

## 激光与光电子学进展

## 激光冲击强化中的激光变量——研究进展和拓展空间

周罗贤, 朱成禹\*, 远航, 吕志伟

哈尔滨工业大学可调谐(气体)激光技术国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150080

**摘要** 在激光冲击强化(LSP)技术中,作为冲击载荷的驱动源头和能量来源,激光脉冲参数的不同选取决定着激光吸收机制取向、能量沉积程度乃至等离子体爆炸行为规律的差异,进而对冲击载荷形态特征和材料表面强化效果产生重要的决定作用。本文对目前LSP技术中涉及各类激光参数在激光驱动冲击效应中的作用机理、影响规律,以及在工艺配给上的研究和认知现状进行了综述。针对激光时域结构在决定等离子体膨胀行为和冲击载荷特征中的重要性,以及目前LSP普遍采用调Q激光器高斯时间波形的技术现状展开评述,并指出通过优化激光脉冲时域结构来提升光能向机械能的转换效率,或通过调节激光时域参数来实现精准操控冲击载荷特征具有可能性。

**关键词** 激光技术; 激光冲击强化; 表面处理; 激光诱导冲击波; 激光时域结构

中图分类号 TG665

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP230783

## Laser Parameters in Laser Shock Processing: Research Progress and Prospect

Zhou Luoxian, Zhu Chengyu\*, Yuan Hang, Lü Zhiwei

National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology,  
Harbin 150080, Heilongjiang, China

**Abstract** In laser shock processing (LSP) technology, as the driving source and energy source of shock loads, the different selection of laser pulse parameters determines the laser absorption mechanism, energy deposition, and even the plasma explosion behavior. This plays an important role in determining the morphological characteristics of shock loads and the surface strengthening effect of materials. This paper provides a review of the mechanisms and influencing laws of various laser parameters involved in LSP technology in laser driven shock effects, as well as the current research and cognitive status in process allocation. The importance of laser time profile in plasma explosion behavior and shock loading characteristics is reviewed, as well as the current status that Gaussian-like profiles that output from Q-switched laser is commonly used in LSP. It also points out that optimizing the laser time profile can improve the conversion efficiency of laser energy to mechanical energy. And it is possible that shock load characteristics can be accurately manipulated by adjusting laser time profiles.

**Key words** laser technique; laser shock processing; surface treatment; laser induced shock wave; laser time profiles

## 1 引言

激光冲击强化(LSP)技术利用高功率脉冲激光诱导靶面等离子体爆炸,在约束层介质的限制下对靶体构成GPa量级的冲击载荷<sup>[1]</sup>,突破靶材屈服强度,形成数百微米至毫米深度的存留残余压应力的塑性变形层,由此提升靶材表层硬度和抗疲劳寿命<sup>[2-4]</sup>。LSP作为一种新兴的激光极端制造技术,在航空技术、核工业等尖端领域已崭露头角,显示出巨大的性能优势和应用潜力,近年来又在超精密加工领域发展了超短激光

LSP新分支,研究热度持续提升<sup>[5]</sup>。针对传统意义上的大表面积工件、大强化层深需求的应用(如飞机蒙皮、舰船甲板、重型燃气轮机等)来说<sup>[2-3]</sup>,为了实现LSP高能效的规模化工业应用,除了要突破能以大光斑和重复频率稳定运行的大能量激光器技术之外,还必须要突破高度建立在激光等离子体作用机理和激光冲击波科学规律基础之上的LSP调控技术,以实现冲击载荷时空形态的精准操控,以及光能向机械能高效率地转换利用。

截至目前,学界从力学和材料学的角度出发,已在

收稿日期: 2023-03-07; 修回日期: 2023-04-19; 录用日期: 2023-04-28; 网络首发日期: 2023-05-08

基金项目: 国家自然科学基金(61622501)

通信作者: \*zhuchy@hit.edu.cn

LSP 材料微观组织变化、使役性能提升等方面取得了大量研究进步<sup>[2-3, 6]</sup>。但对于冲击载荷的驱动源头——激光脉冲,其在诱导等离子体爆炸冲击过程中的作用机理和规律的讨论,大多还仅限于激光功率密度、脉冲整体宽度、激光波长和辐照面积等少数参数属性上<sup>[7-9]</sup>,对于激光时域、空域和频域形态细节对冲击载荷特征和激光能效的潜在影响甚至决定作用上的研究尚为不足,缺乏主动设计、构造或改造激光脉冲时空结构去获取期望载荷特征,或提升激光能效的尝试。面对 LSP 应用现状,为了提升冲击载荷,仍一味依赖于不断对激光器“堆规模,提能量”,以及不断打磨约束层、烧蚀层等靶面工艺的局面<sup>[5, 7]</sup>,深入开展更为丰富的激光变量研究已显得十分重要。尤其对于靶体条件已确定或不可控,以及激光器输出能量受限的应用场景,此研究更加具有意义。

本文对激光参数条件在驱动冲击波机理和规律等方面的研究现状展开综述,剖析目前已获得的研究结果及其间尚存在的问题,从激光时域特性的角度出发,实现调控冲击载荷特征或提升冲击强化效果的潜在研究空间。

## 2 激光冲击强化的物理图像

激光冲击强化的基本结构如图 1 所示,高功率( $\text{GW}/\text{cm}^2$ )激光脉冲通过透明的约束层后被烧蚀层吸收,产生等离子体,等离子体快速膨胀所形成的冲击波传输至靶材体内,从而改变靶材的结构与性能。其中,烧蚀层材料被用于初始等离子体的产生并隔离激光辐照对靶件的温度提升,约束层限制激光诱导等离子体的膨胀用以提升激光诱导冲击波的峰值压力和作用时间。

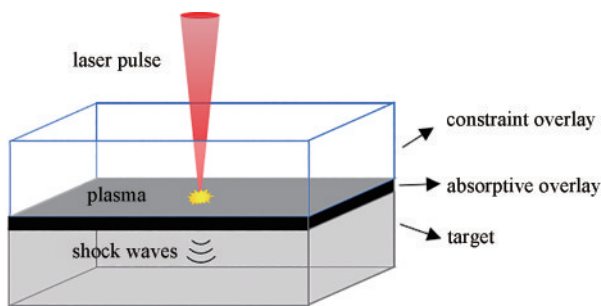


图 1 激光冲击强化基本结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of basic structure of laser shock processing

由于烧蚀层材料的热隔离作用,激光冲击强化后靶材性能的提升主要来源于冲击波传播过程中产生的力学效应。而作为机械能载体的激光诱导冲击波来源于激光诱导等离子体对外的快速膨胀,等离子体的扩张行为将直接影响冲击波的时域结构和峰值压力。等离子体的扩张行为除了约束层材料的限制作用外,还受限于激光与烧蚀层材料以及激光与等离子体的相互

作用过程。因此,激光脉冲的各种参数属性在烧蚀层材料击穿、等离子体产生和等离子体吸收能量等过程中具有重要的决定作用。

## 3 激光参数对冲击载荷特征的影响机理及相关研究

### 3.1 激光功率密度与冲击波峰值压力

在人们对激光驱动冲击效应的研究中,激光功率密度是最早与压力波幅值建立联系的参数。当然,纳秒级激光脉冲烧蚀材料过程中的最大压力还与束缚等离子体发展的约束环境密切相关。

