

文章编号: 0258-7025(2001)08-0705-04

短脉冲激光辐照下光学膜层迎光剥落的理论模型

尹益辉¹ 苏毅¹ 陈裕泽²

(中国工程物理研究院¹应用电子学研究所,²结构力学研究所 绵阳 621900)

提要 基于最大剪应力理论,建立了短脉冲激光辐照下光学膜层发生迎光剥落的理论模型,导出了膜层剥落的激光功率密度阈值条件和剥落区半径与激光及膜层参数的关系式。以时空都为 Gauss 分布的 ns 级脉冲激光辐照 ZrO₂ 膜层为例进行了理论计算。该理论模型及其结果揭示出光学膜层的轴向快速热膨胀、膜层材料的热软化以及由膜层中的径向应力、环向应力和垂直剪应力导致的锥面型剪切滑移是脉冲激光辐照下膜层发生迎光剥落的主要原因。

关键词 光学膜层,迎光剥落,短脉冲激光,阈值

中图分类号 O 484 文献标识码 A

Theoretical Model for the Spallation of Optical Coating Irradiated by Short Pulsed Laser

YIN Yi-hui¹ SU Yi¹ CHEN Yu-ze²

(¹Institute of Applied Electronics, ²Institute of Structural Mechanics, CAEP, Mianyang 621900)

Abstract Based on the maximum shear stress theory, a theoretical model is developed for the spallation of a plated film under irradiation of a short pulsed laser beam. The formula of the laser energy threshold for the plated film spallation and the relationship between the radius of the spallation zone and the parameters of both the laser beam and the plated film are deduced. As an example, the spallation of a ZrO₂ plated film irradiated by a ns-degree short pulsed laser beam is calculated, and both the curve of the spallation radius vs. laser energy and the temperature data are obtained. The theoretical and experimental results are in good accordance with each other, which indicates that the theoretical model is reasonable. The theoretical model with its results declares that the axial rapid thermal expansion, the thermal softening of the film material and the cone-shaped shearing-sliding induced by both the shearing stress on the lateral cross-section and the radial and circumferential stresses are the main causes of the spallation phenomenon.

Key words optical coating, spallation, short pulsed laser, threshold

激光辐照下膜层可能发生功能、力学和热烧蚀破坏等多种破坏现象^[1]。文献[2]实验研究了 ZrO₂ 膜层在短脉冲激光辐照下迎光剥落力学破坏现象。对该破坏现象,已有文献大多从平面应力角度出发进行理论解释^[3,4],而没有对膜层轴向的力平衡条件加以足够重视。本文拟从空间轴对称热弹性理论出发,基于最大剪应力理论建立物理模型,对膜层的迎光剥落问题进行了讨论。

1 膜层中的温度场和热应力

附着在衬底上的光学膜层厚度为 h 。当激光光斑远小于膜层幅面尺寸而远大于膜层厚度时,可近似认为膜层是径向无限大的,如图 1 所示。

在 ns 级脉冲激光辐照期间,膜层中的热能累积使温度和温度梯度不断增加,使膜层受辐照区的等效应力不断变大。在辐照结束后,冷却散热和热传导使光斑中心区温度下降、膜层径向和轴向温度梯度变小,同时使某一半径之外的局部区域和下表面邻近区域的温度略微上升。尽管如此,由于热传导的特征时间远比激光脉宽和应力波传播的特征时间

