

离焦量对激光超声测厚信号影响的理论和实验研究

贾中青^{1,2}, 张振振², 姬光荣¹

(1. 中国海洋大学 计算机系, 山东 青岛 266100;
2. 山东省科学院激光研究所 无损检测平台, 山东 济南 250103)

摘要: 搭建了一套金属厚度测量系统, 其中激光器用于激励产生超声波, 激光干涉仪和压电换能器分别用于接收激励产生的超声纵波信号。根据激光超声产生的机理, 建立了纵波声束指向性模型, 确定了影响声束指向性的因素, 并分别给出了激光垂直入射下干涉仪和压电换能器接收超声波幅值的公式; 实验研究了离焦量对测厚信号的影响, 发现等量激光脉冲激励下, 随着离焦量的增加会出现先增大后减小最后消失的现象, 与理论计算结果相吻合, 证实了该研究结果的有效性。

关键词: 离焦量; 激光超声; 测厚; 激光干涉仪; 压电换能器

中图分类号: TN958.98 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA201746.S106002

Theoretical and experimental study on effect of defocusing amount on thickness measurement based on laser ultrasound

Jia Zhongqing^{1,2}, Zhang Zhenzhen², Ji Guangrong¹

(1. Department of Computer Science, Ocean University of China, Qingdao 266100 China;
2. NDT Lab, Laser Institute of Shandong Academy of Sciences, Jinan 250103, China)

Abstract: A metal thickness measurement system was presented, in which laser was used for exciting the ultrasounds, while interferometer and piezoelectric transducer(PZT) were adopted for receiving longitudinal acoustic waves. In accordance with mechanism of laser ultrasonic generation, the directivity model for longitudinal acoustic beam and the influencing factors were established and determined respectively, and formulas of two receiving modes were given as well. The effect of defocusing amount on thickness measurement was investigated, discovering phenomena that it would first increase then decrease finally disappear varying with increase of defocusing amount under the same laser pulse energy, consistent with the theoretical results, confirming the effectiveness of the study results.

Key words: defocusing amount; laser ultrasound; thickness measurement; laser interferometer; piezoelectric transducer

收稿日期: 2017-06-14; 修订日期: 2017-07-18

基金项目: 山东省自然科学基金(ZR2016FB26); 山东省重点研发计划(科技攻关部分)(2016GGX101026);
山东省重点研发计划项目(创新型产业集群专项计划)(2016ZDJQ0401);
山东省重点研发计划(公益类专项)(2017GGX201005)

作者简介: 贾中青(1967-), 男, 研究员, 在职博士, 主要从事激光超声仪器设备方面的研究。Email: jiazhongqing@163.com

0 引言

激光超声技术是一门新兴的对金属材料进行健康检测的无损检测技术,它是研究激光在材料中激励产生超声波的机理、方法以及激励产生的超声波在媒质中的传播以及接收的理论和方法的学科。激光超声技术由于其远距离、非接触、不受材料表面及其几何形状的限制、频带宽、频率高等优点,日益得到了人们的广泛关注和研究^[1-5]。

激光超声的产生方式分为热弹和烧蚀两种机制。两种方式都能够在材料中产生纵波、横波和表面波^[6-10]。激励产生的超声波会在介质中传播,当超声波遇到声阻抗不同的介质时会发生反射、折射或者波型转换。根据接收到的超声信号可以对材料进行缺陷检测,例如表面裂纹,内部缺陷等。激光超声还可以对金属材料进行测厚,激励产生的超声波会在工件内壁之间来回反射,根据两个信号峰值对应的时间差与纵波速度便能求出工件的厚度。

然而,超声信号在介质中传播会有衰减,导致幅值变低。超声信号幅值的降低会直接导致信噪比的降低,或者检测不到二次回波。这样会对测厚造成影响。增加测厚信号信噪比的一种方法是提高激光单脉冲能量,从环保的角度来说并不划算;另一种方法是有效提高单脉冲激光激励超声波的转化率,实验发现离焦量(距离透镜焦点之间的长度)对激励产生超声波有影响^[11]。

