

# 固体光声效应的反冲压力模型

王阳恩\* 尚志远 董彦武 王公正 李争光

(陕西师范大学应用声学研究所 西安 710062)

**提要** 提出了一种光声效应的反冲压力模型,为了证实这种模型的合理性,讨论了光声信号的大小随激光功率密度的变化关系,得出了随激光功率密度的增大,光声信号会出现一个极大值和一个极小值。

**关键词** 固体光声效应,脉冲激光,等离子体

## 1 引言

在低强度激光照射下,光声效应的主要机理是热弹膨胀<sup>[1]</sup>。在只考虑热弹膨胀机理时,光声信号的大小与激光功率密度成比例。而当高强度激光照射到固体材料表面时,材料表面会发生蒸发,产生等离子体。此时,材料中所产生的光声信号远大于由热弹膨胀机理所产生的信号,信号的大小与激光功率密度的关系也比较复杂。在文献[2]中,作者研究了在不改变激光总能量而只改变激光功率密度的情况下,光声信号的大小随激光功率密度的变化关系,由实验得出了光声信号的大小随激光功率密度的增大存在一个极大值。

本文在文献[2]的基础上,提出了在高强度脉冲激光照射下固体光声效应的一个理论模型。这种模型是:在高强度脉冲激光照射下,固体材料表面会产生蒸发,形成等离子体。当被蒸发的物质以一定的速度离开材料表面时,会对材料表面施加一个反冲压力。在这个反冲压力作用下,材料中会激发出一个脉冲声信号。在这种模型的基础上,本文讨论了光声信号的大小与激光功率密度之间的变化关系,并通过实验进行了验证。

## 2 理论推导

当激光辐射在不透明凝聚态物质的表面上被吸收时,在此表面下的一个薄层内产生热,使表面温度升高。当热传导不能使足够的能量流很快地进入物质内部时,在物质表面及表面附近的温度将很快升高,直到蒸发开始。从此时起,表面温度将仅由蒸发机制控制,热传导不再起主要作用。

在高强度脉冲激光照射下,假设材料表面被蒸发的物质以密度  $\rho_1$ , 速度  $v_1$  离开材料表面趋向于  $x$  轴的负向。由于蒸气不断地携带一定的动量离开表面,因此蒸气会对材料表面施加一

\* 现在湖北江汉石油学院基础部工作。

个反冲压力  $P_0$ 。为了使下面的分析简化,假设反冲压力  $P_0$  是矩形脉冲,如图 1(a) 所示。

$$P_0 = \begin{cases} P_A, & mT < t < mT + \tau \\ 0, & t < 0 \text{ 或 } mT + \tau < t < (m+1)T, \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (1)$$

式中  $P_A$  为反冲压力的幅值,  $T$  为激光脉冲的周期,  $\tau$  为激光脉冲的持续时间。

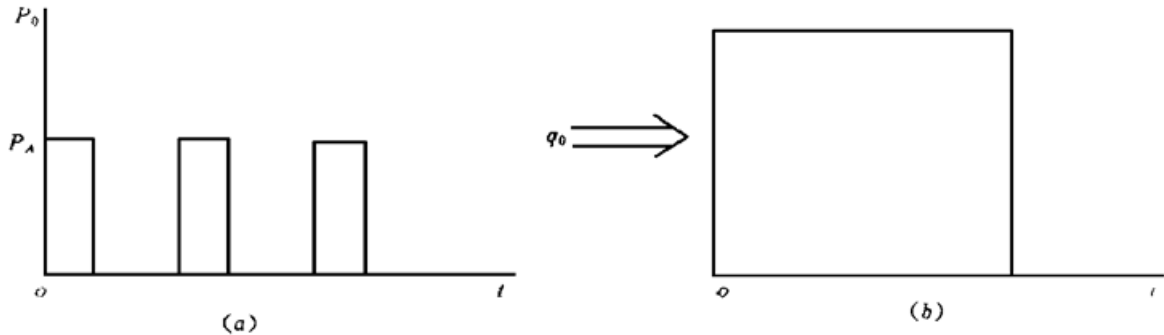


图 1 反中压力  $P_0$  为矩形脉冲(a) 及材料受力示意图(b)

Fig. 1 The rectangular pulse of the recoiled pressure  $P_0$ (a) and the force exerted on the sample (b)

当材料表面受到反冲压力  $P_0$  的作用时,在材料中会激发一个脉冲声信号。在只讨论一维情况下,声信号满足波动方程

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{c_L^2} \cdot \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} \quad (2)$$

式中  $u(x, t)$  为质点位移,  $c_L$  为材料中的纵波声速。

在假设材料充满半无界空间情况下,存在边界条件

$$\begin{cases} -K \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = P_0 \\ \lim_{x \rightarrow \infty} u(x, t) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