真空条件下,高功率密度脉冲激光烧蚀金属材料在靶面产生的压力  $P$  由烧蚀产物的密度  $\rho_a$ 、声速  $c_a$ 、绝热系数  $\gamma$  和马赫数  $M$  决定<sup>[10]</sup>,表达式为

$$P = \left[ (1 + \gamma M^2) / \gamma \right] \rho_a c_a^2. \quad (1)$$

当烧蚀产物中的电子密度达到临界电子密度  $n_{ec}$  时,入射激光被烧蚀物完全吸收,烧蚀产物的密度达到临界值  $\rho_c$ ,靶面处达到最大压力<sup>[10]</sup>,表达式为

$$P_c = \left( \frac{1 + \gamma M^2}{\gamma \xi^{2/3}} \right) \rho_c^{1/3} I^{2/3}, \quad (2)$$

式中:  $\xi = M(M^2 + 3)/2$ ;  $I$  为入射激光功率密度。

在气体约束条件下,约束层气体成分影响等离子体的产生过程<sup>[11]</sup>。Ma 等<sup>[12]</sup>通过实验观测到了环境气体对等离子体的软约束,在等离子体发展过程中环境气体会渗透进入等离子体中心。不过 Shiva 等<sup>[13]</sup>的研究表明,如果环境气体在等离子体产生和发展过程中不涉及化学反应,则用理想气体模型描述等离子体的流体运动是合理的。等离子体的物态模型对描述等离子体和冲击波的特性具有重要影响。采用球面波近似模型,根据等熵非定常流动的守恒方程,可以获得气体环境中激光支持爆轰波对金属表面造成的压力<sup>[14]</sup>,表达式为

$$P = \frac{[2(\gamma^2 - 1)]^{2/3} \gamma^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\gamma + 1} \rho^{1/3} I^{2/3}, \quad (3)$$

式中:  $\gamma$  为等离子体的绝热系数;  $\rho$  为环境气体密度;  $I$  为入射激光功率密度。

在刚性材料约束条件下, Fabbro 等<sup>[15]</sup>给出激光诱导冲击波峰值压力的理论公式

$$P(\text{GPa}) = 0.01 \left( \frac{\alpha}{2\alpha + 3} \right)^{1/2} Z^{1/2} [g / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})] I^{1/2} (\text{GW}/\text{cm}^2), \quad (4)$$

式中:  $\alpha$  是等离子体中热能占据内能的比例,其值约为 0.1~0.5,与入射激光的波长相关<sup>[16]</sup>;  $\frac{2}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}$ ,  $Z_1$  和  $Z_2$  分别为靶材和约束层的冲击阻抗,  $Z$  为复合阻抗。不过值得注意的是,此计算结果基于等离子体的一维扩展假设,对于三维扩展情况,需要进行部分

修正<sup>[17]</sup>。

在液体材料约束条件下,与气体和刚性介质之间最显著的差异是液态约束层在激光沉积过程中的相变难以忽略,从而导致计算时很难对液态材料的性质进行恰当的简化。Zhai等<sup>[18]</sup>采用凝聚态模型,计算了液体约束条件下冲击波的峰值压力,表达式为

$$P = \left( \frac{2\alpha}{2\alpha + 3} \right)^{2/3} (A_1 + A_2)^{-2/3} I^{2/3}, \quad (5)$$

式中:  $A_i = [2\beta_i / (\gamma_i + 1)]^{1/2} \rho_{i0}^{-1/2}$ ,  $\beta_i = 1 - c_{i0}^2 / D_i^2$ , 下标  $i = 1, 2$  分别代表靶材和约束层,  $\gamma$ 、 $\rho_0$ 、 $c_0$ 、 $D$  分别为对应材料的绝热指数、初始密度、初始声速和冲击波速度。空化现象是较厚液体约束层(通常大于 mm 量级)应用于冲击强化时会出现的独特现象,将导致冲击波的二次发射。空化气泡所蕴含的能量大约是脉冲注入能量的 10%<sup>[19]</sup>,而冲击波二次发射的时间间隔通常为百微秒量级<sup>[20]</sup>。

以上理论模型均给出了冲击波峰值压力与激光注入功率密度之间的关联关系:冲击波峰值压力与固定指数项的功率密度成正比,其系数则与约束层与靶材的物理特性相关。其中,Fabro模型所给出的式(4)在冲击强化领域得到广泛认可和使用<sup>[5, 21]</sup>。Berthe等<sup>[22-23]</sup>的实验结果论证了压力随功率密度的 1/2 指数增长规律。Fairand等<sup>[24]</sup>的实验证实了冲击波的峰值压力随约束层阻抗的增加而增加,但是其增长趋势弱于Fabro模型的预测。此外,Nguyen等<sup>[25]</sup>也在实验中证明了液体的声阻抗会显著影响激光诱导冲击波的强度。

此外,烧蚀层的材料也会对激光诱导冲击波的峰值压力造成影响。通常而言,高吸收率、低热导率和低气化温度的材料更容易诱导高压冲击波<sup>[26]</sup>,因为其能够更加快速地沉积激光能量并形成高压等离子体。但是,吸收层材料对冲击波压力的增幅效益在激光峰值功率密度较高时逐渐失效<sup>[24]</sup>。这可能归因于高能量激光注入条件下,产生初始等离子体所消耗的激光能量比例逐渐下降,等离子体产生过程所造成的影响逐渐消失。

### 3.2 激光脉冲宽度与等离子体行为

调Q激光器出射的纳秒级激光脉冲是最早应用于激光冲击强化领域的激光源。近年来,皮秒级和飞秒级脉冲激光器逐渐进入冲击强化领域。由于电介质材料的电子冷却时间和晶格冷却时间分别为 100 fs 和 10 ps 时间量级<sup>[27]</sup>,在飞秒激光烧蚀过程中,烧蚀材料直接由固态转化为等离子体态,不涉及材料中的热传导过程。纳秒激光烧蚀的固体材料经历先熔融后气化最终转换成等离子体态的过程,热传导过程在等离子体形成过程中占据主导地位。而皮秒激光脉冲作用时,烧蚀材料的表层直接转换成等离子体,体内则存在与热传导相关的熔融过程<sup>[28]</sup>。

对于初始等离子体的产生,雪崩电离是纳秒激光脉冲冲击穿烧蚀层材料的主要机制,而对于皮秒级或飞秒级激光脉冲,多光子电离是导致击穿的主要机制<sup>[29]</sup>。Stuart等<sup>[30]</sup>通过实验探讨了脉冲宽度 140 fs~1 ns 范围内 1053 nm 激光击穿金反射镜表面的阈值,发现脉冲宽度小于 10 ps 的脉冲诱导表面损伤的能量密度阈值为恒定值(0.6 J/cm<sup>2</sup>),而大于 10 ps 的激光脉冲的能量密度阈值遵循  $\tau^{1/2}$  比例关系(如图 2 所示,  $\tau$  为激光脉冲宽度)。

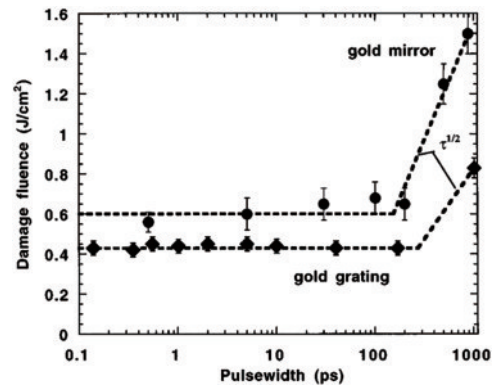


图2 金镜与金光栅的损伤阈值对脉冲宽度的依赖性<sup>[30]</sup>  
Fig. 2 Pulse-width dependence of damage threshold of a gold grating and a gold mirror<sup>[30]</sup>