文中首先研究了激光超声声束指向性公式,给出了激光垂直入射下干涉仪和压电换能器接收超声波幅值的公式,然后进行了实验测试。

1 实验方案

激光测厚系统中激光器使用的是 YAG 电光调 Q 激光器,发射的激光束为平行光束,光斑为圆光斑,波长 1064 nm,脉冲宽度 $\tau=10$ ns,单脉冲能量可调,激光超声检测时单脉冲能量为 125 mJ,平行光斑直径为 6 mm。辐照区域内脉冲激光功率密度的表达式为:

$$I(r, t) = I_0 f(r) g(t) \quad (1)$$

$$f(r) = \begin{cases} 1, & (0 \leq r \leq \omega) \\ 0, & (r > \omega) \end{cases} \quad (2)$$

$$g(t) = \begin{cases} 1, & (nT \leq t \leq nT + \tau) \\ 0, & (\text{other}) \end{cases} \quad (3)$$

式中: r 为某点距离激光光斑中心的距离,单位为 m; t 为时间,单位为 s; I_0 为脉冲激光峰值功率密度,单位为 W/cm^2 ; $f(r)$ 、 $g(t)$ 分别为激光功率密度的空间分布和时间分布; τ 为脉冲宽度,单位为 s; ω 为基膜的光斑尺寸,单位为 m。

为了研究离焦量对激光超声信号幅值的影响,采用相同能量的脉冲激光辐照不同厚度的铝质试块进行工件测厚的实验。光路会聚采用焦距为 100 mm 的平凸球面聚焦透镜,将该透镜固定于 4 维光学调整架上,调节水平轴旋钮以改变离焦量,其中在透镜焦距位置测量得到的光斑大小为 1 mm。

1.1 激光干涉仪接收声信号

接收超声信号的一种方式就是激光干涉仪,其中激光、聚焦镜和干涉仪探测光共轴,实验装置示意图如图 1 所示。如图 2 所示为透镜焦距与离焦量之间关系结构示意图。通过记录不同试块在每个离焦量位置下的超声信号数据,根据峰值信号之间的时间间隔,可求出每个铝质试块的厚度。

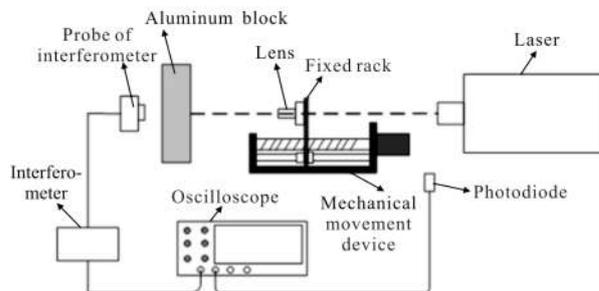


图 1 激光干涉仪测厚系统实验装置图

Fig.1 Experimental setup diagram of interferometer

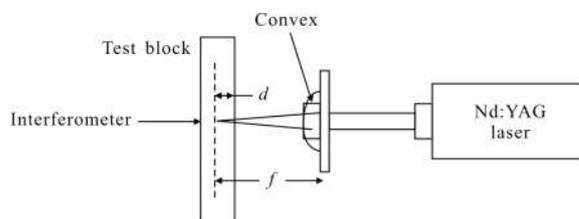


图 2 离焦量与焦距关系示意图

Fig.2 Schematic diagram of defocusing amount

1.2 压电超声换能器接收声信号

另一种方式是利用中心频率 5 MHz 的压电换能器接收激光超声波信号,实验装置示意图如图 3 所示。如图 4 所示为透镜焦距与离焦量之间关系结构示意图。同干涉仪一样,也是通过记录不同试块在