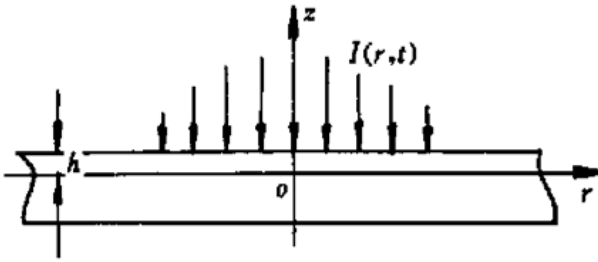


图 1 脉冲激光辐照下的单层光学膜层
Fig. 1 Single-layer film irradiated by pulsed laser

长,且在光斑区温度场随时间推延而趋于均匀的同时,总的平均温度是不断降低的,因此这种由热传导引起的局部区域的温升虽然会使相应区域的等效应力增大,但也大不过辐照刚结束时刻光斑区温升引起的光斑区内的最大等效应力。这样,由应力诱导的膜层的轴向剥落如果能够发生的话,就会在激光辐照期间的某个时刻或辐照结束的 t_p 时刻发生。若设在 t_p 时刻发生,则此时轴向热扩散深度为 $\sqrt{kt_p/\rho c}$ 。当条件 $\sqrt{kt_p/\rho c} \ll h$ 得到满足时,膜层中的轴向和径向热传导几乎不影响温度场结果,从而也就几乎不影响由温度场引起的热应力。这样膜层剥落的特征也就不会受到影响。

将激光束功率密度表示为 $I(r, t) = I_0 f(r) g(t)$, 这里 I_0 为脉冲宽度内光斑区的光强峰值, f 和 g 为任意函数。则按照激光能量在膜层中的体积沉积模型,在膜层与衬底界面绝热的假设下,由忽略热传导的能量方程求得膜层中的温度场为

$$T(r, z, t) - T_0 = \frac{A_f I_0}{\rho c h} f(r) e^{\alpha_B(z-h)} \int_0^t g(t) dt \quad (1)$$

式中 ρ 和 c 分别为膜层材料的密度和比热容, α_B 为吸收系数, A_f 为膜层吸收率。

一般来说衬底的热膨胀系数远比膜层的小,因而分析中可忽略衬底变形对膜层力学行为的影响。假设在剥落前界面未脱粘,则在剥落前膜层底面轴向位移 $w(r, 0, t) = 0$ 。同时由于剥落发生在 ns 级时间内,可近似取膜层的径向位移为零。又由于膜层上表面自由,当 h 极小时,还可近似取 $\sigma_z = 0$ 。这样由空间轴对称热弹性理论求得膜层中的径向应力 σ_r 和环向应力 σ_θ 为

$$\sigma_r = \sigma_\theta = - \eta (T - T_0) \quad (2)$$

式中 $\eta = E\alpha/(1 - \mu)$, E 为膜层材料的弹性模量, α 为线热膨胀系数, μ 为泊松比。同时求得膜层质点的轴向加速度为

$$\frac{\partial^2 w(r, z, t)}{\partial t^2} = \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \frac{\alpha A_f I_0}{\rho c h \alpha_B} f(r) \cdot [e^{\alpha_B(z-h)} - e^{-\alpha_B h}] \frac{dg(t)}{dt} \quad (3)$$

基于式(3),由半径为 r 的圆柱形片的轴向力平衡条件导出膜层圆形横截面单位周长上的垂直剪力为

$$Q_r(r, t) = \frac{1}{r} \int_0^r r' \sigma_z(r', 0, t) dr' + \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \frac{\alpha A_f I_0}{c \alpha_B} \left[\frac{1}{\alpha_B h} - e^{-\alpha_B h} - \frac{1}{\alpha_B h} e^{-\alpha_B h} \right] \frac{dg(t)}{dt} \frac{1}{r} \cdot \int_0^r f(r') dr' \quad (4)$$

式中 $\sigma_z(r, 0, t)$ 为界面作用力。由式(4)可得膜层厚度上的平均垂直剪应力为 $\tau_z(r, t) = Q_r/h$ 。

将文献[2]的实验参数及结果代入式(2),可得到在剥落临界条件下光斑中心区的热应力已超过材料压缩强度极限的结果,符合文献[2]的近似理论计算结果。这说明光斑中心区材料在膜层剥落前就已发生了压缩破坏。但由于压缩破坏区与整个剥落区相比很小,同时由于在压缩破坏区的应力难以确定,所以下面仍按公式(2)所给定的应力进行分析。

2 光学膜层迎光剥落的力学模型

由于膜层的径向应力 σ_r , 环向应力 σ_θ 和垂直应力 τ_z 的作用,在任一径向位置,膜层中的最大剪应力作用面将近似为一锥面,剥落区近似为一锥形体,设其锥面与膜层界面的夹角为 θ ,如图2所示。显然讨论膜层局部区域的轴向剥落问题,并不需要关心膜层中应力的具体分布,而只需考察剥落体上各种合力的总体平衡效果。由式(1)和(2)也可见,在 h 极小时,厚度方向的最大温度和最小温度差别极小,最大应力和最小应力差别也极小,这样基于剥落体面上的平均应力来讨论力的平衡问题就不会对结果产生本质影响。下面对剥落锥形体的力平衡条件进行研究。