初始等离子体产生后,继续吸收激光的后续能量直至激光脉冲结束,从而等离子体寿命以及伴随等离子体扩展而产生的应力波的持续时间均与激光脉冲的持续时间相关。关于激光诱导冲击波和激光能量时间注入之间的关联,Fabro等<sup>[15]</sup>利用能量守恒给出了一个简单的模型,但是此模型中对等离子体参数的人为假设,降低了其估计应力波时域波形的准确度。Bovid等<sup>[31]</sup>利用光子多普勒测速仪,测量了水约束条件下纳秒激光脉冲导致的应力波,发现应力波的加载时间约为激光脉冲持续时间的 2~4 倍,而应力波的上升时间几乎保持恒定。

根据弹塑性体假设,应力波在材料体内导致的塑性影响深度与激光脉冲宽度具有准线性关系<sup>[32]</sup>。表 1 列出了部分不锈钢材料被不同激光参数冲击后的塑性影响深度。由于实验条件并非完全一致,影响深度总体呈现出短脉冲激光影响深度浅而长脉冲激光影响深度深的趋势,但并未表现出与理论所预计的准线性关系。这也反映了激光冲击强化领域中对不同实验小组的实验数据进行纵向对比的困难。

根据表 1 的数据同时可以发现激光冲击强化研究领域,激光参数的大范围跨度:飞秒激光脉冲的输出能量较低,但是通过透镜聚焦将光斑尺寸缩小至微米量级,可以在加工表面获得 TW/cm<sup>2</sup> 级别的功率密度;纳秒级激光脉冲具有较大的输出能量,通常选用毫米级的聚焦光斑,功率密度多为 GW/cm<sup>2</sup> 级别;皮秒激光则处于飞秒和纳秒的分界处,参数选择灵活,波动范围

表 1 不锈钢冲击强化中激光参数的影响

Table 1 Effect of laser parameters on stainless steel in LSP

Year	2021	2009	2011	2020	1990	1999	2020	2004
Pulse width	100 fs	191 fs	200 fs	2 ps	150 ps	600 ps	5 ns	10 ns
Intensity / (TW/cm <sup>2</sup> )	8 × 10 <sup>3</sup>	12–55	79	637	1.7	2.4	2.5 × 10 <sup>-3</sup>	5.5 × 10 <sup>-3</sup>
Spot size /μm	29	40 × 80	122.8	10	100	3 × 10 <sup>3</sup>	4 × 10 <sup>3</sup>	7 × 10 <sup>3</sup>
Wavelength /μm	0.8	0.8	0.755	0.8	1.06	1.054	1.064	1.06
Ebergy /mJ	—	0.07–0.34	0.6	1	20	10 <sup>5</sup>	1.6 × 10 <sup>3</sup>	4 × 10 <sup>4</sup>
Matriial type	ANSI 304 stainless steel	SUS 304 stainless steel	Low carbon steel	316 steel, 316L steel	Maraging steel	Low carbon steel	316L steel	Rolling steel 100Cr6
Constrained environment	—	Water	Water	—	Water	Vacuum	—	Water
Hardness improvement /%	20	20–100	9.30	24,18	—	80	—	10
Influence depth /μm	—	80	—	—	50	100	652	400
Reference	[36]	[37]	[38]	[39]	[40]	[41]	[42]	[43]

极大。由于激光脉冲的宽度与强化层的厚度密切相关,超短(飞秒和皮秒)激光冲击强化倾向被应用于精密微小结构的强化加工<sup>[33]</sup>,而纳秒级激光冲击强化更多地被应用于较大体积结构件的加工。对激光冲击强化的行为和物理模型进行分析时,需根据激光脉冲的宽度进行分类讨论。

由约束层击穿而导致的寄生等离子体会阻止激光能量耦合至靶材表面,从而限制了靶面处压力可以达到的最大值并缩短冲击波的时间宽度<sup>[22]</sup>。Vogel等<sup>[34]</sup>的实验结果表明,在长脉冲条件下,寄生等离子体更容易产生,短脉冲激光能够获得更高的饱和冲击压力,但是,当脉冲宽度降低到皮秒量级时,激光能量转换为机械能的比例降低。在流体力学模拟结果中,相同峰值通量的 2 ps 激光脉冲所产生的冲击波强度比 50 fs 脉冲更强<sup>[35]</sup>。

等离子体屏蔽效应是高功率激光与等离子体相互作用过程中另一个容易出现的现象,但是关于其对冲击强化过程产生何种影响的讨论较少。Shannon等<sup>[11]</sup>探讨了皮秒和纳秒脉冲入射时,环境气体对金属等离子体屏蔽效应的影响。结果发现:纳秒脉冲激光导致的等离子体屏蔽主要来源于金属靶面喷射粒子碰撞所构成的自感碰撞区,周围气体环境的影响很小;皮秒激光脉冲导致的等离子体屏蔽主要来源于周围气体的电离,气体压力和电离势的影响很大。

### 3.3 激光波长与等离子体的产生和能量吸收

激光波长对激光诱导冲击波的影响,通过等离子体产生和等离子体能量吸收两个过程体现。

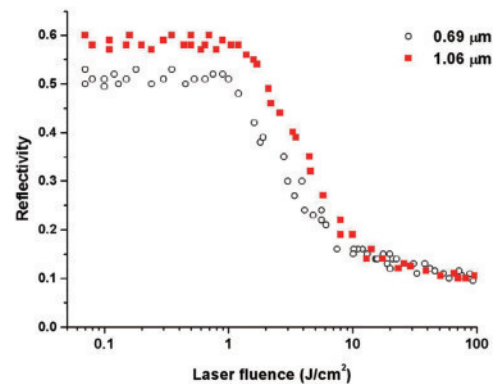
首先考虑激光波长对等离子体产生的影响。金属表面的反射率与波长有关,根据 Fresnel 和 Drude 方程,金属材料的反射率  $R$  与激光角频率  $\omega$ <sup>[44]</sup> 之间的关

系可表示为

$$\begin{cases} R = \left| \frac{\epsilon^{1/2} - 1}{\epsilon^{1/2} + 1} \right|^2 \\ \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu_{\text{eff}})} \end{cases}, \quad (6)$$

式中:  $i$  是虚数单位;  $\epsilon$  是金属材料的复介电常数;  $\omega_p$  是金属的等离子体频率;  $\nu_{\text{eff}}$  是有效碰撞频率。

Benavides 利用曲面反射镜对比了不同波长激光(脉冲宽度 50 ns)入射条件下的钛金属表面反射率。在低通量入射条件下,金属对激光的反射具有波长依赖性,当等离子体产生后(实验中功率密度范围 0.2~2 GW/cm<sup>2</sup>),金属表面对激光的反射率趋于一致(图 3)。激光通量大于 10 J/cm<sup>2</sup> 后,金属的反射率不具备波长依赖性,表明等离子体对激光的总体吸收与波长无关。根据图 3 中反射曲线开始下降位置,0.69 μm 波段在相对较低的激光通量处开始下降,表明短波长

图 3 钛金属表面反射率的波长依赖性<sup>[44]</sup>Fig. 3 Dependence of reflectivity of titanium on wavelength<sup>[44]</sup>

激光更有利于初始等离子体的产生。此现象可以归因于固体金属材料对短波长激光的吸收率更高,固体金属材料更容易气化并电离。而在高通量条件下,金属表面反射率的波长依赖性消失,Benavides 等<sup>[44]</sup>推测是由于金属表面等离子体的影响,金属表面反射率同时受控于表面处等离子体和表层金属材料对入射激光能量的吸收,而等离子体对激光的逆韧致吸收率随着激光波长的增加而增加,与表层吸收效率的波长依赖性截然相反。由于两种影响的相互抵消,金属表面反射率在高通量注入条件下的波长依赖性消失。