每个离焦量位置下的超声信号数据。根据峰值信号之间的时间间隔,便可求出每个铝质试块的厚度。

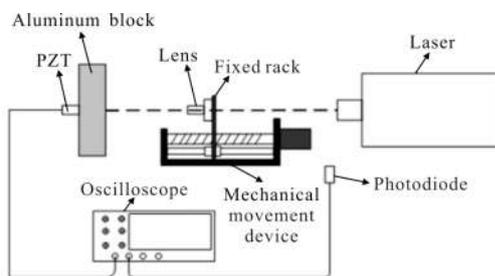


图 3 压电测厚系统实验装置图

Fig.3 Experimental setup diagram of PZT

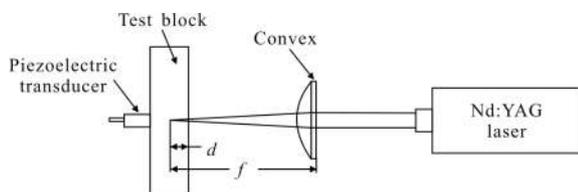


图 4 离焦量结构示意图

Fig.4 Schematic diagram of defocusing amount

2 理论解释

激光发出的光斑为平行光斑,光斑直径 6 mm,经 100 mm 聚焦镜聚焦,最小光斑直径大小为 1 mm,表 1 所示为得到的不同离焦量对光斑直径和功率密度的关系。

表 1 不同离焦量对光斑大小和功率密度的影响关系

Tab.1 Defocusing amount effects on spot size and power density

Defocusing amount d/mm	Spot area $/\text{A}\cdot\text{mm}^{-2}$	Spot radius r/mm	Power density $I_0/\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$
-25	3.974	1.125	1.668×10^8
-20	3.14	1	2.123×10^8
-15	2.404	0.875	2.773×10^8
-12	2.01	0.8	3.317×10^8
-11	1.886	0.775	3.535×10^8
-10	1.766	0.75	3.775×10^8
-9	1.65	0.725	4.04×10^8
-8	1.539	0.7	4.332×10^8
-5	1.227	0.625	5.433×10^8
-3	1.038	0.575	6.422×10^8
-1	0.865	0.525	7.707×10^8

激光器发出的激光为圆形光斑,以垂直角度入射到试件表面,因此光斑为圆形光斑。

实验采取点状聚焦光斑,当激光功率足够大时为烧蚀机制,激光功率减小时为混合机制,激光在金属材料中烧蚀机制下与热弹机制下所形成的激光超声声场如图 5、图 6 所示。

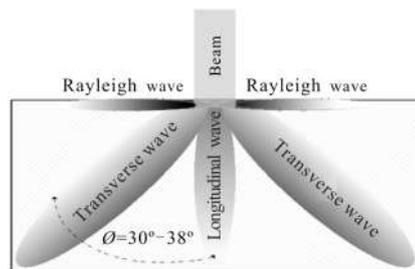


图 5 烧蚀机制下的激光超声声束指向性

Fig.5 Laser ultrasound beam directivity of ablation mechanism

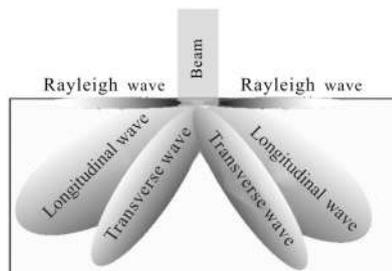


图 6 热弹机制下的激光超声声束指向性

Fig.6 Laser ultrasound beam directivity of thermo-elastic mode

激光超声测厚用到的是纵波信号度越时间来回在材料内外壁之间的反射。当激光光斑小时,激光功率密度大,为烧蚀机制。

图 7 为圆形光斑作用下远场质点位移的推导示意图,半径为 a 的圆形激光以角度 $\alpha=0$ 垂直入射至

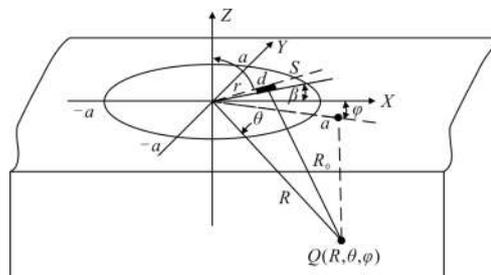


图 7 垂直力源作用时质点位移推导用图

Fig.7 Schematic diagram for deriving the particle displacement under vertical force

