诱导等离子体指的是以某种样品(固体、液体等)为目标靶体,用超过特定阈值的激光辐射以得到等离子体。激光诱导等离子体包含着大量的物理过程,如融化、汽化、电离等,可应用于元素痕量分析^[1]、脉冲激光沉积薄膜^[2]、激光切割^[3-4]等行业,还包括太空科学中的火星化学传感器^[5]以及用于卫星精准定位的微推进技术^[6]。经过几十年的飞速发展,单脉冲

激光诱导等离子体的发展陷入瓶颈,例如,基于激光诱导等离子体的元素痕量检测限无法进一步提高。使用多脉冲技术可以通过调控等离子体的电子温度和电子密度等参数的时空分布做一些改善。

自 ZHANG 等人^[7]提出多脉冲激光技术以后,通过增加脉冲链来改善激光诱导等离子体性能的实验探索和理论研究不断发展,其中,对于双脉冲激光诱导等离子体的研究较为普遍。双脉冲激光诱导等离子体在除波长、脉宽等激光参数^[8-10]外,需要着重考虑两脉冲之间的时间延迟、脉冲波形等。双脉冲激光诱导等离子体主要有两种激光组合方式:激光均垂直于靶面的共线脉冲以及其中一束激光平行于靶面的正交脉冲。从实用角度来说,共线脉冲是最简单的方法。对于共线脉冲^[11-12]而言,预脉冲烧蚀部分样品,形成预等离子体,在一段时间延迟后,主脉冲抵达预等离子体并与

基金项目:广东省重大基础与应用基础研究资助项目(2019B030302003)

作者简介:赵佳伟(1996-),男,硕士研究生,现主要从事激光诱导等离子体的研究。

* 通讯联系人。E-mail: liaoqing@wit.edu.cn

收稿日期:2021-09-23;收到修改稿日期:2021-11-09

之相互作用。

2003年,SCAFFIDI等人^[13]通过组合飞秒和纳秒激光,研究了双脉冲激光下激光诱导击穿光谱增强的原因。2013年,DIWAKAR等人^[11]较为系统地研究了共线双纳秒激光脉冲下,脉冲间延迟及预脉冲波长对等离子体性能的影响,发现短波长的预脉冲提供相对较大的烧蚀质量、较高的等离子体电子温度和电子密度。de GIACOMO等人^[14]通过实验与理论相结合的方式对比研究了单脉冲与双脉冲下激光诱导击穿光谱,发现双脉冲比单脉冲性能好的原因有几点:(1)激光对靶材更有效的烧蚀;(2)预脉冲为主脉冲创造了相对低的低压环境;(3)等离子体有更高的电子温度;(4)流体力学因素的影响,单脉冲需要对环境做功,属于开放系统;而双脉冲在单脉冲营造的环境中作用,在一定程度上属于封闭系统。还有部分学者^[15]关注了预主脉冲激光能量占比对双脉冲激光诱导等离子体状态参数的影响。

由于实验测试条件的限制,目前对双脉冲激光诱导等离子体的研究大多集中在等离子体演化的中后期,对等离子体早期演化的研究较少。本文中使用的FLASH程序模拟得到了双脉冲激光诱导等离子体在300ns内的等离子体参数演化图像,有助于进一步了解双脉冲激光诱导等离子体光谱性能增强的物理机制。

1 理论模型

激光诱导等离子体属于高能量密度物理过程,激光与固体靶相互作用产生的早期等离子体可视为流体,其中脉冲激光在流体动力学的能量守恒方程中被视为一个能量来源项。FLASH程序可用于模拟高能量密度物理实验过程,以进行分析和指导实验参数设置。因为等离子体中离子温度和电子温度不相等,通常需要对等离子体进行多温度处理,此外,热辐射效应在许多高能量密度等离子体中也很重要。对于温度的处理,部分理论研究使用的是双温度^[16-17]模型:(1)电子通过逆韧致辐射吸收激光能量;(2)电子通过和离子的碰撞将能量传递给离子。FLASH程序则采用三温度模型,除了考虑等离子体流体中电子和离子之间的能量转移外,还通过追踪固定数量光子能量群中的辐射能量密度来确定辐射的扩散。

