

激光与固体透明介质相互作用的力学效应

倪晓武 陆 建 贺安之
(华东工学院应用物理系, 南京 210014)

提要: 本文从球体模型出发, 研究了激光与固体透明介质相互作用的热弹性应力波激励机理, 并进行了实验验证, 得到了环氧树脂内部变化的光致热弹性应力波传播速度。

关键词: 激光激励, 热弹性应力波, 波速

Mechanical effect of interaction between laser light and transparent solid medium

Ni Xiaowu, Lu Jian, He Anzhi

(Department of Applied Physics, East China Institute of Technology, Nanjing)

Abstract: Based on sphere model, the stimulating of the photo elastic stress wave inside the medium, and propagation are studied theoretically. Experimental verifications on epoxy resin are made and the propagation velocity of photothermoelastic stress wave in the medium are obtained.

Key words: laser-stimulation, thermoelastic stress wave, wave speed

一、引 言

对激光与固体相互作用过程的探测, 国外学者曾用梳状换能器和交叉换能器对固体样品表面的热弹性应力波进行了研究^[1], 也有应用光学阴影法进行激光对固体介质破坏现象^[2]和裂纹发展过程^[3]研究的报道。

本文利用球对称模型, 对固体透明介质内部激光激励热弹性应力波的机理进行了研究。在理论分析的基础上, 采用调 Q Nd:YAG 激光在环氧树脂内部激励热弹性应力波, 对理论研究成果进行了验证。实验验证时, 选用的作用激光功率密度低于固体介质的光学击穿阈值, 这样既确保激光与介质作用时介质内部不发生破坏, 又能激励介质内部的热弹性应力波, 进而可排除介质非线性效应的影响, 仅就力学效应进行讨论。实验得到了变化的热弹性应力波传播速度, 并利用修正介质的拉姆(Lamb)常数的方法对其进行了初步解释。

二、光致热弹性应力波的激励机理

在对光致热弹性应力波的激励机理进行研究时, 首先假设聚焦的激光束在聚焦区外不发生局部吸收, 且聚焦区为一理想的球体, 因此入射激光的全部能量都在一定直径的几何球内被吸收。显然, 在用会聚的激光束进行作用时其作用区域是一锥体, 与此假设不符。但此时可将该锥形区视为若干个理想球体的集合, 从而得到实际结果。

2.1 波方程的建立

根据假设, 且考虑到透明介质的各向同性, 建立球坐标系 (r, θ, φ) , 于是势能标量 Φ 表示的位移分量 u_i 具有下列形式:

$$u_i = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \Phi_{,i} \quad (1)$$

当无质量力时, 利用能量表示的热弹性波方程为^[8]:

$$\mu u_{i,k}^k + (\gamma + \mu) u_{k,i}^k - \beta T_{,i} - \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = 0 \quad (2)$$

式中, γ, μ 为拉姆常数; ρ 为密度; $\beta = (3\gamma + 2\mu)\gamma$; T 为温度场函数, 在球体对称时有 $T = T(r, t)$ 。

将(2)式代入(1)式并对等式两边积分, 且设周围介质温度为零, 则可得到非齐次的波方程:

$$\Phi_{,k}^k - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\beta T}{\gamma + 2\mu} \quad (3)$$

式中, v 为应力波波速, 且有

$$v^2 = \frac{\gamma + 2\mu}{\rho} \quad (4)$$

2.2 温度场函数 $T(r, t)$ 的确定

因为热弹性应力波是激光作用的结果, 因此吸收激光能量的温度场借助热传导方程可表示为

$$\nu \nabla^2 T + q = C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (5)$$

式中, C 为单位体积热容量, 且为简化讨论而近似地认为 C 为常量; ν 为绝热系数, 考虑到激光作用时间内 ($\sim 10^{-8}$ s) 热传导可忽略, 则有 $\nu \nabla^2 T = 0$; q 为体分布热源, 可表示为:

$$q = \xi \tilde{E} \quad (6)$$

式中 ξ 为单位长度的吸收系数, 在强激光与固体介质相互作用时, ξ 不再是经典的线性吸收系数; \tilde{E} 为通过单位面积的能量流。

根据衍射理论和球对称性, 可近似地认为聚焦区的激光辐射强度为

$$E(r, t) = E_0 f(t) \left(\frac{\sin \varepsilon r}{\varepsilon r} \right)^2 \quad (7)$$