工件表面, α 为激光光束与试件表面法向之间的夹角, 圆光斑边界的方程为:

$$x^2+y^2=a^2 \quad (1)$$

在 10 ns 激光脉冲持续时间内, 光斑外侧区域的温升十分有限, 可将材料喷溅视为仅发生于光斑内部, 喷溅物质对工件表面上产生的反作用应力 σ 为:

$$\sigma = \frac{(AI)^2}{\rho[L+C_p(T_v-T_0)]^2} \quad (2)$$

式中: A 为表面吸收率; I 为激光功率密度; ρ 为物质的密度; L 为金属的汽化潜热; C_p 为材料的比热; T_v 和 T_0 分别是汽化温度和初始温度。

在以圆形声源中心为坐标原点的坐标系中, 远场质点 Q 的坐标为 (R, θ, φ) , 其中, $R \in [0, +\infty)$, $\varphi \in [0, 2\pi]$, $\theta \in [0, \pi]$ 。在以面元 dS 中心为坐标原点的坐标系中, 远场质点 Q 的坐标为 $(R_0, \theta_0, \varphi_0)$ 。忽略高次项, dS 在 Q 处产生位移的纵波分量 dU_R 为:

$$dU_R = -P\sigma \frac{k_L^4}{2\pi\mu} \frac{\cos\theta_0[k^2-2\sin^2\theta_0]}{F(k_L\sin\theta_0)} \frac{e^{-ik_L R_0 + i\omega t}}{R_0} dS \quad (3)$$

$$F(\xi) = (2\xi^2 - k_s^2)^2 - 4\xi^2 \sqrt{\xi^2 - k_L^2} \sqrt{\xi^2 - k_s^2} \quad (4)$$

式中: $k = k_s/k_L$, k_L, k_s 分别为固体中纵波波数及横波波数, 其中 $k_L = 2\pi f_L/c_L$, f_L 是纵波的中心频率, c_L 为固体中纵波的传播速度; μ 为材料的切变模量; ω 为质点振动的角频率; t 为超声波的传播时间; ξ 为函数变量。质点 Q 的位移可看作圆形声源中离散后的所有面元 dS 共同作用的结果。考虑到从圆光斑中各面元发出的声波到达远场质点 Q 时振幅的差异很小, 近似使用活塞中心到观察点的距离 R 代替声压表达式中振幅部分的 R_0 , 由 θ 代替 θ_0 。对公式(3)进行圆光斑积分, 并利用柱贝塞尔函数的性质, 推导出质点 Q 的纵波位移分量 U_R :

$$U_R = P\pi a^2 \sigma A_L \frac{e^{-i(k_L R - \omega t)}}{R} G_L(\theta) H_L(\theta, \varphi) \quad (5)$$

其中:

$$A_L = -\frac{k_L^4}{2\pi\mu} \quad (6)$$

$$G_L(\theta) = \frac{\cos\theta[k^2-2\sin^2\theta]}{F(k_L\sin\theta)} \quad (7)$$

$$H_L(\theta, \varphi) = \frac{2J_1(k_L a \sin\theta)}{k_L a \sin\theta} \quad (8)$$