描述激光诱导等离子体的三温流体力学方程组可以写为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \nabla \cdot (\rho v^2) + \nabla p_i = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_i) + \nabla \cdot [(\rho e_i + p_i)v] = Q_i - \nabla \cdot q_i \quad (3)$$

式中, ρ 是总质量密度; v 是平均流体速度; t 是时间; ∇ 为算子,表示对后面的量求散度; Q_i 表示激光加热产生的能量源; p_i 是电子压力 p_e 、离子压力 p_i 和辐射压力 p_r 的总和:

$$p_i = p_i + p_e + p_r \quad (4)$$

比动能为 $v^2/2$,则总比能 e_i 为:

$$e_i = e_i + e_e + e_r + v^2/2 \quad (5)$$

式中, e_e, e_i, e_r 分别是电子、离子和辐射场的比内能。 q_i 是总热流,被定义为电子传导 q_e 和辐射能流 q_r 之和:

$$q_i = q_e + q_r \quad (6)$$

为了验证FLASH程序的准确性,2013年,ORBAN等人^[18]分别使用FLASH和HYDRA程序进行了激光诱导等离子体的2维数值模拟,发现使用FLASH与HYDRA得到的模拟结果吻合得很好,尤其是在低密度固体靶(铝)的情况下,FLASH可以更好地再现实验结果。为了进一步验证FLASH程序是否适用于1维数值模拟,作者选取了与JOHN^[19]工作相同的数值模拟参数,将其设置为初始条件,分别使用FLASH和MED103模拟了激光辐射铝靶材的演化过程。从图1可以看出,两者的数值模拟结果在脉冲峰值(1.5ns)前偏差较小,但FLASH程序所使用的环境气体为具有高热导率的氦气,因此激光功率下降后(2.3ns),等离子体羽辉仍可以保持较高的电子温度。考虑到FLASH是三温度处理,MED103是一个双温度模型,因此FLASH在处理1维问题时应具有更高的精度。同时,参考BARTHÉLEMY^[8]的实验数据,模拟计算出一个大气压力下激光诱导铝靶材电子温度的空间分布。如图2所示,对于微秒量级的演化过程,FLASH仍能很好地再现实验结果。延时2 μ s时刻,与实验结果相