式中  $K$  为材料的弹性系数。

如果在激光照射材料表面之前,材料中没有声信号传播,则有初始条件

$$\begin{cases} u(x, t) \Big|_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \end{cases} \quad (4)$$

为了求解出质点位移  $u(x, t)$  的表达式,对(2)式作拉普拉斯变换后,根据初始条件得出方程并求解,其解为

$$u(x, s) = A \exp\left[\frac{s}{c_L} x\right] + B \exp\left[-\frac{s}{c_L} x\right] \quad (5)$$

式中  $A, B$  为常数。

把(1)式中的反冲压力  $P_0$  在区间  $[0, T]$  展开成傅里叶级数,当  $T \gg \tau$  时,得出  $P_0$  的表达式,并将其代入边界条件后作拉普拉斯变换,求出

$$\begin{cases} A = 0 \\ B = \frac{c_L}{SK} \sum_{n=1}^M \frac{2P_A}{n\pi} \sin \frac{n\pi\tau}{T} \cdot \frac{s \cdot \cos(n\pi\tau/T) + (2n\pi/T) \sin(n\pi\tau/T)}{s^2 + (2n\pi/T)^2} \end{cases} \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式,并对(5)式作拉普拉斯逆变换,则可求出固体材料中由于反冲压力  $P_0$  的作用而引起的质点位移  $u(x, t)$  的表达式

$$u(x, t) = \begin{cases} \frac{P_0 c_L T}{K \pi^2} \sum_{n=1}^M \frac{1}{n^2} \sin \frac{n\pi T}{T} \left[ \sin \cdot \frac{n\pi T}{T} - \sin \left[ \frac{n\pi T}{T} - \frac{2n\pi t}{T} + \frac{2n\pi x}{T c_L} \right] \right] & t - x/c_L \geq 0 \\ 0 & t - x/c_L < 0 \end{cases} \quad (7)$$

(7) 式对  $t$  求二次微商, 即可得到固体中质点加速度  $u(x, \ddot{u} t)$  的表达式

$$\ddot{u}(x, t) = \frac{4P_0 c_L}{K T} \sum_{n=1}^M \sin \frac{n\pi T}{T} \sin \left[ \frac{n\pi T}{T} - \frac{2n\pi t}{T} + \frac{2n\pi x}{T c_L} \right] \quad t - x/c_L \geq 0 \quad (8)$$

根据上式作出了加速度的计算机模拟波形, 如图 2 所示。

在高强度脉冲激光照射下, 反冲压力  $P_0$  的大小可以分为两种情况来讨论。第一种情况是被蒸发的物质中主要包括中性粒子, 蒸气对入射激光的吸收可以忽略。第二种情况是被蒸发物质中主要包含等离子体, 等离子体对入射激光的吸收必须考虑。

在第一种情况下, 激光功率密度  $q_0 < q_c = 0.19\rho_0 U^{3/2}/(\gamma + 1)$ ,  $\rho_0$  为凝聚相的密度,  $\gamma$  为比热比,  $U$  为升华能。此时, 蒸发相中的压力  $p_1$ , 速度  $v_1$  及密度  $\rho_1$  为<sup>[3]</sup>

$$p_1 = \frac{B_2 B^{1/2} (\gamma - 1) q_0 (1 - \Phi)}{\gamma (\gamma + 1) U^{1/2} [B_1 - \ln(\eta/a_1)]^{1/2}} \quad (9a)$$

$$v_1 = \frac{(\gamma - 1) B^{1/2} U^{1/2}}{\gamma (\gamma + 1) [B_1 - \ln(\eta/a_1)]^{1/2}} \quad (9b)$$

$$\rho_1 = \frac{B_2 (\gamma - 1) q_0 (1 - \Phi)}{B^{1/2} (\gamma - 1)^{3/2}} \quad (9c)$$

式中  $\Phi$  为激光离开表面的反射系数,  $\eta = q_0(1 - \Phi)/\rho_0 U^{3/2}$ ,  $a_1 = A/\rho_0$ ,  $A$  满足  $\rho_0 = A \exp(-U\rho_0/p_0)$ ,  $p_0$  为饱和蒸气的压力,  $B, B_1, B_2$  满足一定的关系式<sup>[3]</sup>。

利用  $P_0 \gg P_1$ , 可以由(9) 式求出凝聚相中所受到的反冲压力的表达式

$$P_0 = \frac{(\gamma - 1) B_2 \cdot B^{1/2} (1 - \Phi) q_0 [B_1 - \ln(\eta/a_1)]^{1/2}}{\gamma \cdot U^{1/2}} \quad (10)$$