由于是圆光斑, 计算得到的结果与 φ 无关。

J_1 是第一类第一阶贝塞尔函数, 对公式(5)中的

U_R 取模后可知: 激光垂直烧蚀工件表面时, 对于远场中与原点等距但坐标参数 θ, φ 不相等的一系列质点而言, 其纵波位移分量幅值(与纵波信号的峰-峰值成正比) U_R 仅与 $G_L(\theta), H_L(\theta, \varphi)$ 有关, 于是圆形光源作用下纵波声场的指向性函数 D_L 为:

$$D_L = |G_L(\theta) H_L(\theta, \varphi)| \quad (9)$$

特别地, 当考察由工件法线(Z 轴)与光斑长轴确定的平面(记作 β)中的声场指向性时($\varphi=0$), 相应纵波声场及横波声场的指向性函数 D_L 为:

$$D_L = \left| \frac{\cos\theta[k^2-2\sin^2\theta]}{F(k_L\sin\theta)} \frac{2J_1(k_L a \sin\theta)}{k_L a \sin\theta} \right| \quad (10)$$

$$U_R = P\pi a^2 \sigma A_L \frac{\cos\theta[k^2-2\sin^2\theta]}{F(k_L\sin\theta)} \frac{2J_1(k_L a \sin\theta)}{k_L a \sin\theta} \quad (11)$$

从公式(11)可以看出, 在中心频率 f_L 确定的前提下, 平面 β 中的声场指向性受圆光斑半径 a 的影响, 其位移幅值大小还受坐标参数 θ , 光斑大小以及激光在试件表面激励产生的法向应力等影响。经过分析可知, 纵波声场的声束轴线始终与工件法线平行, 指向性的特点则为: 在纵波传感器中心频率一定的前提下, 圆光斑半径 a , 指向性图形越细窄, 说明纵波声场的能量越集中。

2.1 激光干涉仪

激光干涉仪经透镜聚焦到试样表面, 焦距处最小光斑直径为 $14 \mu\text{m}$, 远远小于 0.5mm , 因此可以当做一点来看待。因此, 坐标参数 θ 为 0 , 得到的测厚信号幅值可以表示为:

$$U_R \propto P\pi a^2 \sigma A_L \frac{k^2}{F(k_L\sin 0)} \frac{2J_1(k_L a \sin 0)}{k_L a \sin 0} \quad (12)$$

激光圆光斑辐射试件的过程可以近似为圆盘, 远场圆盘波源轴线上的声压为^[11]:

$$p = p_0 A / (\lambda x) \quad (13)$$

式中: p_0 为波源的起始声压; λ 为介质中的声波长; x 为波源轴线上的点距波源的距离。而激光激励对材料表面的起始压强与脉冲激光功率的经验公式为^[12]:

$$p_0 = b_0 (\lambda \sqrt{\tau})^n I_0^{1+n} \quad (14)$$

式中: λ 为脉冲激光波长; τ 为脉冲宽度, ns; I_0 为脉冲激光峰值功率密度, GW/cm^2 ; 其中在铝介质材料中, $b_0 = 5.6$ 。将公式(14)代入公式(13)得

$$p = b_0 (\lambda \sqrt{\tau})^{0.3} (A I_0)^{0.7} A^{0.3} / (\lambda x) \quad (15)$$

$A I_0$ 的乘积是脉冲激光的峰值功率, 因此声束轴线上的某一固定点

$$p \propto A^{0.3} \quad (16)$$

声压随波源半径的增加而增大。

而随着激光圆光斑的半径增大, 激光光功率密度也随着减小, 这时激光激励超声波的方式也不只是烧蚀机制, 慢慢的转变成烧蚀机制与热弹共存的情况, 而热弹产生的纵波信号不沿探测器的方向, 所以当激光功率密度减少时, 激光干涉仪接收到的能量会出现先增大后减小的情况。

