

涂层界面结合强度检测研究(I): 涂层结合界面应力的理论分析*

张永康^{1,2)} 孔德军^{1,2)†} 冯爱新¹⁾ 鲁金忠¹⁾ 张雷洪¹⁾ 葛 涛¹⁾

1) 江苏大学机械工程学院, 镇江 212013)

2) 华东理工大学机械与动力工程学院, 上海 200237)

(2005 年 9 月 22 日收到; 2005 年 11 月 8 日收到修改稿)

利用激光划痕测试法和弯曲应力理论, 建立了涂层结合界面应力的理论模型, 推导出结合界面剪应力、正应力和剥离应力分布公式, 分析了结合界面应力产生的机理. 理论分析结果表明, 界面正应力主要集中在界面中心区域内, 而在界面边缘附近, 正应力迅速下降, 在界面边缘处其值降为 0; 剪应力和剥离应力主要集中在界面边缘区域内, 在远离界面边缘区域, 剪应力和剥离应力则迅速下降. 涂层中正应力和涂层厚度、基体厚度以及杨氏模量无关, 界面间剪应力以及剥离应力随涂层厚度增加而增加, 并且由涂层与基体厚度以及杨氏模量所共同决定.

关键词: 涂层结合界面, 正应力, 剪应力, 剥离应力, 激光划痕法(LST)

PACC: 6860, 6180E, 8100

1. 引 言

一般在沉积的涂层内总是存在着残余应力, 残余应力由热应力和本征应力(或内应力)组成^[1]. 由于涂层与基体材料的热膨胀系数不同, 涂层在冷却过程中结合界面产生热应力, 当这些热应力过大时将会严重影响界面结合强度^[2,3], 导致涂层质量下降甚至失效. 本文应用弯曲梁应力分布理论, 分析了涂层结合界面应力分布, 研究了残余应力对涂层结合力的影响关系, 并对残余应力产生的机理进行了初步讨论.

2. 分析与讨论

2.1. 涂层应力模型

图 1 为涂层厚度 t_c 和基体厚度 t_s 的结合界面示意图. XRD(X 射线衍射法)检测膜基界面结合强度是利用连续加载的长脉冲红外激光直接加载于涂层表面, 对涂层表面几十纳米厚薄层的准静态加热, 随热量热传导, 从而在涂层-基体系统中形成温度场. 由于涂层、基体材料热膨胀系数和温度的差异,

在界面涂层中形成热应力(压应力), 当热应力达到一定值时, 材料产生脱粘, 进一步发生界面裂纹扩展、脱粘层弹性失稳翘曲、贯穿裂纹萌生与扩展, 直至脱粘层断裂剥落(图 2). 在激光加载于涂层表面的同时, 试样相对于激光束作进给运动, 从而在涂层表面形成深度逐渐增加的划痕. 用涂层-基体界面破坏时激光束参数、检测参数以及涂层基体材料物性参数来表征涂层-基体界面结合强度.

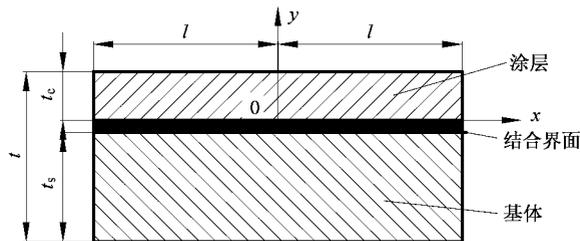


图 1 涂层结合界面示意图

为了便于涂层结合界面应力分析, 在断裂剥落过程中作以下假设: 激光作用下涂层结合界面材料组织不变化, 温度变化过程中涂层界面结合紧密, 其剥离机理为涂层发生弯曲梁应变, 应变导致了涂层结合应力的重新分布, 其结果表现为涂层与基体脱粘.

* 国家自然科学基金(批准号: 50405035)和江苏省 2005 年度研究生创新计划项目(批准号: XM05-32, XM04-24)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: kong-dejun@163.com

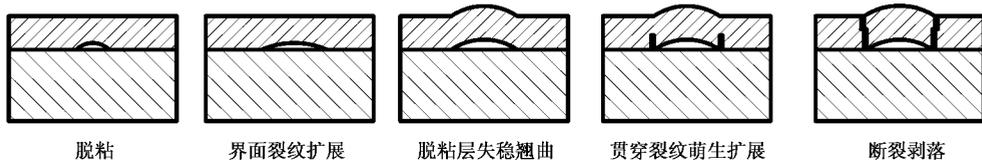


图2 涂层结合界面失效过程

图2为涂层截面处失效过程示意图.由图2分析得到,涂层失效共有3个方向应力:1)涂层下表面与基体上表面之间的剪应力;2)垂直于涂层结合界面的剥离应力;3)垂直于涂层结合界面断裂处的正应力.