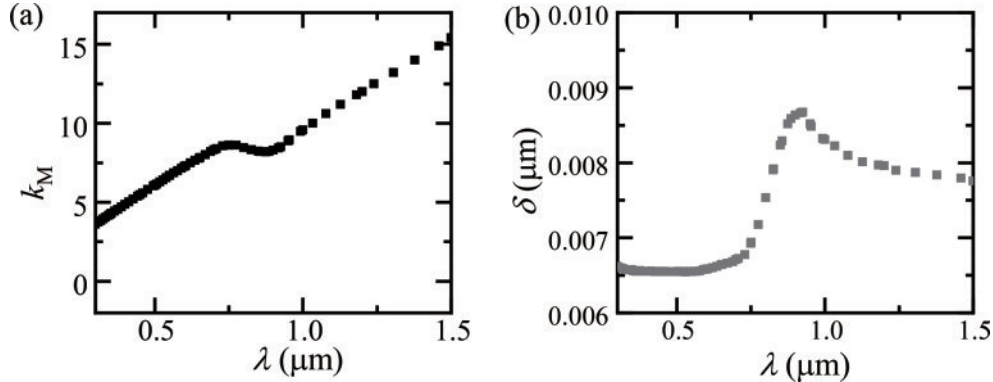


图 4 铝的光学特性的波长依赖性<sup>[47]</sup>。(a)消光系数  $k_M$ ; (b)趋肤深度  $\delta$

Fig. 4 Dependence of optical properties of aluminum on wavelength<sup>[47]</sup>. (a) Extinction coefficient  $k_M$ ; (b) skin depth  $\delta$

趋肤深度范围内的材料被激光加热电离后持续吸收后续激光能量,涉及等离子体与激光相互作用过程。等离子体对纳秒脉冲激光的吸收以逆韧致吸收过程为主,逆韧致吸收系数与波长的立方成正比<sup>[48]</sup>,而等离子体的电子临界密度与激光波长的平方成反比<sup>[49]</sup>。长波长激光更易被等离子体吸收同时具有更低的电子临界密度,表明长波长激光更易构建临界等离子体屏蔽激光能量对靶面的烧蚀,从而将更大比例的激光能量用于等离子体加热而非熔融烧蚀层。根据 Fabbro 模型<sup>[15]</sup>,将等离子体视为理想气体,其内部压力与等离子体热能成正比。由此而言,长波长激光更有利于产生更强的激光诱导应力波。

Heya 等<sup>[16]</sup>通过仿真分析了激光波长对激光诱导等离子体热能与入射激光能量之间比率的影响,结果如图 5 所示。对于 5 ns 激光脉冲,激光诱导等离子体的热能比率几乎与功率密度无关,1064 nm 和 355 nm 的热能比率区间分别约为 0.15~0.20 和 0.23~0.26,不过随着功率密度和脉冲宽度的增加,1064 nm 激光诱导等离子体的热能比率明显提升。

Berthe 等<sup>[23]</sup>则测量了 0.355  $\mu\text{m}$  和 0.532  $\mu\text{m}$  激光入射导致的最大压力与激光功率密度的关联曲线(脉冲半峰全宽为 25~30 ns),并与文献报道中 1.064  $\mu\text{m}$  条件的数据进行对比,结果如图 6 所示。图 6 中的曲线为利用 Fabbro 压力公式绘制的拟合线,拟合参数  $\alpha$  代表等离子体内能中热能的占比。所有波长条件下,激

在激光抵达金属材料趋肤深度的距离内,部分激光能量被金属吸收转换为热能<sup>[45]</sup>。趋肤深度  $\delta$  与激光波长  $\lambda$ <sup>[46]</sup>之间的关系为

$$\delta = \frac{\lambda}{4\pi k_M}, \quad (7)$$

式中:  $k_M$  是金属的消光系数。需要注意的是,金属的消光系数也是波长的函数。图 4(a)展示了 0.3~1.5  $\mu\text{m}$  波段内铝金属消光系数随波长的变化,图 4(b)则根据式(7)绘制了此波段内的趋肤深度。一般认为金属对激光的吸收以及金属等离子体的起源均来源于趋肤深度的金属。

光功率密度到达某特定值后最大压力出现饱和,这是由于寄生等离子体的出现阻止了靶面处等离子体对激光能量的吸收。

总而言之,短波长激光更容易激发初始等离子体,同时也更容易产生寄生等离子体,长波长激光则更有利于通过逆韧致吸收将激光能量用于等离子体加热。在较低功率密度和较短的脉冲宽度条件下,短波长激光更有利于产生峰值压力的应力波,反之,长波长激光优势更大。

### 3.4 其他激光辐照参数与冲击强化效果

脉冲宽度和功率密度可以确定一个形状固定的激光脉冲。但是,在冲击强化加工过程中还需考虑激光光斑尺寸<sup>[17]</sup>、光斑搭接率<sup>[50]</sup>和光斑形状<sup>[51]</sup>等工艺参数对冲击强化效果的影响。

激光冲击强化发展早期所使用的激光系统为纳秒级调 Q 激光器,具有较高的激光能量输出(100~500 J),但是较低的工作频率(发次间隔大于 10 min)限制了其效率<sup>[52-53]</sup>。后来研究发现,缩小激光光斑尺寸(由初始的 5~10 mm 直径缩小至 1~2 mm 直径)可以在较低能量下获得材料性能的提升<sup>[54]</sup>,并且可以通过高工作频率弥补小冲击光斑的不足。缩小光斑带来的一个缺陷是等离子体的侧向泄漏,会缩短压力的持续时间<sup>[17]</sup>。Petan 等<sup>[55]</sup>的实验结果表明,缩小激光光斑的尺寸将减少残余应力的深度。

小光斑冲击强化中,光斑的搭接率是加工中一个

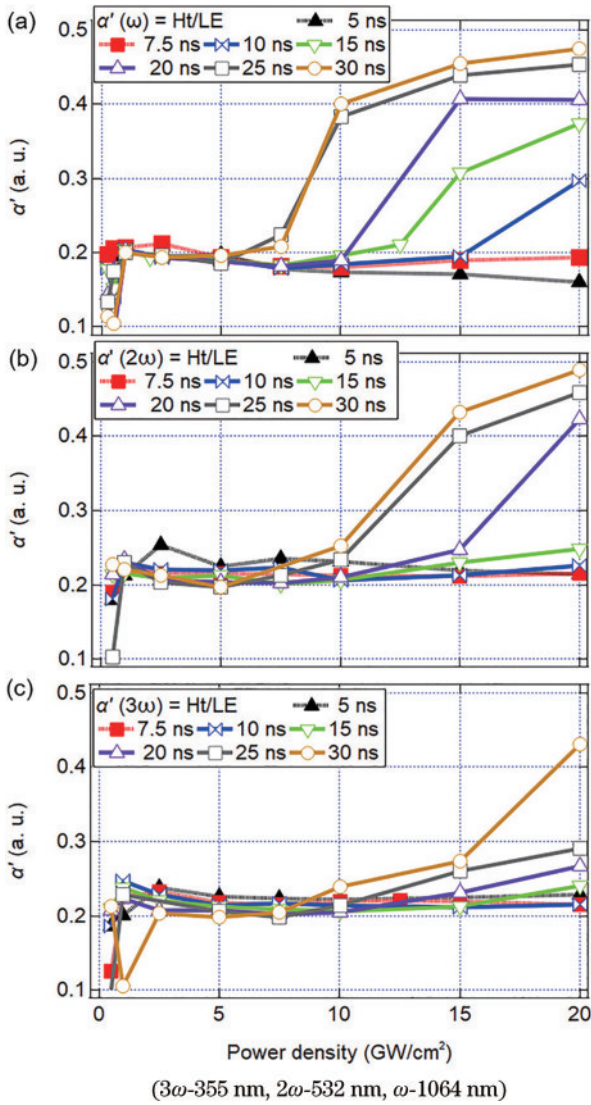


图 5 等离子体热能与激光能量比  $\alpha'$  与功率密度和脉冲宽度的关系<sup>[16]</sup>

Fig. 5 Dependences of ratio of plasma thermal energy to laser energy  $\alpha'$  on power density and pulse width<sup>[16]</sup>