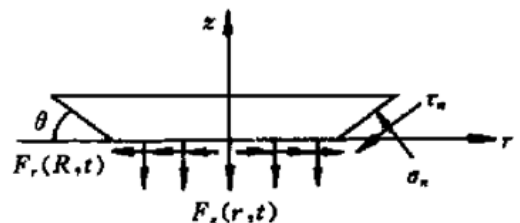


图 2 剥落区受力分析
Fig. 2 Forces acting on the R zone

假设剥落区为图 2 所示的倒锥体,底面半径为 R 。在一级近似程度内对该剥落体中内半径为 R 的空心锥体进行受力分析,由其径向的力平衡条件得到锥面上平均法向应力 σ_n ,平均剪应力 τ_n 与膜层圆形横截面上平均径向应力 σ_r 和平均环向应力 σ_θ 的关系

$$\begin{aligned} & (\sigma_n \sin \theta \cos \theta + \tau_n \cos^2 \theta) \phi(\theta) = \\ & - 2\pi R \sigma_r \Big|_{r=R} \cot \theta - \pi h \sigma_\theta \Big|_{r=R} \cot^2 \theta \end{aligned} \quad (5)$$

其中 σ_n 和 τ_n 按图中所指方向为正,而 $\phi(\theta) = 2\pi R / \sin^2 \theta + \pi h \cos \theta / \sin^3 \theta$ 。由倒锥体的轴向力平衡条件得到

$$(-\sigma_n \sin \theta \cos \theta + \tau_n \sin^2 \theta) \phi(\theta) = -2\pi R \tau_n \Big|_{r=R} \quad (6)$$

将式(5)和(6)联立求得

$$\begin{aligned} \tau_n = -\sigma_r \Big|_{r=R} (\sin 2\theta) / 2 - \tau_n \Big|_{r=R} (\sin^2 \theta) \\ \left[1 + \frac{h}{2R} \cot \theta \right] \end{aligned} \quad (7)$$

由 $\partial \tau_n / \partial \theta = 0$ 得到

$$\begin{aligned} \sigma_r \Big|_{r=R} \left[1 + \frac{h}{2R} \cot \theta \right]^2 \cos 2\theta + \\ \tau_n \Big|_{r=R} \left[\left[1 + \frac{h}{2R} \cot \theta \right] \sin 2\theta + \frac{h}{2R} \right] = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)即是求解最大剪应力作用面的条件。

设膜层的剥落是沿着最大剪应力作用面的纯剪切破坏,则按最大剪应力理论,由式(7)有

$$\begin{aligned} \tau_n = -\sigma_r \Big|_{r=R} (\sin 2\theta) / 2 - \tau_n \Big|_{r=R} (\sin^2 \theta) \\ \left[1 + \frac{h}{2R} \cot \theta \right] = \tau_b \Big|_{r=R} \end{aligned} \quad (9)$$

式中 τ_b 为材料的剪切强度极限,它与温度的关系可近似表示为 $\tau_b = \tau_{b0} - \tau_{b1} [T(R, t) - T_0]$,这里也在误差允许范围内忽略了膜层轴向温度不均匀性的影响。

式(8)和式(9)共含有 I_0 , R 和 θ 三个未知量,只要任意给定其中一个,就可联立求出另外两个。

设剥落过程中膜层与衬底间单位面积上的轴向附着力为拉力,大小为 $F_z(r, t)$,则式(4)中 $\alpha_z(r, 0, t) = F_z(r, t)$ 。下面假设在给定 R 后已联立求得剪切角 θ ,则由式(9)得到

$$I_0 A_f S(R, t) \geq 2 \int_0^R r F_z(r, t) dr + \tau_{b0} h \phi(\theta) \quad (10)$$