式中 ε 为透镜参数, 它与聚焦透镜实际通光口径、焦距和作用激光波长有关。

对电光调 Q 激光脉冲而言, 当忽略初始时很小的时间增加, 因而近似认为此激光脉冲的强度与时间关系为余弦函数^[3], 即 $f(t) = \cos \omega t$ ($0 \leq \omega t \leq \pi/2$)。综合以上几式后积分, 并设积分

常数(周围介质温度)为零, 得到

$$T = T_0 \left(\frac{\sin \varepsilon r}{\varepsilon r} \right)^2 \sin \omega t \quad (0 \leq \omega t \leq \pi/2) \quad (8)$$

式中,

$$T_0 = \frac{E_0 \xi}{\omega C} \quad (9)$$

用激光脉冲的全部能量 Q_T 表示的 T_0 为

$$T_0 = \frac{\varepsilon^2 \xi Q_T}{4\pi C} \quad (10)$$

2.3 波方程的解

将(8)式代入(3)式, 且令 $K = \beta T_0 / (\gamma + 2\mu)$ 和 $k = \omega/v$, 则有

$$\nabla^2 \Phi(r) + k^2 \Phi(r) = K \left(\frac{\sin \varepsilon r}{\varepsilon r} \right)^2 \sin \omega t \quad (11)$$

上式即为亥姆霍茨波方程。考虑到试样的尺寸远超过激光作用区, 故可认为被作用的介质为无限大, 因而可用格林函数法解方程(11):

$$\Phi(r) = -\frac{K}{\varepsilon^2} \left[M \left(\frac{\cos kr}{kr} \right) + N \left(\frac{\sin kr}{kr} \right) \right] \sin \omega t, \quad 0 \leq \omega t \leq \pi/2 \quad (12)$$

式中,

$$M = \int_0^{kr} \frac{\sin^2 nt}{t} \sin t dt \quad (13)$$

$$N = \int_{kr}^{\infty} \frac{\sin^2 nt}{t} \cos t dt \quad (14)$$

且有

$$n = \varepsilon/k; \quad t = kr$$

2.4 应力场的确定

根据位移分量 u 和应变、应力的关系^[4], 可得到应力 σ_i^j 的表达式:

$$\begin{aligned} \sigma_1^1 = \frac{K}{\varepsilon^2} \left\{ M \frac{(\gamma + 2\mu)k}{r} \sin kr - 4\mu \left(\frac{\sin kr}{r^2} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\cos kr}{kr^3} \right) \right\} + N \frac{(\gamma + 2\mu)k}{r} \sin kr + 4\mu \left(\frac{\cos kr}{r^2} \right. \\ \left. \left. - \frac{\sin kr}{kr^3} \right) \right\} \sin \omega t \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_2^2 = \sigma_3^3 = \frac{K}{\varepsilon^2} \left\{ -2\mu \left(\frac{\sin kr}{r} \right)^2 + M \left(\frac{\gamma k}{r} \cos kr \right. \right. \\ \left. \left. + 2\mu \left(\frac{\sin kr}{r^2} + \frac{\cos kr}{kr^3} \right) \right) \right\} + N \left[\frac{\gamma k}{r} \sin kr \right. \\ \left. \left. - 2\mu \left(\frac{\cos kr}{r^2} - \frac{\sin kr}{kr^3} \right) \right] \right\} \sin \omega t \quad (16) \end{aligned}$$

$$\sigma_i^j = 0 \quad i \neq j \quad (17)$$

同理, 可用激光脉冲的能量和吸收系数来表征应力。

(15)式表示的 σ_1^1 表征了径向应力; (16)式表示的 σ_2^2 和 σ_3^3 表征了环向应力, 综合(15)、(16)式可知光致热弹性应力波是一以激光聚焦点为球心的球形应力波。