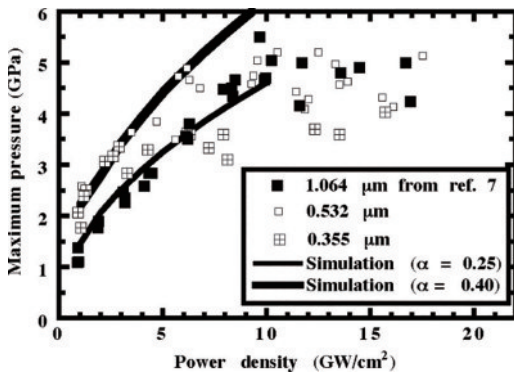


图 6 波长对最大压力与功率密度曲线的影响(脉冲宽度为 25~30 ns)<sup>[23]</sup>

Fig. 6 Effect of wavelength on the curve of maximum pressure and power density (pulse width is 25~30 ns)<sup>[23]</sup>

至关重要的参数,搭接率对材料表面轮廓、残余应力分布以及材料的疲劳性能均存在影响<sup>[42, 50, 55-57]</sup>。Shen

等<sup>[56]</sup>对比了 33%、50% 和 67% 三个不同搭接率下,激光冲击 TC4 合金的残余应力分布。结果发现,残余应力的表面幅值和深度均与搭接率成正比。Prabhakaran 等<sup>[57]</sup>则是对比了 65%、75% 和 85% 三个不同搭接率,对于激光冲击后的不锈钢材料,75% 搭接率所导致的残余应力幅值和深度最高。结合 Shen 与 Prabhakaran 的研究结果可以发现,在激光冲击强化过程中,激光光斑的搭接率存在最优值的参数。相较于实验测量,利用有限元方法分析光斑搭接率对残余应力的影响更为经济便捷。采用有限元分析对激光冲击加工的参数进行优化选择是参数优化的可行方案<sup>[8, 42]</sup>,但是对于如何准确描述激光加载于材料表面的应力还有待研究。

光斑形状对冲击强化效果的影响主要考虑光斑边缘处反射的冲击波。在冲击强化过程中,当激光强度超过某一阈值时,冲击区域中心位置处的残余应力将低于周围区域。这种现象在实验研究和实践中普遍存在,被称为“残余应力洞”<sup>[58-60]</sup>。Hu 等<sup>[51]</sup>计算对比了圆形光斑(对称性良好)和方形光斑(对称性较差)对冲击强化后材料体内残余应力均匀性的影响,认为光斑对称性的降低有利于削弱应力传播过程中的边缘反射,从而提升残余应力的均匀性。Zhang 等<sup>[61]</sup>在实验中对比了方形光斑和圆形光斑冲击强化后导致的残余应力分布,发现圆形光斑导致了更大拉伸残余应力,佐证了圆形光斑更易产生残余应力洞的结论。此外,在大面积冲击中,光斑形状影响激光光斑覆盖冲击区域的方式。根据邹世坤等<sup>[62]</sup>的研究结果,方形光斑在大面积冲击时所需的搭接率更小,并且冲击后工件表面更光滑。

激光光斑尺寸、光斑搭接率和光斑形状等激光参数均会对冲击强化的效果产生影响。在通常使用的参数范围内对以上参数进行调整,其对冲击强化结果的影响程度不一。为考察各参数调整对冲击强化结果的影响程度,研究人员在一定范围内调整了光源参数,并对比了光源参数调整对冲击强化结果(残余应力幅值)的改变程度。但是由于各研究人员选用的参数范围并不一致,评价影响权重的标准各异,其获得的结论目前尚无法统一。

Kostina 等<sup>[63]</sup>通过实验和仿真计算对比了光斑尺寸、光斑形状、脉冲能量和光斑重叠率对残余应力分布的影响程度,发现脉冲能量造成的改变最为显著,而光斑形状的影响程度最低。Mathew 等<sup>[64]</sup>利用神经网络分析了不同冲击强化加工模式下激光打靶参数修改残余应力分布的相对权重。对于单一位点重复打靶的模式,激光功率密度的影响程度大于光斑尺寸大于冲击次数;对于大面积区域光斑偏重叠打靶的模式,光斑尺寸的影响程度大于冲击次数大于光斑搭接率。孙汝剑等<sup>[65]</sup>通过正交实验研究激光参数对残余应力分布的影响,获得了光斑搭接率影响程度大于激光能量、大于冲击次数的结论。

## 4 激光时域结构的潜在影响和研究进展

如上文所言,部分激光特征参数对冲击强化过程的影响得到了广泛关注和研究,但是对于激光时域结构的潜在影响关注甚少。虽然早在 1974 年, Fairand 等<sup>[52]</sup>便通过理论计算得到,当激光的功率密度足够高时,等离子体对激光的反射将对应力波的峰值和持续时间产生显著影响,而靶面近表面处的应力波形状与激光脉冲的时间结构密切相关。但是,由于激光烧蚀以及等离子体和激光相互作用的过程较为复杂,等离子体行为究竟如何影响靶材表面的应力加载,目前尚无统一论。下文将对激光能量时域分布结构影响等离子体行为和冲击波特性的相关研究进行讨论。

### 4.1 激光时域分布与等离子体行为

目前在激光冲击强化领域,各种类型和规模的调 Q 激光器被作为最常用的激光源来提供纳秒至数十纳秒的激光脉冲<sup>[4, 66-69]</sup>。调 Q 激光器出射的时间波形通常为高斯或近高斯形,这已成为冲击强化普遍默认采用的激光脉冲波形<sup>[21, 70-71]</sup>。在激光器的激光时间结构参数已固化的情况下,将两个激光脉冲经过一定时间延时(在等离子体冷却时间之内)后辐照至同一空间位置是修改激光能量时域分布的有效手段。通过分析前一脉冲所导致激光等离子体与后续激光脉冲之间的相互作用过程随脉冲间延时的变化是分析激光能量时域分布对等离子体行为影响的主要研究方案<sup>[72-74]</sup>,广泛应用于激光诱导荧光光谱技术领域。

Wang 等<sup>[72]</sup>的光谱实验表明,第一脉冲所造成的气体环境会影响第二脉冲所诱导的等离子体的特征,两个脉冲之间的延时比第二脉冲的能量对等离子体中谱线的自吸收影响更为重大。Singh 等<sup>[73]</sup>通过测量空气中双激光脉冲(脉冲宽度为 7 ns、波长为 532 nm、激光能量为 100 mJ + 100 mJ)所产生等离子体对激光脉冲能量的吸收率发现,第一脉冲所诱导等离子体对第二脉冲激光能量的吸收效率随着第二激光脉冲的延迟时间而存在不同的吸收特性。图 7 展示了 Singh 等<sup>[73]</sup>测量得到的等离子对第一脉冲、第二脉冲以及总体吸收能量随脉冲间延时的变化,等离子体对激光能量的吸收率可以划分为快速下降、缓慢下降以及上升恢复三个阶段。等离子膨胀导致电子密度的改变被认为是第二激光脉冲能量吸收率变化的主要原因。此结果也证明了等离子体对激光能量吸收的时序依赖性。