其中, $S(R, t) = \frac{B_0 [\tau_{b1} \phi(\theta) + \pi h (2R + h \cot \theta) \cot \theta]}{\rho c} f(R) \cdot$

$$\int_0^t g(t) dt - \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \frac{2\pi \rho h B_0 B}{c} \frac{dg(t)}{dt} \int_0^R f(r) dr, \text{ 常数 } B_0 =$$

$(1 - e^{-\alpha_B h}) / \alpha_B h, B = \left[\frac{1}{\alpha_B h} - \frac{1}{\alpha_B h} e^{-\alpha_B h} - e^{-\alpha_B h} \right] / (1 - e^{-\alpha_B h})$ 。式(10)是时间相关的。根据前面的分析,我们可直接将式(10)中的时间 t 用脉冲宽度 t_p 代替,即得到与时间无关的剥落条件。

另外在式(10)中取 $R = 0$,就得到膜层剥落的临界功率密度阈值 I_{0th} 。

3 一个算例及其实验验证

3.1 理论计算公式及参数

取激光束的空间波形 $f(r) = e^{-2r^2/r_0^2}$,时间波形 $g(t) = e^{-2(t-t_0)^2/t_0^2}$ 进行计算,这里 r_0 为光斑半径 ($1/e^2$), t_0 为脉冲半宽度 ($1/e^2$)。这时近似有 $t_p = 2t_0$ 。若设在剥落时膜层界面轴向附着力为均匀的 F_0 值,则由式(10)求得膜层剥落的临界功率密度阈值为

$$I_{0th} = I_0 \Big|_{R=0} = \frac{\rho c h}{A_f B_0 B_1} \tau_{b0} \quad (11)$$

其中 $B_1 = \left[\tau_{b1} + \frac{\eta}{2} \sin 2\theta \right] \int_0^{2t_0} e^{-2(t-t_0)^2/t_0^2} dt$; 同时求得使半径为 R 的区域剥落的激光功率密度与临界功率密度之比为

$$\begin{aligned} \frac{I_0}{I_{0th}} = & \left[\frac{R^2 F_0}{2h \tau_{b0}} \sin^2 \theta + R + \frac{h}{2} \cot \theta \right] \cdot \\ & \left[\left[R + \frac{h}{2} \cot \theta \right] e^{-2R^2/r_0^2} + \right. \\ & \left. \frac{1 + \mu}{1 - \mu} \frac{\rho h \alpha_B r_0^2 \sin^2 \theta}{e^2 t_0 B_1} (1 - e^{-2R^2/r_0^2}) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

参照文献[2],取参数 $t_0 = 5 \times 10^{-9}$ s, $r_0 = 27.5 \times 10^{-6}$ m 和 $h = 0.265 \times 10^{-6}$ m,以及相应的材料参数和附着力参数,根据式(8)和(12)计算得到文献[2]实验条件下式(12)的具体形式为

$$\frac{I_0}{I_{0th}} = \frac{7.925 \times 10^3 R^2 + R + 3.36 \times 10^7}{(R + 3.36 \times 10^7) e^{-2R^2/r_0^2} + 6.0 \times 10^8 (1 - e^{-2R^2/r_0^2})} \quad (13)$$

其中对于所取 h 值,在 α_B 的很大范围内近似有 $B_0 = 1.0, B = 0.5$ 。计算中考虑到 ZrO_2 的熔点为 2950°C ,近似取了 $\tau_{b1} = \tau_{b0} / 2500^\circ\text{C}$ 。同时这里可检验,对于所取参数,条件 $\sqrt{kt_p / \rho c} \ll h$ 得到满足。

3.2 理论计算结果分析及与实验的比较

由式(11)计算得到的膜层发生剥落的激光功率密度阈值和文献[2]的实验数据一致。由式(13)计算得到的结果如图3所示,图中同时标出了文献[2]