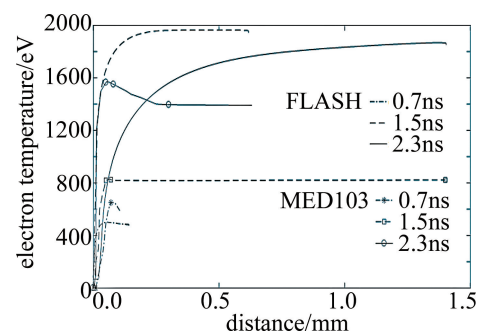


Fig. 1 Comparison of FLASH and MED103 numerical simulation results

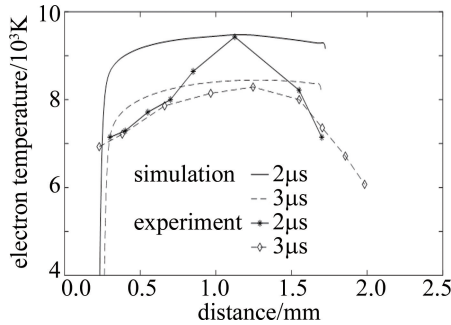


Fig. 2 Comparison between simulation data and experimental results of FLASH

比,计算得到的电子温度空间大致均匀分布,考虑到实验测量误差,FLASH 数值计算结果可能更符合真实情况。延时 3 μs 时刻,计算结果与实验测量结果基本一致。

本文中所用的 1 维模型如图 3 所示。铝靶材的初始厚度设置为 20 μm,模拟实验在充满环境氮气的腔室中进行,压强为 660 Pa。两束脉冲激光以共线的方式先后辐射在铝靶材的左表面。预脉冲作为制造预等离子体的直接能量来源,它的激光参数不仅决定了预等离子体的状态而且严重影响主脉冲的再加热效果。故此,本文中选取 Nd:YAG 激光器的 3 个谐波充当预脉冲,波长分别为 1064 nm、532 nm、266 nm,探究预脉冲在双脉冲激光诱导等离子体中发挥的作用。其中,预脉冲脉宽为 5 ns,激光峰值功率密度 $P_1 = 5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$,激光通量 $F_1 = 26.6 \text{ J/cm}^2$ 。对于主脉冲,脉宽为 30 ns,峰值功率密度 $P_2 = 4.2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$,波长 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$,激光通量 $F_2 = 132.8 \text{ J/cm}^2$ 。

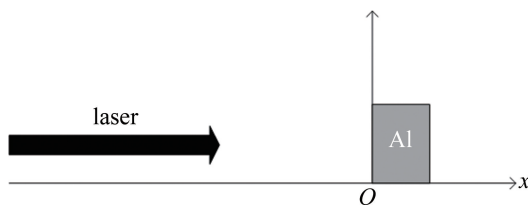


Fig. 3 Theoretical model of laser induction

2 数值模拟结果

2.1 预主脉冲延时对等离子体参数的影响

预主脉冲延时在双脉冲激光诱导等离子体中起着重要的作用,它决定了预等离子体以何种状态与主脉冲相互作用,从而影响靶材的烧蚀效率和等离子体的再加热过程。脉冲延时过短,预等离子体未充分膨胀,达不到最佳效果。相反,过长的脉冲延时造成预等离子体过度冷却。因此,一个最佳的延时时间随实验条件而定。预主脉冲延时分别为 32 ns、48 ns、98 ns、148 ns

和 248 ns 时,靶表面温度随时间的变化曲线(预脉冲波长均为 1064 nm)如图 4 所示。由于预脉冲的参数一致,在前 30 ns,靶表面温度相同,随着预脉冲激光强度的变化而变化。当脉冲延时小于 50 ns 时,靶表面温度随时间的曲线基本相同,第 2 个电子温度峰值出现的时间仅有微小差异。值得注意的是,脉冲间延时为 98 ns 时,靶表面温度在主脉冲作用之前已经降到了接近室温,此时可视为靶面重新冷却为固态。随着主脉冲的到来,靶面温度回升,但极值远远小于短延时下第 2 个电子温度峰值,特别当脉冲延时大于 150 ns 时,靶面在主脉冲作用前过度冷却,且主脉冲激光对靶材的再加热效果大幅下降。

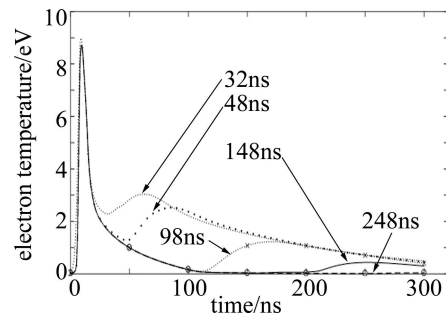


Fig. 4 Variation of electron temperature on target surface with time under different pre-main pulse delay

BOGAERTS 等人^[20]的结果显示,在 100 ns 的脉冲延时下,靶材几乎在第 2 个激光脉冲到来之前已经冷却凝固。de GIACOMO 等人^[14]也报道了类似的行为,指出两个激光脉冲的耦合效应仅对低于 100 ns 的脉冲延时有效,因为对于微秒量级的脉冲延时,靶材表面有足够的时间达到冷却平衡。MAO 等人^[21]讨论了这一点,随着脉冲延时的增加,第 1 个等离子体的影响逐渐变得不那么重要。