Favre 等<sup>[74]</sup>利用光谱测量了双皮秒激光脉冲诱导等离子体的光谱吸收率,同样发现了光谱吸收率随脉冲间隔变化的现象。与此同时, Favre 等<sup>[74]</sup>还在实验中发现了激光诱导等离子体的电离饱和效应:当等离子体中的电离度达到饱和后,后续的激光能量只会增加等离子体的电子温度而不会增加电子密度。根据 Saha 方程,激光诱导等离子体的压力随着电子温度和

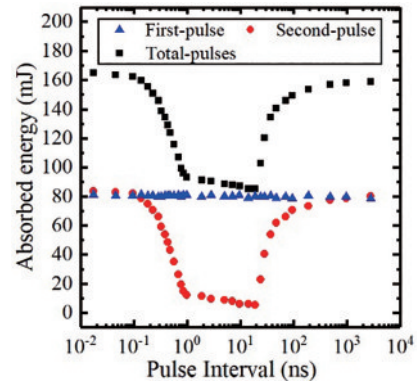


图 7 100 mJ+100 mJ 激光双脉冲的第一脉冲、第二脉冲以及整体的能量吸收<sup>[73]</sup>

Fig. 7 Absorbed energy from only first-pulse, only second-pulse, and total-pulses in 100 mJ+100 mJ laser double-pulse<sup>[73]</sup>

电子密度的增加而增加。电离饱和效应表明,当激光烧蚀等离子体中的电离度达到饱和后,后续激光能量转换机械能量的效率会降低。由此可见,调控激光能量的时域分布结构能够改变激光冲击强化过程中激光能量的利用效率。

根据以上双脉冲激光诱导等离子体的相关研究可以发现:激光脉冲能量的时间分布结构对等离子体的吸收行为存在重要影响;调控激光能量的时间注入模式具有提升激光能量利用效率的潜在能力。

### 4.2 激光时域分布与冲击波特性

双脉冲组合的形式同样被应用于激光时域特性对冲击波行为特性影响的研究分析。

Courapied 等<sup>[75]</sup>测量了组合双脉冲在水下诱导的冲击波峰值压力随脉冲延时的变化(峰值功率密度为  $2.5 \text{ GW/cm}^2 + 2.5 \text{ GW/cm}^2$ ),其测量结果如图 8 所示。当脉冲间隔小于 30 ns 时任意表面干涉仪仅能检测出单个峰值(单个峰值的峰值压力表示为图中的 P),而激光脉冲间隔大于 30 ns 后,组合双脉冲所诱导的冲击波分裂出两个独立的峰值(两个独立峰值的压力分别在图中表示为 P1 和 P2)。冲击波峰值的分裂

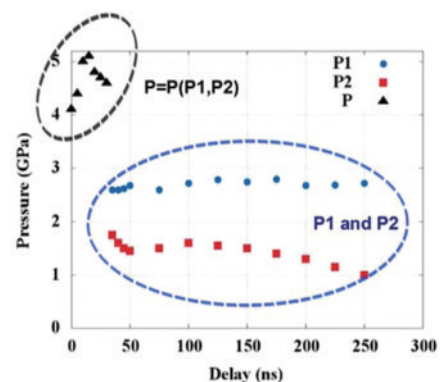


图 8 组合双脉冲导致的冲击波峰值压力随时间间隔的变化<sup>[75]</sup>

Fig. 8 Maximum pressure of the shock waves caused by combined double-pulse changes with time delay<sup>[75]</sup>

代表第二脉冲与第一脉冲所诱导的等离子体之间的关联关系变得微弱。

其中更为值得关注的是,在组合双脉冲间延时小于 30 ns 时,组合双脉冲所导致的峰值压力具有先增加后减少的趋势。表明第一脉冲所诱导等离子体将第二脉冲能量转换为机械能的效率具有最佳延时(15 ns)。同时,考虑到 Courapied 等所使用的高斯脉冲的半峰全宽为 10 ns,延时 15 ns 组合双脉冲的激光能量时域分布更接近一个双峰的马鞍形分布。Courapied 等的实验结果直接证明了调节激光入射能量的时域分布能够调节靶材加载压力的峰值,但是其中的机制还需进一步探查。

本课题组通过光学干涉成像进一步探测了空气中组合双脉冲所产生的等离子体发展过程以及其在透明靶材体内所形成的应力分布<sup>[76]</sup>。发现第二脉冲所形成的等离子体产生于第一脉冲诱导等离子体的外围,进而延缓了第一脉冲诱导等离子体的膨胀速率,有助于抑制靶材体内拉应力的产生,对激光冲击强化过程中的残余应力洞现象具有潜在的抑制作用。

## 5 结束语

在激光冲击强化领域,脉冲激光的功率密度、脉冲宽度和激光波长等参数对等离子体和冲击波行为特征的影响机理和规律已得到了研究人员的广泛关注,部分研究结果也被普遍用作冲击强化工艺参数的设计依据。在目前已能够获得冲击载荷峰值压力以及强化效果的工艺经验基础上,如何进一步实现激光能效的提升和对冲击载荷时空形态的精准操控,是激光冲击强化技术发展的重要方向。

在物理层面,除上述激光参数外,激光脉冲的其他变量(时域结构、空间形态等)对等离子体爆炸过程中瞬态耦合机制的影响,以及对冲击载荷形态特征的调控,仍具有很大的研究空间。并且,对激光脉冲的时空特性进行修改有潜力成为提升激光能效和冲击波结构可控性的有效途径。

通过延时组合双脉冲的方式可以发现,双脉冲间的延时效应诱导等离子体对激光能量的吸收行为以及冲击波的特性存在显著影响,即激光能量的时域分布能够通过改变等离子体的吸收行为调节冲击波的结构。考虑到激光冲击强化的结果取决于激光诱导冲击波所造成的力学效应,可以预见调节激光能量的时域分布具有操控激光冲击强化结果的潜在能力。但是为了实现通过调节激光能量时域分布来调控激光冲击强化结果这一目的,还需要对其中的相关物理机制进行深入讨论。未来对任意波形激光脉冲诱导冲击波的行为进行分析讨论并获取波形改变对激光冲击强化结果影响的数据,是实现此目的的必要过程。

## 参 考 文 献

- [1] 吴先前, 黄晨光. 强激光驱动爆炸与冲击效应[J]. 强激光与粒子束, 2022, 34(1): 011003.  
Wu X Q, Huang C G. Laser driven explosion and shock wave: a review[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2022, 34(1): 011003.
- [2] 罗高丽, 张凌峰, 熊毅, 等. 激光冲击强化对 Ti-6Al-3Nb-2Zr-1Mo 钛合金组织与性能的影响[J]. 中国激光, 2022, 49(8): 0802020.  
Luo G L, Zhang L F, Xiong Y, et al. Effect of laser shock peening on microstructure and properties of Ti-6Al-3Nb-2Zr-1Mo titanium alloy[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(8): 0802020.
- [3] 项建云, 葛茂忠, 王太明. 激光冲击处理对 GH3039 高温拉伸性能的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(7): 0716002.  
Xiang J Y, Ge M Z, Wang T M. Effect of laser shock peening on high-temperature tensile property of GH3039 superalloy[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(7): 0716002.
- [4] Sano Y, Kato T, Mizuta Y, et al. Development of a portable laser peening device and its effect on the fatigue properties of HT780 butt-welded joints[J]. Forces in Mechanics, 2022, 7: 100080.
- [5] Zhang C Y, Dong Y L, Ye C. Recent developments and novel applications of laser shock peening: a review[J]. Advanced Engineering Materials, 2021, 23(7): 2001216.
- [6] 陈雪鹏, 张凌峰, 熊毅, 等. 激光冲击强化对激光增材制造 TC4 钛合金组织和性能的影响[J]. 中国激光, 2022, 49(16): 1602017.  
Chen X P, Zhang L F, Xiong Y, et al. Effect of laser shock strengthening on microstructure and properties of TC4 titanium alloy made by laser additive[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(16): 1602017.
- [7] 乔红超, 胡宪亮, 赵吉宾, 等. 激光冲击强化的影响参数与发展应用[J]. 表面技术, 2019, 48(12): 1-9, 53.  
Qiao H C, Hu X L, Zhao J B, et al. Influence parameters and development application of laser shock processing[J]. Surface Technology, 2019, 48(12): 1-9, 53.
- [8] 胡殿印, 李金俊, 邓珊, 等. 基于残余应力的激光冲击强化参数多目标优化[J]. 推进技术, 2018, 39(7): 1590-1596.  
Hu D Y, Li J J, Deng S, et al. Multi-objective optimization on laser shock peening parameters based on residual stress[J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(7): 1590-1596.
- [9] Gurusami K, Shanmuga Sundaram K, Chandramohan D, et al. A comparative study on surface strengthening characterisation and residual stresses of dental alloys using laser shock peening[J]. International Journal of Ambient Energy, 2021, 42(15): 1740-1745.
- [10] Phipps C R, Turner T P, Harrison R F, et al. Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO<sub>2</sub> single-pulse lasers[J]. Journal of Applied Physics, 1988, 64(3): 1083-1096.