的实验点。由图可见,排除实验数据的分散性后,理论结果和实验结果吻合得很好,表明本文的模型具有合理性和可用性,也表明采用一级近似进行的分析已有足够精度。

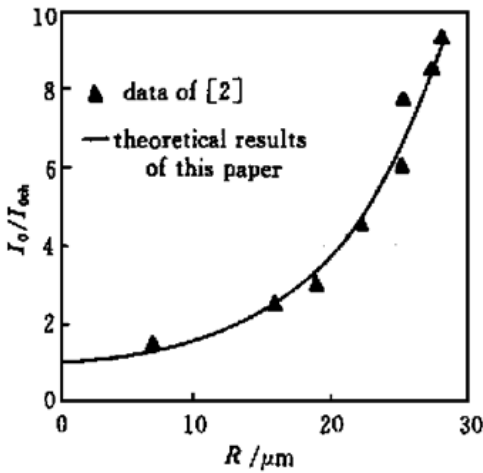


图3 剥落半径与激光光强的关系

Fig. 3 Change of R vs I_0/I_{0th}

由式(1)计算得到膜层表面上剥落区中心和边缘处的温度结果如表1。由表1可见,在激光功率密度为剥落损伤阈值时,光斑中心温度仅550℃,远没有达到材料熔点。在激光功率密度约为剥落损伤阈值的5.59倍时,光斑中心温度刚好达到熔点,这时剥落半径为23.6μm,在剥落区边缘温度仅688.9℃。这说明膜层迎光剥落的激光功率密度阈值远小于其熔化阈值。在激光功率密度约为剥落损伤阈值的8.81倍时,剥落区与激光光斑等大,光斑中心区已经熔化,熔化区半径为13.12μm,但边缘区还远没有达到熔点。这里剥落区大小与光斑等效半径同量级的事实进一步说明前述有关剥落时刻的分析是合理的,因为在辐照结束后,由于冷却散热光斑半径 r_0 区域的温度都会下降。同时也说明前述求解中忽略热传导是可行的,因为在剥落前的ns范围,光斑区直接由激光能量沉积引起的温升远大于热传导甚至冷却散热对它的影响。

表1 t_p 时刻剥落区中心和边缘处的温度值

Table 1 Temperature values at the center and boundary of the spallatin zone at t_p

Ratio of laser intensity I_0/I_{0th}	Radius of spallation zone $R/\mu\text{m}$	Temperature $T(0, h, t_p)/^\circ\text{C}$	Temperature $T(R, h, t_p)/^\circ\text{C}$
1	0	550.0	550.0
2.5	15.9	1334.5	697.0
5.59	23.6	2950.0	688.9
8.81	27.5	4634.6	650.6

4 小 结

本文建立了短脉冲激光辐照下光学膜层发生迎光剥落损伤的理论模型,对模型求解给出了膜层剥落的激光功率密度阈值条件,以及剥落区半径与激光和膜层参数的关系式。通过一个具体的理论算例,给出了膜层剥落损伤的阈值数据。剥落区半径随脉冲激光功率密度的变化规律和剥落损伤时膜层典型位置处的温度。这些结果与文献中相应实验结果定量一致,表明了该理论模型的正确性和合理性。温度计算表明膜层发生剥落损伤的激光功率密度阈值仅为膜层熔化阈值的17.9%,因而膜层迎光剥落损伤与膜层材料的熔化无关。本文理论模型揭示出:膜层在脉冲激光辐照下发生迎光剥落是膜层沿轴向的快速热膨胀、膜层材料的热软化以及由膜层中的径向热应力、环向热应力和圆形横截面上的剪应力导致的锥面型剪切滑移等共同作用的结果。

本文的理论模型可用于同类膜层问题的设计和

易损性评估分析,也可用于发展测试膜层轴向附着力的技术。

参 考 文 献

- 1 Zhou Dongping, Fan Zhengxiu, Fan Ruiying *et al.*. Real time investigations on thermal process of laser induced damage of Al mirrors. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1996, **A23**(5): 437~440 (in Chinese)
- 2 Gong Hui, Li Chengfu, Wang Mingli. Thermal shock effect on optical films damage induced by high power laser. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1996, **A23**(3): 245~248 (in Chinese)
- 3 V. F. Gordeev, A. L. Glytenko, G. M. Kudinov. Thermal action of pulsed laser radiation on the surface of metal mirrors. *Phys. Chem. Mech. Surfaces*, 1985, **2**(9): 2729~2744
- 4 The authorial group of 《Optical films》. *Optical Films*. Shanghai: The People's Press, 1976. 82~110 (in Chinese)
- 5 Yang Xucan, Jin Jiansan. *Elastomechanics*. Beijing: High Education Press, 1987. 10~20 (in Chinese)