2.2 预脉冲波长

为了研究预脉冲波长对等离子体的影响,固定预主脉冲延时为 48 ns,图 5 是预脉冲波长为 1064 nm 时电子温度 T_e 及电子密度 n_e (单位是 cm^{-3}) 的时空分布图。时间零点对应于激光脉冲的初始时刻,坐标零点为铝靶的左表面位置。如图 5a 所示,主脉冲的能量吸收区域分布在距离靶面 0.3 cm 外,时间起点约为 60 ns,最高电子温度达到 109.7 eV。对于波长为 10.6 μm 的 CO₂ 激光而言,临界电子密度为 10^{19} cm^{-3} ,通过观察电子密度轮廓图可知(见图 5b),能量吸收区域对应的电子密度在临界电子密度附近,因此主脉冲的激光能量主要在此处沉积。激光结束后,在电子热传导的作用下,形成了陡峭的电子温度分布梯度;等离子体羽辉

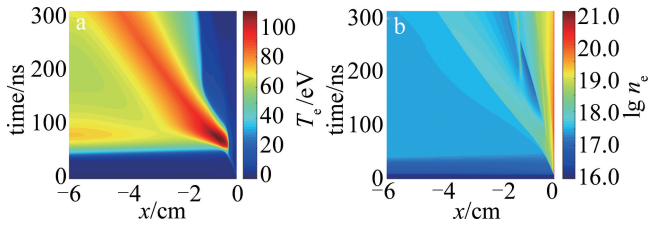


Fig. 5 Spatial and temporal distribution of electron temperature and electron density at 1064nm

a—electron temperature b—electron density

的温度逐渐均匀化且远离靶面^[22],但等离子体的电子温度渐渐降低。

此外,在电子密度时空分布图(见图5b)中可观察到两道电子密度较高的屏障。第1道处在距离靶面较近的位置($x=0.3\text{cm}$),对应于上文中的临界电子密度,形成于48ns并持续到300ns。第2道屏障位于距靶面约1.2cm处,初步显现于150ns并在后续的时间不断增强。通过追踪靶材粒子可知,此屏障对应铝等离子体的边缘位置。由于预脉冲所用的脉宽和波长较小,可有效烧蚀靶面。在相爆炸的作用下,大量的靶材飞溅,随着主脉冲的到来,飞溅的靶材被进一步电离,并在预等离子体创造的低压环境中迅速膨胀。由于氦气的热导率较高($146.2\text{mW}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$),脉冲激光结束后,在热传导的作用下,温度从靶材转移到周围的缓冲气体上,缓冲气体在高温状态下迅速膨胀得以反向挤压等离子体,形成了这道等离子体屏障。

图6和图7分别为预脉冲波长为530nm和266nm时,电子温度和电子密度的时空分布图。预脉冲波长为530nm时,烧蚀动力学发生了些许变化。对于电子温度而言(见图6a),不仅最大电子温度降低到106.0eV,而且高温氦气等离子体的范围也有略微缩小,但总体看来,等离子体及羽辉的时空分布基本保持一致。预脉冲波长为266nm时,最大电子温度进一步降低到101.9eV(如图7a所示),但更值得注意的是,高温羽辉的宽度大幅度降低。与预脉冲波长为1064nm的结果相比,200ns时等离子体的羽辉宽度从3.0cm缩减到了0.7cm,缩减幅度约为3倍,而核心区

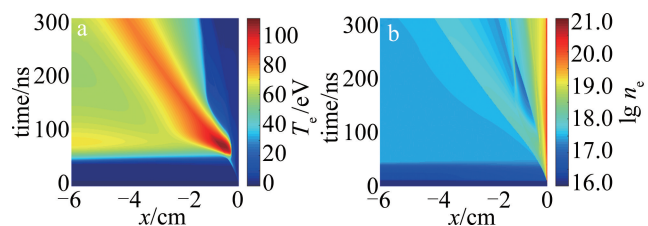


Fig. 6 Spatial and temporal distribution of electron temperature and electron density at 530nm

a—electron temperature b—electron density

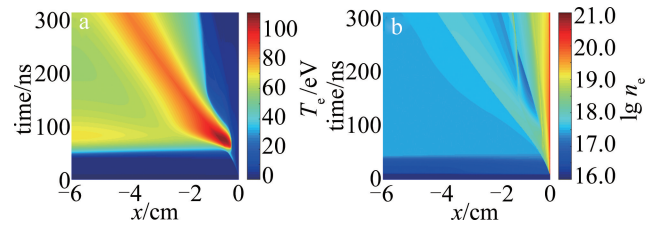


Fig. 7 Spatial and temporal distribution of electron temperature and electron density at 266nm