三、光致热弹性应力波的实验验证

为验证理论结果,我们采用光测弹性力学法直接观测介质内部应力。实验样品采用的是环氧树脂透明介质。

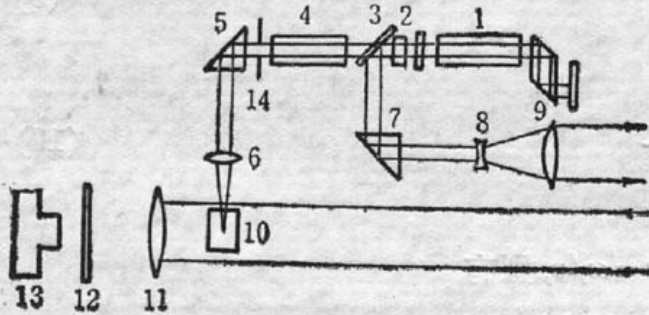


Fig. 1 Diagram of experimental set-up

这是因为我们采用双 45° 调 Q 晶体作为 Q 开关的 YAG 激光器输出的激光束就是线偏振光,只要调节图 1 中检偏器 12 的方向即可由照相机 13 记录被测样品的应力分布照片。经倍频晶体 2 后形成的波长分别为 $1.06\ \mu\text{m}$ 和 $0.53\ \mu\text{m}$ 的混合激光束中 $0.53\ \mu\text{m}$ 部分由分束镜 3 反射并扩束后,经由光延时装置延时后成为探测光。而分束镜 3 透射的 $1.06\ \mu\text{m}$ 部分经 YAG 放大级放大后作用于样品 10。

3.2 测试条件与结果

实验时作用激光脉冲宽度为 $15\ \text{ns}$,激励光单脉冲能量 $0.15\ \text{J}$,波长 $1.06\ \mu\text{m}$,聚焦透镜焦距为 $15\ \text{mm}$,作用光通光口径 $\phi 6\ \text{mm}$,因而(7)式中的透镜参数 $s = 1.186 \times 10^{-3}\ \text{mm}^{-1}$ 。实验中探测光与激励光是由同一台振荡-放大 YAG 激光器输出的,光延时装置调节精度为 $3 \times 10^{-11}\ \text{s}$ 。实验测定环氧树脂样品对 $1.06\ \mu\text{m}$ 激励光的吸收系数约为 $\xi = 9\ \text{cm}^{-1}$,比其线性吸收系数 $\xi_0 = 0.1\ \text{cm}^{-1}$ ^[3] 高出近二个量级。由此可见激光与介质相互作用时介质的吸收过程与经

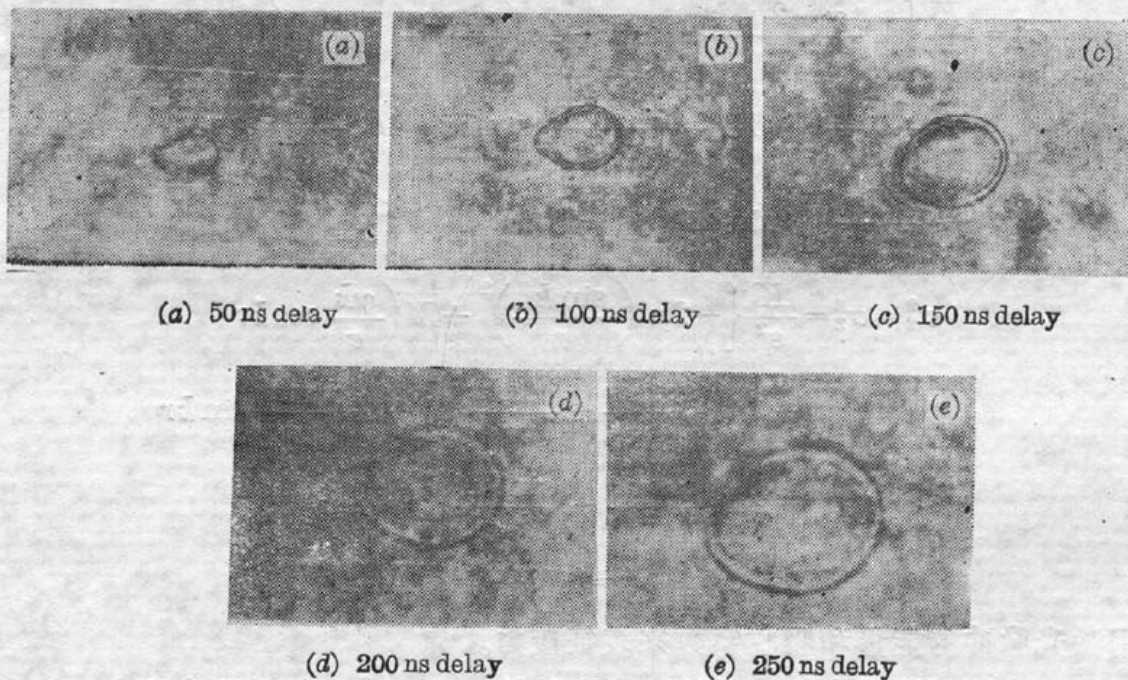


Fig. 2 Sequent time-resolved patterns of the stress distribution of thermoelastic stimulated by laser