2.2 压电换能器

压电换能器的直径为 15 mm, 不能再简单看做一点, 因此会受坐标参数 θ 的影响; 但面积的增大也大大增强了接收面积, 超声幅值是压电传感器面积上每一点叠加的结果。因此其幅度量也会正比于压电换能器的接触面积。

$$U_R \propto P\pi a^2 \sigma_{A_L} \frac{\cos\theta[k^2 - 2\sin^2\theta]}{F(k_L \sin\theta)} \frac{2J_1(k_L a \sin\theta)}{k_L a \sin\theta} \cdot \pi r_0^2 \quad (17)$$

式中: $r_0=7.5$ mm, 因此压电换能器接收到的幅值要比激光干涉仪要强的多。

$$p \propto \frac{2J_1(k_L a \sin\theta)}{k_L a \sin\theta} \cdot \pi r_0^2 \cdot A^{0.3} \quad (18)$$

激光干涉仪与压电换能器两种方式都能获得超声振动的信号, 两者之间有着共同点和差异, 因两者获得超声信号的解析式不同, 因此超声幅值随离焦量的趋势变化也略有不同。压电换能器接收到的能量也会出现先增大后减小的情况。

3 实验结果

3.1 激光干涉仪接收声信号

AIR-1550-TWM 激光超声接收器表面起伏灵敏度为 $4 \times 10^{-7} \text{ nm} \cdot \text{rms}(\text{W}/\text{Hz})^{1/2}$, 检测带宽 100 kHz~1 GHz。FHPS 激光超声检测探头, 孔径为 25 mm, 焦距为 45 mm, 最小光斑直径为 14 μm 。连续光纤激光器工作波长为 1 550 nm, 线宽 <10 MHz。

实验选取了五种不同的铝板为测试试样, 厚度分别为 16, 20, 23, 25, 30 mm, 每隔 1 mm 测试一个数据。得到了不同铝板厚度不同离焦量的实验数据。然后选取了不同离焦量测厚数据的峰值信号, 首先做了归一化处理, 为了对比明显, 归一化处理后分别乘以 1.1, 1.32, 1.43, 1.54, 1.65。如图 8 所示为干涉仪接收到的不同铝板厚度测厚峰值随离焦量变化的结果。

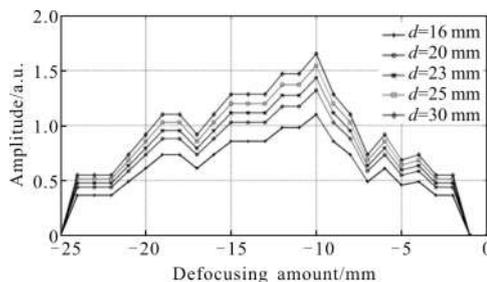


图 8 干涉仪接收不同板厚信号幅值随离焦量变化的结果

Fig.8 Signal amplitude varying with defocusing amount in different thicknesses of plates received by interferometer

3.2 压电换能器接收声信号

实验中采用中心频率 5 MHz 的压电探头接收纵波, 将压电探头固定在与激光光斑相对应的工件另一侧, 并且用夹持装置固定探头并在压电探头和工件表面之间涂抹耦合剂。

压电换能器接收到的实验数据处理方式与激光干涉仪相同, 如图 9 所示为压电换能器接收到的不同铝板厚度峰值信号随离焦量变化的结果。

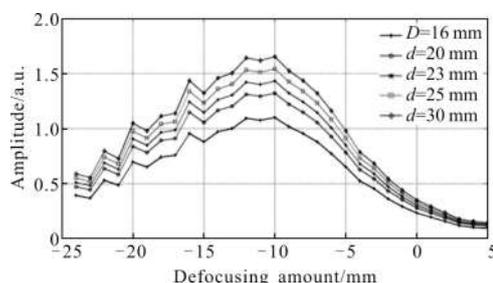


图 9 压电接收不同板厚信号幅值随离焦量变化的结果

Fig.9 Signal amplitude varying with defocusing amount in different thicknesses of plates received by PZT