a—electron temperature b—electron density

域的电子温度仅下降约10eV。此外必须指出,尽管预脉冲的波长不同,但300ns时刻铝等离子体的空间范围基本相同。

对于不同预脉冲波长的等离子体参数时空分布而言,其中最为显著的是电子温度的变化。虽然改变的是预脉冲的波长,但在预脉冲阶段,电子温度并未发生明显差异,反而在主脉冲阶段有较为明显的改变。随着预脉冲波长的增加,等离子体的最高电子温度有轻微提升,且高温羽辉的范围也有所扩大。这些数值模拟结果可以从能量吸收机制的角度来解释,预脉冲主要靠多光子电离吸收能量,但对主脉冲激光,逆韧致辐射在能量吸收机制中起主要作用。在FLASH程序中,通过逆韧致辐射(inverse bremsstrahlung, IB)频率因子 ν_{IB} 计算逆韧致辐射过程:

$$\nu_{\text{IB}} = \frac{n_e}{n_c} \nu_{e,i} \quad (7)$$

式中, n_e 是电子密度, n_c 表示临界电子密度, $\nu_{e,i}$ 是电子离子碰撞频率:

$$\nu_{e,i} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{n_c Z e^4 \ln \Lambda}{(k_B T_e)^{1/2}} \quad (8)$$

式中, m_e 是电子质量, Z 是等离子体的平均电离数, e 是电子电荷, $\ln \Lambda$ 是库仑对数, Λ 为德拜数, k_B 是玻尔兹曼常数, T_e 是电子温度。因此,逆韧致辐射系数取决于电子密度和电子温度以及激光波长:

$$\nu_{\text{IB}} = \frac{4\sqrt{2} Z e^6}{\pi^{1/2} m_e^{3/2} k_B^{3/2} c^2} \lambda^2 n_e^2 T_e^{3/2} \ln \Lambda \quad (9)$$

式中, c 是真空中波速, λ 为激光的波长。

从(9)式可以看出,逆韧致辐射系数随着激光波长、电子密度和电子温度的增大而增大,在本文中,就主脉冲峰值时刻而言,图5所示的预脉冲波长、电子温度及电子密度均高于其它方案,因此 ν_{IB} 系数越大,预等离子体对主脉冲的能量吸收率也越大,解释了图5~图7中双脉冲激光等离子体参数随预脉冲波长的变化规律。

2.3 烧蚀质量

共线双脉冲激光诱导等离子体必须考虑激光对靶材的烧蚀效果,尤其是主脉冲对靶材的再加热效果。本节中通过研究靶材及其附近质量密度的变化来探索不同的预脉冲波长下靶材的烧蚀情况。预脉冲波长为 1064nm 时,质量密度分布如图 8a 所示。初期,预脉冲烧蚀铝靶材表面,少量靶材飞溅,同时产生的冲击波挤压靶材到更高的质量密度。在主脉冲峰值时刻,膨胀的等离子体产生压力将一部分烧蚀材料推向靶材,融化的靶材质量密度再次升高。激光辐照结束后,在热传导的作用下,高温的等离子体持续融化靶材。预脉冲波长变短后,波长为 530nm 时的靶材质量密度分布图如图 8b 所示。当预脉冲波长为 266nm 时,情况发生了明显变化(见图 8c),预脉冲作用于铝靶材的融化效果大于冲击波的压缩能力,靶材的质量密度 ρ (单位为 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 初步下降,当主脉冲抵达时,靶材质量密度进一步降低形成铝蒸气。