典吸收截然不同。关于环氧树脂的其它参数均取材于文献[3]。

取最短延时时间为 50 ns, 最大延时时间为 250 ns, 每隔 50 ns 取样, 得到激光激励热弹性应力波的时间序列分辨且放大 15 倍的应力分布照片如图 2 所示。

3.3 热弹性应力波波速的测量

对图 2 进行测量, 得到延时时间 t 和应力波波速 v 的关系:

延时时间 t (ns)	50(a)	100(b)	150(c)	200(d)	250(e)
应力波波速 v (km/s)	2.98	2.54	2.28	1.87	1.61

这里的波速是以图 2 每一瞬态应力波的中间位置为测量点, 而且用到初始条件: 当 $t=0$ 时应力波位置位于原点, 因此波速是某时刻与前 50 ns 之间的平均速度。

四、结果讨论

由图 2 可见光致热弹性应力波的初始形貌为一圆锥形, 这是因为激励激光束是由透镜会聚后作用的, 因而在其焦点和焦点后的一小段区域均使介质产生应力。随着延时时间的增加, 应力波形貌向圆形过渡。

在激光激励 50 ns 内, 环氧树脂中应力波波速达 2.98 km/s, 且该值仍为光激励 50 ns 内的平均速度。因此可推知在作用时间小于 50 ns 时应力波的瞬时速度大于 3 km/s, 该值大于环氧树脂中机械加载的应力波波速理论值 1.42 km/s^[8]2 倍以上, 也大于时间为 20 ns 时由本文理论部分计算的理论值 2.5 km/s。随延时时间的增加, 速度 v 下降, 并趋于理论值。

对此处实验结果与理论值的不同, 我们认为这是因为(4)式中介质的拉姆常数 γ 、 μ 只是在定常外作用下成立。本文讨论的是激励点温度随时间迅速变化, 以至定常弹性应力的静态处理方法不能适用, 而是一种非定常热弹性应力的动态问题。此时拉姆常数 γ 或 μ 均随温度变化; 同样材料的密度 ρ 也随激光作用而不再是常量, 因此应力波波速也将是时间的函数。当激光作用后的时间足够长, 或应力波位置距激励点足够远时, 拉姆常数和密度将恢复其常量的特性, 因而应力波波速也趋于与定常外作用时相同。图 2 的延时时间为 50 ns 的应力波照片中应力分布呈明显的锥形, 而到时间为 250 ns 时应力分布呈蛋形, 并向圆形过渡。这说明就是在激励区域内, 应力波的波速也各不相同, 作为聚焦点的锥体顶端吸收的激光能量也将大于其它区域, 因而该处的温度将高于其后区域, 由机理分析可知: 温度高处产生的应力波波速要大, 所以在应力波发展过程中聚焦点前端的应力传播更快, 逐渐脱离圆锥体形状, 这也是以上结论的佐证。但是, 本文关于激励机理的讨论也只是将非定常热弹性应力的动态问题近似地认为热传导来不及发生而简化为一系列的平衡态处理, 完美的处理方法应考虑(4)式中拉姆常数和密度不再是常量, 因而问题将非常复杂, 尚待进一步探讨。

参 考 献 文

- 1 W. H. Lowdermilk et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 1888(1981)
- 2 N. Bloembergen, *Laser-Solid Interactions and Laser Processing-1978*, Published by American Institute of Phys., New York, 1979, 1
- 3 Л. Н. Миркни, *Физические Основы Обработки Лучами Лазера*, Издательство Московской Государственной Университета. Московской. (1975). Глава 8
- 4 A. Kuske et al., *Photoelastic stress analysis*, John Wiley & Sons, New York, 1974, Cha. 6