在第二种情况下, 激光功率密度  $q_0 \geq q_c$ , 此时, 蒸气相中的压力  $p_1$ , 速度  $v_1$  和密度  $\rho_1$  分别为

$$p_1 = 0.34 K_1^{-1/8} \tau^{-1/8} q_0^{3/4} \quad (11a)$$

$$v_1 = 0.77 K_1^{1/8} \tau^{1/8} q_0^{1/4} \quad (11b)$$

$$\rho_1 = 0.46 K_1^{-3/8} \tau^{-3/8} q_0^{1/4} \quad (11c)$$

式中  $K_1 = 2.18 \times 10^{29} Z^3 (Z + 1)^{3/2} A_0^{-7/2} (\gamma - 1)^{3/2} (\text{cm}^5 \cdot \text{g}^{-7/2} \text{erg}^{3/2})$ ,  $Z$  为离子的平均电荷,  $A_0$  为克原子量或克分子量。

利用  $p_0 \gg p_1$ , 可以由(11) 式求出此时凝聚相中所受到的反冲压力的表达式

$$P_0 = 0.61 K_1^{-1/8} \tau^{-1/8} q_0^{-3/4} \quad (12)$$

### 3 实验及结果

实验装置原理图如图 3 所示。YAG 激光器 1 输出脉冲激光。激光的重复周期为 0.1 s。激

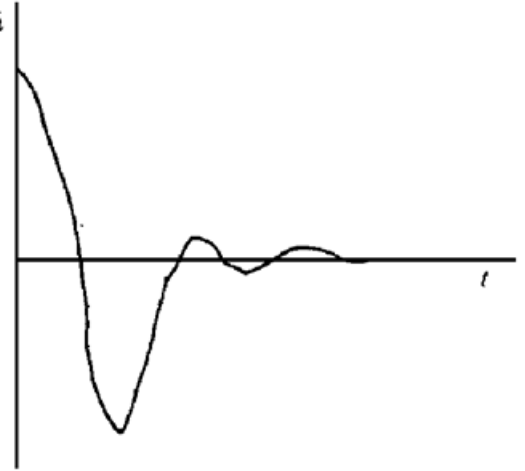


图 2 加速度的计算机模拟波形

Fig. 2 The computer diagram of vibrant acceleration as a function of time  
 $T = 0.1, M = 10000, \tau = 10^{-8}, x = 0$

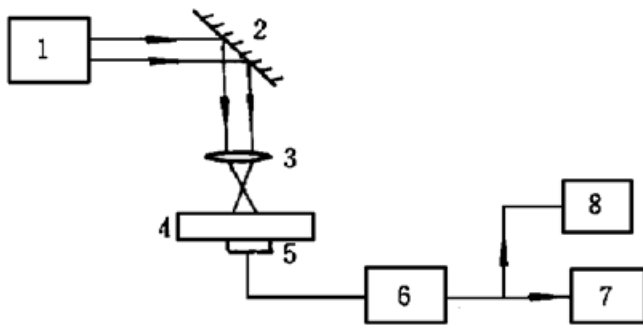


图 3 实验装置原理图

Fig. 3 Schematic diagram of the photoacoustic experiment

1: laser; 2: reflection mirror; 3: lens; 4: sample; 5: acceleration detector; 6: amplifier; 7: pulse tester; 8: oscilloscope

光经过一个平面反射镜 2 反射后,用焦距为 63 mm 的透镜 3 进行聚焦。聚焦之后的激光垂直入射样品 4 表面。在样品的另一表面以 YD-1 型加速度计 5 作为光声信号的检测器。加速度计接收面正对激光入射到样品表面上的光束。加速度计与样品之间用甘油耦合。加速度计接收到的光声信号经 DHF-4 型电荷放大器 6 放大后由 HFM-1 型脉冲毫伏表 7 测出光声信号的电压值。电荷放大器的上限频率为 100 kHz,下限频率为 0.3 Hz。在脉冲毫伏表两端并联一台示波器 8,以便监视和观察光声信号的大小及波形。激光的功率密度由 LPE-1 型激光功率测试仪测出。在实验中,将样品及透镜都放在带有标尺的光具座上。通过改变样品与透镜之间的距离改变入射激光的功率密度。实验中所用的样品为:厚为 3 mm 的铝板,厚为 1 mm 的不锈钢板以及厚为 1 mm 的黄铜板。测量结果如表 1 所示。

改变样品与透镜之间的距离改变入射激光的功率密度。实验中所用的样品为:厚为 3 mm 的铝板,厚为 1 mm 的不锈钢板以及厚为 1 mm 的黄铜板。测量结果如表 1 所示。