- [11] Shannon M A, Mao X L, Russo R E. Monitoring laser-energy coupling to solid materials: plasma-shielding and phase change[J]. *Materials Science and Engineering: B*, 1997, 45(1/2/3): 172-179.
- [12] Ma Q L, Motto-Ros V, Lei W Q, et al. Temporal and spatial dynamics of laser-induced aluminum plasma in argon background at atmospheric pressure: Interplay with the ambient gas[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2010, 65(11): 896-907.
- [13] Shiva S S, Leela C, Kiran P P, et al. Role of laser absorption and equation-of-state models on ns laser induced ablative plasma and shockwave dynamics in ambient air: numerical and experimental investigations[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 26(7): 072108.
- [14] 杨波. 激光推进中冲击波传播与衰减机理研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2007: 19-23.  
Yang B. Studies on shock mechanisms of propagation and attenuation in laser propulsion[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2007: 19-23.
- [15] 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.
- [16] Heya M, Furukawa H, Tsuyama M, et al. Simulations of the effects of laser wavelength, pulse duration, and power density on plume pressure generation using a one-dimensional simulation code for laser shock processing[J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 129(23): 235108.
- [17] Rondepierre A, Ūnaldi S, Rouchausse Y, et al. Beam size dependency of a laser-induced plasma in confined regime: shortening of the plasma release. Influence on pressure and thermal loading[J]. *Optics & Laser Technology*, 2021, 135: 106689.
- [18] Zhai P C, Dong Z W, Miao R, et al. Investigation on the laser-induced shock pressure with condensed matter model[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2015, 54(5): 056203.
- [19] Long J Y, Eliceiri M H, Ouyang Y X, et al. Effects of immersion depth on the dynamics of cavitation bubbles generated during ns laser ablation of submerged targets [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2021, 137: 106334.
- [20] Gonzalez-Avila S R, Denner F, Ohl C D. The acoustic pressure generated by the cavitation bubble expansion and collapse near a rigid wall[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(3): 032118.
- [21] 冯晓泰, 何卫锋, 周留成, 等. 飞机钛合金接耳孔边激光冲击强化应力场优化与试验研究[J]. *表面技术*, 2019, 48(9): 127-134.  
Feng X T, He W F, Zhou L C, et al. Stress field optimization and experimental investigation of titanium alloy lugs in aircraft by laser shock peening[J]. *Surface Technology*, 2019, 48(9): 127-134.
- [22] Berthe L, Sollier A, Peyre P, et al. The generation of laser shock waves in a water-confinement regime with 50 ns and 150 ns XeCl excimer laser pulses[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2000, 33(17): 2142-2145.
- [23] Berthe L, Fabbro R, Peyre P, et al. Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime[J]. *Journal of Applied Physics*, 1999, 85(11): 7552-7555.
- [24] Fairand B P, Clauer A H. Laser generation of high-amplitude stress waves in materials[J]. *Journal of Applied Physics*, 1979, 50(3): 1497-1502.
- [25] Nguyen T T P, Tanabe R, Ito Y. Effects of liquid properties on the dynamics of under-liquid laser-induced shock process[J]. *Applied Physics A*, 2016, 122(9): 830.
- [26] Nguyen T T P, Tanabe R, Ito Y. Effects of an absorptive coating on the dynamics of underwater laser-induced shock process[J]. *Applied Physics A*, 2014, 116(3): 1109-1117.
- [27] Margetic V, Pakulev A, Stockhaus A, et al. A comparison of nanosecond and femtosecond laser-induced plasma spectroscopy of brass samples[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2000, 55(11): 1771-1785.
- [28] Chichkov B N, Momma C, Nolte S, et al. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids[J]. *Applied Physics A*, 1996, 63(2): 109-115.
- [29] Manikanta E, Vinoth Kumar L, Leela C, et al. Effect of laser intensity on temporal and spectral features of laser generated acoustic shock waves: ns versus ps laser pulses [J]. *Applied Optics*, 2017, 56(24): 6902-6910.
- [30] Stuart B C, Feit M D, Herman S, et al. Optical ablation by high-power short-pulse lasers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1996, 13(2): 459-468.
- [31] Bovid S, Clauer A, Kattoura M, et al. Measurement and characterization of nanosecond laser driven shockwaves utilizing photon Doppler velocimetry[J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 129(20): 205101.
- [32] Peyre P, Fabbro R. Laser shock processing: a review of the physics and applications[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 1995, 27(12): 1213-1229.
- [33] Kukreja L M, Hoppius J S, Elango K, et al. Optimization of processing parameters of ultrashort (100 fs–2 ps) pulsed laser shock peening of stainless steel [J]. *Journal of Laser Applications*, 2021, 33(4): 042048.
- [34] Vogel A, Busch S, Parlitz U. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1996, 100(1): 148-165.
- [35] Nakhoul A, Rudenko A, Sedao X, et al. Energy feedthrough and microstructure evolution during direct laser peening of aluminum in femtosecond and picosecond regimes[J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 130(1): 015104.
- [36] Lian Y L, Hua Y H, Sun J Y, et al. Martensitic transformation in temporally shaped femtosecond laser shock peening 304 steel[J]. *Applied Surface Science*, 2021, 567: 150855.
- [37] Nakano H, Miyauti S, Butani N, et al. Femtosecond laser peening of stainless steel[J]. *Journal of Laser Micro*, 2009, 4(1): 35-38.
- [38] Lee D, Kannatey-Asibu E, Jr. Experimental investigation