激光干涉仪与压电换能器两种方式都能获得超声振动的信号, 两者之间有着共同点和差异, 因两者获得超声信号的解析式不同, 因此超声幅值随离焦量的趋势变化也略有不同。但都在 -10 mm 处得到最强的幅度信号。

4 结论

搭建了一套金属厚度测量系统, 激光干涉仪和压电换能器用于接收激励激光产生的超声信号。根据激光超声产生的机理, 建立了纵波声束指向性模型, 确定了影响声束指向性的因素, 并推导了激光垂直入射下激光干涉仪与压电换能器接收下超声波幅

值的计算公式。然后研究了离焦量对测厚信号的影响,发现等量激光脉冲激励下,当工件表面处于离焦量-10 mm 时,获得信号的幅值最大,激光干涉仪与压电换能器测量结果变化趋势略有不同,与理论结果相吻合,证实了该研究结果的有效性。

参考文献:

- [1] Daniel Lévesque, Laurent Dubourg, Alain Blouin. Laser ultrasonics for defect detection and residual stress measurement of friction stir welds[J]. *Nondestructive Testing and Evaluation*, 2011, 26(3-4): 319-333.
- [2] Theodosia Stratoudaki, Matt Clark, Paul D WILCOX. Laser induced ultrasonic phased array using full matrix capture data acquisition and total focusing method [J]. *Optics Express*, 2016, 24(9): 21921-21938.
- [3] Liu Tianhang, Gao Xun, Hao Zuoqiang, et al. Characteristics of plasma plume expansion from Al target induced by oblique incidence of 1 064 and 355 nm nanosecond Nd: YAG laser [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2013, 46: 485207.
- [4] Guo Y N, Yang D X, Chang Y, et al. Effect of oblique force source induced by laser ablation on ultrasonic generation[J]. *Optics Express*, 2014, 22(1): 166-176.
- [5] Zhang S G, Hu W X. Pulsed laser generation of circumferential surface waves on coated cylinders [J]. *Acta Acustica*, 2011, 36(3): 301-307. (in Chinese)
- [6] Sun Kaihua, Shen Zhonghua, Shi Yifei, et al. Non-destructive detection of small blowholes in aluminum by using laser ultrasonics technique[J]. *International Journal of Thermophysics*, 2015, 36(5): 1-8.
- [7] Zhang Xiaorong. The composite material evaluated by laser ultrasonic[J]. *Applied Ultrasonics*, 2000, 19(5): 1-9. (in Chinese)
章肖融. 用激光超声评估复合材料[J]. *应用声学*, 2000, 19(5): 1-9.
- [8] Ma Jian, Zhao Yang, Sun Jihua, et al. Experimental study on ultrasonic bulk field induced by oblique laser [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27(9): 099003. (in Chinese)
马健, 赵扬, 孙继华, 等. 斜入射激光超声体波声场的实验研究[J]. *强粒子与激光束*, 2015, 27(9): 099003.
- [9] Ma Jian, Zhao Yang, Zhang Zhengzheng, et al. Directivity patterns of ultrasonic bulk field In the presence of oblique laser supported combustion wave [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2016, 28(2): 021004. (in Chinese)
马健, 赵扬, 张振振, 等. 斜入射激光支持燃烧波时纵波声场的指向性. *强粒子与激光束*, 2016, 28(2): 021004-1-5.
- [10] Revel G M, Cavuto A, Pandarese G. Laser ultrasonics for bulk-density distribution measurement on green ceramic tiles [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(10): 102504.
- [11] Ma Jian, Zhao Yang, Zhou Fengyan, et al. Effect of defocusing amount on thickness measurement based on laser ultrasound[J]. *Laser Technology*, 2015, 39(3): 349-352. (in Chinese)
马健, 赵扬, 周凤艳, 等. 离焦量对激光超声测厚的影响 [J]. *激光技术*, 2015, 39(3): 349-352.
- [12] 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.