表 1 不同激光功率密度照射时光声信号的大小

Table 1 The photoacoustic signals obtained with different laser power densities used

power density / $10^8 \text{ W/cm}^2$	sample	aluminium	stainless steel	brass
	signal			
15.4		1.50	1.00	1.60
8.8		0.56	0.83	1.00
5.4		0.74	0.74	0.61
3.8		0.93	0.66	0.64
3.1		0.99	0.65	0.76
2.6		0.97	0.65	0.83
2.1		0.96	0.67	0.88
1.7		0.92	0.70	0.90
1.3		0.89	0.74	0.90
1.1		0.84	0.75	0.87
0.9		0.80	0.75	0.84
0.8		0.78	0.72	0.80

## 4 分析及讨论

根据表 1 可以作出铝材料中质点加速度随激光功率密度的变化关系,如图 4 中曲线 2 所示。把(10)式和(12)式中的  $P_A$  分别代入(8)中加速度的表达式中,计算中  $M$  取 10000 可以得出加速度随激光功率密度的变化关系式,它的图形如图 4 中的曲线 1 所示。

比较图 4 中的曲线 2 与经过光滑连续之后的曲线 1,可以看出它们有相同的变化趋势,从而可知在激光功率密度不太高,即  $q_0 < q_c$  时,金属被蒸发,但基本上未发生光击穿,而是中性

粒子占据优势而云集, 所以, 它和光波耦合不紧密, 也即基本上不吸收激光能量。这就是在第一种情况下推导出的式(10)中忽略蒸气对入射激光的吸收, 认为蒸气是透明的, 根据  $P_A \sim q_0$  成正比, 反冲压力增大, 而产生的声波幅度增加, 出现极大值。随着激光功率密度的增高, 达到  $q_0 \geq q_c$  时, 蒸气中开始发生光击穿, 电离度开始增加, 产生等离子体。由于等离子体吸收激光能量, 使光的不透明度增加, 反冲压力减小。在不考虑等离子体吸收热量后产生膨胀, 从而产生声波的情况下, 仅有反冲压力作用在介质面上产生的声波幅度会下降。随着激光功率密度的继续增高, 可认为蒸气完全被电离, 产生大量的等离子体, 这时对光完全不透明。而产生声波的主要机制是等离子体吸收光能的结果。所以, 这时的声波幅度又向上增加。至于理论曲线 1 中有间断的地方, 原因是本文为了推导和计算的方便把  $q_0 < q_c$  和  $q_0 \geq q_c$  截然分开, 这是和实际情况不相符合的。实际上  $q_0$  的变化是连续平滑的。所以, 曲线是连续平滑的, 正像图中虚线所示。

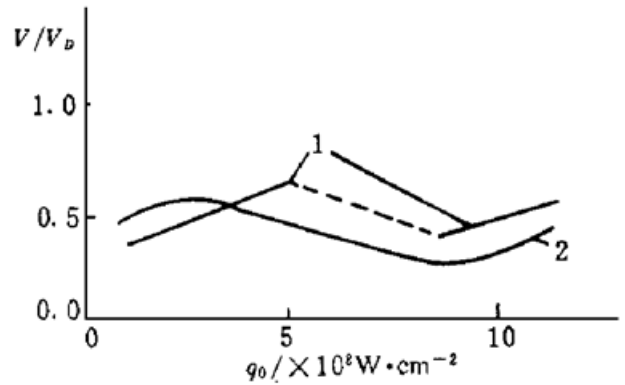


图 4 加速度随激光功率密度的变化关系

1: 理论曲线 ( $M = 10000$ ); 2: 实验曲线

Fig. 4 The relation between acceleration and the laser power density

1: theoretical curve  $M = 10000$ ; 2: experimental curve

## 参 考 文 献

- 1 Wang Qinhua, Huang Mengcai, Sun Hongwei. Photoacoustic deflection technique of pulse laser in liquid. *Chinese J. Acoustics* (声学学报), 1990, **15**(1): 53~ 59 (in Chinese)
- 2 R. J. Deuhurst, D. A. Hutchins, S. B. Palmer. Quantitative measurements of laser-generated acoustic waveforms. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**(6): 4064~ 4071
- 3 F. T. Areak, E. O. Sholts-Dobes. *Applied Laser to Physics*. Beijing: Science Press, 1979. 425~ 450
- 4 P. M. Morse, K. U. Ingard. *Theoretical Acoustics* (Chinese Vol. 2). Beijing: Science Press, 1986. 410 ~ 938

## The Recoil Pressure Model of Photoacoustic Effect in Solid

Wang Yang'en Shang Zhiyuan Dong Yanwu Wang Gongzheng Li Zhengguang  
(Applied Acoustics Institute, Shanxi Teachers University, Xi'an 710062)

**Abstract** A recoil pressure model of the photoacoustic effect in solid is developed. The relation between the photoacoustic signal and the laser power density is studied to test the model. There are a maximum and a minimum of the photoacoustic signals with the increase of the laser power density.

**Key words** photoacoustic effect in solid, pulse laser, plasma