- of laser shock peening using femtosecond laser pulses[J]. *Journal of Laser Applications*, 2011, 23(2): 022004.
- [39] Elango K, Hoppius J S, Kukreja L M, et al. Studies on ultra-short pulsed laser shock peening of stainless-steel in different confinement media[J]. *Surface and Coatings Technology*, 2020, 397: 125988.
- [40] Banaś G, Elsayed-Ali H E, Lawrence F V, Jr, et al. Laser shock-induced mechanical and microstructural modification of welded maraging steel[J]. *Journal of Applied Physics*, 1990, 67(5): 2380-2384.
- [41] Chu J P, Rigsbee J M, Banaś G, et al. Laser-shock processing effects on surface microstructure and mechanical properties of low carbon steel[J]. *Materials Science and Engineering: A*, 1999, 260(1/2): 260-268.
- [42] Bikdeloo R, Farrahi G H, Mehmanparast A, et al. Multiple laser shock peening effects on residual stress distribution and fatigue crack growth behaviour of 316L stainless steel[J]. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 2020, 105: 102429.
- [43] Yakimets I, Richard C, Béranger G, et al. Laser peening processing effect on mechanical and tribological properties of rolling steel 100Cr6[J]. *Wear*, 2004, 256(3/4): 311-320.
- [44] Benavides O, de la Cruz May L, Mejia E B, et al. Laser wavelength effect on nanosecond laser light reflection in ablation of metals[J]. *Laser Physics*, 2016, 26(12): 126101.
- [45] Scalora M, Bloemer M J, Pethel A S, et al. Transparent, metallo-dielectric, one-dimensional, photonic band-gap structures[J]. *Journal of Applied Physics*, 1998, 83(5): 2377-2383.
- [46] Wang Z G, Cai X, Chen Q L, et al. Optical properties of metal-dielectric multilayers in the near UV region[J]. *Vacuum*, 2006, 80(5): 438-443.
- [47] Palik E D. *Handbook of optical constants of solids*[M]. London: Academic Press, 1998.
- [48] Chang J J, Warner B E. Laser-plasma interaction during visible-laser ablation of methods[J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 69(4): 473-475.
- [49] Naser H, Alghoul M A, Hossain M K, et al. The role of laser ablation technique parameters in synthesis of nanoparticles from different target types[J]. *Journal of Nanoparticle Research*, 2019, 21(11): 249.
- [50] Shen X J, Shukla P, Swanson P, et al. Altering the wetting properties of orthopaedic titanium alloy (Ti-6Al-7Nb) using laser shock peening[J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2019, 801: 327-342.
- [51] Hu Y X, Gong C, Yao Z Q, et al. Investigation on the non-homogeneity of residual stress field induced by laser shock peening[J]. *Surface and Coatings Technology*, 2009, 203(23): 3503-3508.
- [52] Fairand B P, Clauer A H, Jung R G, et al. Quantitative assessment of laser-induced stress waves generated at confined surfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 1974, 25(8): 431-433.
- [53] Fairand B P, Wilcox B A, Gallagher W J, et al. Laser shock-induced microstructural and mechanical property changes in 7075 aluminum[J]. *Journal of Applied Physics*, 1972, 43(9): 3893-3895.
- [54] Peyre P, Fabbro R, Berthe L, et al. Laser shock processing with small impacts[J]. *Proceedings of SPIE*, 1996, 2789: 125-132.
- [55] Petan L, Ocaña J L, Grum J. Influence of laser shock peening pulse density and spot size on the surface integrity of X2NiCoMo18-9-5 maraging steel[J]. *Surface and Coatings Technology*, 2016, 307: 262-270.
- [56] Shen X J, Shukla P, Subramaniyan A K, et al. Residual stresses induced by laser shock peening in orthopaedic Ti-6Al-7Nb alloy[J]. *Optics & Laser Technology*, 2020, 131: 106446.
- [57] Prabhakaran S, Kulkarni A, Vasanth G, et al. Laser shock peening without coating induced residual stress distribution, wettability characteristics and enhanced pitting corrosion resistance of austenitic stainless steel[J]. *Applied Surface Science*, 2018, 428: 17-30.
- [58] 姜银方, 来彦玲, 张磊, 等. 激光冲击材料表面“残余应力洞”形成规律与分析[J]. *中国激光*, 2010, 37(8): 2073-2079.
- Jiang Y F, Lai Y L, Zhang L, et al. Investigation of residual stress hole on a metal surface by laser shock[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(8): 2073-2079.
- [59] Braisted W, Brockman R. Finite element simulation of laser shock peening[J]. *International Journal of Fatigue*, 1999, 21(7): 719-724.
- [60] Cao Y P, Wang Z M, Shi W D, et al. Formation mechanism and weights analysis of residual stress holes in E690 high-strength steel by laser shock peening[J]. *Coatings*, 2022, 12(2): 285.
- [61] Zhang H P, Cai Z Y, Chi J X, et al. Fatigue crack growth in residual stress fields of laser shock peened Ti6Al4V titanium alloy[J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2021, 887: 161427.
- [62] 邹世坤, 巩水利, 郭恩明, 等. 发动机整体叶盘的激光冲击强化技术(邀请论文)[J]. *中国激光*, 2011, 38(6): 0601009.
- Zou S K, Gong S L, Guo E M, et al. Laser peening of turbine engine integrally blade rotor[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2011, 38(6): 0601009.
- [63] Kostina A, Zhelnin M, Gachegova E, et al. Finite-element study of residual stress distribution in Ti-6Al-4V alloy treated by laser shock peening with varying parameters[J]. *Frattura Ed Integrità Strutturale*, 2022, 16(61): 419-436.
- [64] Mathew J, Kshirsagar R, Zabeen S, et al. Machine learning-based prediction and optimisation system for laser shock peening[J]. *Applied Sciences*, 2021, 11(7): 2888.
- [65] 孙汝剑, 曹子文, 马晓光, 等. 激光冲击 2050 铝锂合金残余应力及疲劳性能研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2023, 60(1): 0114002.
- Sun R J, Cao Z W, Ma X G, et al. Study on residual stress and fatigue properties of 2050 Al-Li alloy by laser shock[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(1): 0114002.

- [66] 胡太友, 乔红超, 赵吉宾, 等. 激光冲击强化设备的开发[J]. 光电工程, 2017, 44(7): 732-737, 743.  
Hu T Y, Qiao H C, Zhao J B, et al. Development of laser shock peening equipment[J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(7): 732-737, 743.
- [67] Technologies L. PROCUDO laser peening systems[M]. Dublin: LSP Technologies, 2019: 1-4.
- [68] Shepard M J. Laser shock processing induced residual compression: impact on predicted crack growth threshold performance[J]. Journal of Materials Engineering and Performance, 2005, 14(4): 495-502.
- [69] Körner J, Zulic S, Hein J, et al. Compact, unstable cavity, cryogenically-cooled Yb: YAG Q-switch laser for laser shock peening[J]. Proceedings of SPIE, 2021, 11777: 117770P.
- [70] 宁成义, 黄亿辉, 徐子法, 等. 新一代激光冲击强化系统对 5052 铝合金电化学性能的实验研究[J]. 电加工与模具, 2017(6): 32-34.  
Ning C Y, Huang Y H, Xu Z F, et al. Experimental study of electrochemical corrosion properties of 5052 aluminum alloy treated by new laser shock peening system[J]. Electromachining & Mould, 2017(6): 32-34.
- [71] Tang Y, Ge M Z, Zhang Y K, et al. Improvement of fatigue life of GH3039 superalloy by laser shock peening [J]. Materials, 2020, 13(17): 3849.
- [72] Wang W, Sun L X, Zhang P, et al. Reducing self-absorption effect by double-pulse combination in laser-induced breakdown spectroscopy[J]. Microchemical Journal, 2022, 172: 106964.
- [73] Singh A P, Padhi U P, Joarder R. Insight into the evolution of laser-induced plasma during successive deposition of laser energy[J]. Journal of Applied Physics, 2022, 131(7): 073301.
- [74] Favre A, Morel V, Bultel A, et al. Double pulse laser-induced plasmas on W and Al by ps-LIBS: focus on the plasma-second pulse interaction[J]. Fusion Engineering and Design, 2021, 168: 112364.
- [75] Courapied D, Berthe L, Peyre P, et al. Laser-delayed double shock-wave generation in water-confinement regime[J]. Journal of Laser Applications, 2015, 27(S2): S29101.
- [76] Zhou L X, Zhu C Y, Yuan H, et al. Study on the correlation between external plasma plumes and stress distribution inside a target immediately after surface laser loading[J]. Optics & Laser Technology, 2021, 141: 107096.