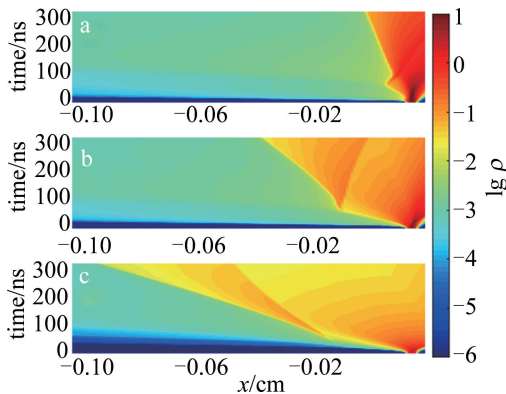


Fig. 8 Mass density distribution of target material at different pre-pulse wavelengths

a—1064nm b—530nm c—266nm

尽管预脉冲波长影响烧蚀出的靶材质量,但预脉冲激光创造的等离子体屏障才是影响主脉冲与靶材能量耦合效率的重要因素。因此,计算出 36ns 时激光能量沉积的空间位置。如图 9 所示,预脉冲波长为 266nm 时,激光能量沉积在靠近靶面的位置相对强烈,而预脉冲波长为 1064nm 时,激光能量沉积的峰值位置在远离靶面的同时,强度降低到前者的约 1/4。分析可知:长的预脉冲波长,压缩靶材的同时部分靶材产生飞溅,远离靶材表面的电子密度临界面对主脉冲产生屏蔽效应,则主脉冲主要与预烧蚀的等离子体相互作用,从而导致等离子体的温度提高;短的预脉冲波长,等离子体电子密度临界面靠近靶材表面,主脉冲可以通过热传导与靶材进行较高效的能量耦合,靶材吸收了部分能量进一步融化,因此远离靶面的等离子体

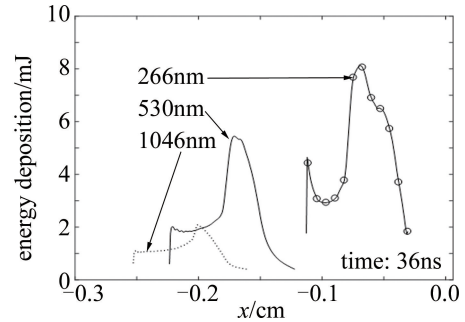


Fig. 9 Spatial distribution of laser energy deposition at different pre-pulse wavelengths

的电子温度相对降低。

3 结论

使用 FLASH 程序包模拟了一维纳秒组合双脉冲激光辐射铝靶材的演化过程。研究发现,组合脉冲的预主脉冲延迟应低于 100ns,以保障主脉冲的再加热效应。通过电子密度、电子温度的时空变化确定了逆韧致辐射在能量吸收机制中的主导地位:预脉冲波长越长,等离子体有较高的电子温度和范围更大的羽辉。从电子密度时空分布图可看出,预等离子体的屏障作用对主脉冲的再加热效果具有重要影响:预脉冲波长越长,预等离子体电子临界密度越低,等离子体屏蔽效应越强且位置越远离靶面。通过计算烧蚀质量发现:长的预脉冲波长,因为较强的屏蔽效应减弱了主脉冲与靶材的耦合效率,故靶材的融化效果较差。

参考文献

- [1] HAO X J, SUN Y K. Simultaneous detection of multi-elements in coal based on laser-induced breakdown spectroscopy [J]. *Laser Technology*, 2020, 44(1): 119-124(in Chinese).
- [2] EASON R W. Pulsed laser deposition of thin films: Applications-led growth of functional materials [M]. New York, USA: John Wiley and Sons Inc, 2006: 368-382.
- [3] ZHANG Y, ZHANG D, WU J, *et al.* A thermal model for nanosecond pulsed laser ablation of aluminum [J]. *AIP Advances*, 2017, 7(7): 075010.
- [4] ZHANG P B, QIN Y, ZHAO J J, *et al.* Two-dimensional numerical simulation of nanosecond laser-ablation of aluminum material by nanosecond laser pulse [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(10): 7120-7128(in Chinese).
- [5] KNIGHT A K, SCHERBARTH N L, CREMERS D A, *et al.* Characterization of laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) for application to space exploration [J]. *Applied Spectroscopy*, 2000, 54(3): 331-340.
- [6] PHIPPS C R, LUKE J R, MCDUFF G G, *et al.* Laser-ablation-powered mini-thruster [J]. *Proceedings of the SPIE*, 2002, 4760: 833-842.
- [7] ZHANG J, SUGIOKA K, WADA S, *et al.* Dual-beam ablation of fused quartz using 266nm and VUV lasers with different delay-times

- [J]. *Applied Physics*, 1997, A64(5): 477-481.
- [8] BARTHÉLEMY O, MARGOT J, CHAKER M, *et al.* Influence of the laser parameters on the space and time characteristics of an aluminum laser-induced plasma [J]. *Spectrochimica Acta*, 2005, B60(7/8): 905-914.
- [9] SHAIKH N M, HAFEEZ S, RASHID B, *et al.* Spectroscopic studies of laser induced aluminum plasma using fundamental, second and third harmonics of a Nd:YAG laser [J]. *The European Physical Journal*, 2007, D44(2): 371-379.
- [10] DROGOF B L, MARGOT J, VIDAL F, *et al.* Influence of the laser pulse duration on laser-produced plasma properties [J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2004, 13(2): 223-230.
- [11] DIWAKAR P K, HARILAL S S, FREEMAN J R, *et al.* Role of laser pre-pulse wavelength and inter-pulse delay on signal enhancement in collinear double-pulse laser-induced breakdown spectroscopy [J]. *Spectrochimica Acta*, 2013, B87: 65-73.
- [12] JAFARABADI M A, MAHDIEH M H. Investigation of phase explosion in aluminum induced by nanosecond double pulse technique [J]. *Applied Surface Science*, 2015, 346: 263-269.
- [13] SCAFFIDI J, PENDER J, PEARMAN W, *et al.* Dual-pulse laser-induced breakdown spectroscopy with combinations of femtosecond and nanosecond laser pulses [J]. *Applied Optics*, 2003, 42(30): 6099-6106.
- [14] de GIACOMO A, DELL'AGLIO M, BRUNO D, *et al.* Experimental and theoretical comparison of single-pulse and double-pulse laser induced breakdown spectroscopy on metallic samples [J]. *Spectrochimica Acta*, 2008, B63(7): 805-816.
- [15] BENEDETTI P A, CRISTOFORETTI G, LEGNAIOLI S, *et al.* Effect of laser pulse energies in laser induced breakdown spectroscopy in double-pulse configuration [J]. *Spectrochimica Acta*, 2005, B60(11): 1392-1401.
- [16] AMOUYE F A, FÖRSTER D J, GHORBANFEKR H, *et al.* Atomistic simulation of ultra-short pulsed laser ablation of metals with single and double pulses: An investigation of the re-deposition phenomenon [J]. *Applied Surface Science*, 2021, 537: 147775.
- [17] POVARNITSYN M E, FOKIN V B, LEVASHOV P R, *et al.* Molecular dynamics simulation of subpicosecond double-pulse laser ablation of metals [J]. *Physical Review*, 2015, B92(17): 174104.
- [18] ORBAN C, FATENEJAD M, CHAWLA S, *et al.* A radiation-hydrodynamics code comparison for laser-produced plasmas: FLASH versus HYDRA and the results of validation experiments [J/OL]. (2013-06-07)[2021-09-23]. <https://arxiv.org/abs/1306.1584>.
- [19] WHITE J B S. Opening the extreme ultraviolet lithography source bottleneck developing a 13.5-nm laser-produced plasma source for the semiconductor industry [D]. Dublin, Ireland: University College Dublin, 2006: 158-169.
- [20] BOGAERTS A, CHEN Z, AUTRIQUE D. Double pulse laser ablation and laser induced breakdown spectroscopy: A modeling investigation [J]. *Spectrochimica Acta*, 2008, B63(7): 746-754.
- [21] MAO X, ZENG X, WEN S B, *et al.* Time-resolved plasma properties for double pulsed laser-induced breakdown spectroscopy of silicon [J]. *Spectrochimica Acta*, 2005, B60(7): 960-967.
- [22] YIN P Q, WANG X B, WU Y X, *et al.* Experimental study on water droplet plasma induced by pulse Nd:YAG laser [J]. *Laser Technology*, 2020, 44(6): 726-731 (in Chinese).