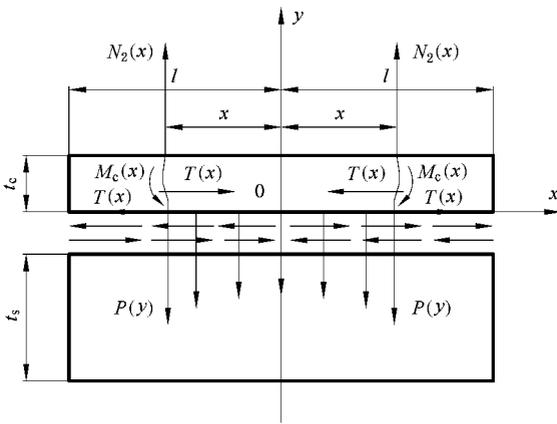


图3 涂层界面失效应力模型

由图3得到,激光热应力作用下涂层在 x 处沿 y 向的截面上产生的弯矩

$$M_c(x) = \frac{t_c}{2} \mathcal{T}(x) = \frac{E_c^0 t_c^3}{12 \rho(\xi)}, \quad (1)$$

对于涂层

$$\sum M_0(x) = 0,$$

$$\int_0^{2x} \int_0^{2\xi} p(x) dx d\xi = 2x \mathcal{N}(x), \quad (2)$$

$$\sum Y = 0,$$

$$\int_0^{2x} p(x) dx = 2 \mathcal{N}(x), \quad (3)$$

式中 $M_c(x)$ ——激光作用下涂层在 x 处沿 y 向的截面上的弯矩; $\mathcal{T}(x)$ ——结合界面在该截面处的剪应力; t_c ——涂层厚度; E_c^0 ——涂层杨氏模量; $\rho(x)$ ——曲率半径; $p(x)$ ——剥离应力.

2.2. 剪应力

由图3得到,结合界面 x 方向上剪应力^[4]

$$\mathcal{T}(x) = \int_0^x \tau(\xi) d\xi, \quad (4)$$

式中 $\tau(\xi)$ ——界面单位长度剪应力.

由(1)式得到

$$\frac{1}{\rho(x)} = \frac{6}{E_c^0 t_c^2} \mathcal{T}(x). \quad (5)$$

设涂层和基体的热膨胀系数 α_c, α_s 与温度无关,激光作用下结合界面受热升温 ΔT ,涂层脱粘前涂层下表面和基体上表面任意点沿 x 方向位移^[5]

$$u_c(x) = \alpha_c \Delta T x - \frac{1}{E_c^0 t_c} \int_0^x \mathcal{T}(\xi) d\xi + k_c \tau(x) + \frac{t_c}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho(\xi)}, \quad (6)$$

$$u_s(x) = \alpha_s \Delta T x + \frac{1}{E_s^0 t_s} \int_0^x \mathcal{T}(\xi) d\xi - k_s \tau(x) - \frac{t_s}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho(\xi)}, \quad (7)$$

其中 u_c ——涂层下表面任意点沿 x 方向位移,涂层

屈服系数 $k_c = \frac{\mathcal{X}(1+v_c)t_c}{3E_c}$, v_c ——涂层泊松比,

E_c^0 ——涂层当量弹性模量; u_s ——基体上表面任意

点沿 x 方向位移,基体屈服系数 $k_s = \frac{\mathcal{X}(1+v_s)t_s}{3E_s}$,

v_s ——基体泊松比, E_s^0 ——基体当量弹性模量;

ΔT ——温度差.

由 $u_c(x) = u_s(x)$ 得

$$\tau(x) k - \left(\frac{1}{E_s^0 t_s} + \frac{1}{E_c^0 t_c} \right) \int_0^x \mathcal{T}(\xi) d\xi + \frac{k_c + k_s}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho(\xi)} = \Delta \alpha \Delta T x, \quad (8)$$

由(4)(5)式代入(8)式得

$$\tau(x) - K^2 \int_0^x \mathcal{T}(\xi) d\xi = \frac{\Delta \alpha \Delta T}{k} x, \quad (9)$$

式中

$$\Delta \alpha = \alpha_s - \alpha_c; K = \sqrt{\frac{\lambda}{k}};$$

$$k = k_c + k_s;$$

$$\lambda = \frac{1}{E_s^0 t_s} + \frac{1}{E_c^0 t_c} - \frac{3}{E_c t_c^2} \cong \frac{1}{E_c^0 t_c}.$$

由(9)式解得

$$\tau(x) = E_c^0 t_c \Delta \alpha \Delta t K \frac{\sin kx}{\cos kl}. \quad (10)$$

(10)式说明剪应力是由涂层厚度以及杨氏模量所共同决定,随着涂层厚度的增加而有所增大,在激光辐射的界面边缘达到最大值.

2.3. 正应力

由(4)(5)(8)式可得到界面正应力(假定 kr 值较大)^[5]

$$\begin{aligned} \sigma_c(x) &= \frac{T(x)}{t_c} + \frac{E_c^0}{\rho(x)} \times \frac{t_c}{2} \\ &= \frac{\Delta \alpha \Delta T}{\lambda t_c} \left[1 + \frac{3tD_c}{t_c D} \right] [1 - e^{-k(l-x)}], \quad (11) \end{aligned}$$

式中

$$D_c = \frac{E_c t_c^3}{12(1 - \nu_c^2)},$$

$$D_s = \frac{E_s t_s^3}{12(1 - \nu_s^2)},$$

$$D = D_c + D_s,$$

将(4)(5)式代入(11)式得

$$T(x) = E_c^0 t_c f_0(x) \Delta \alpha \Delta t, \quad (12)$$

式中

$$f_0(x) = 1 - \frac{\cosh kx}{\sinh kl}.$$

(12)式代入(6)式得

$$\frac{1}{\rho(x)} = 6 \frac{E_c^0 t_c}{E_s^0 t_s^2} f_0(x) \Delta \alpha \Delta t, \quad (13)$$

那么(1)式变为

$$M_s(x) = \frac{(E_t^0)^2 t_t^4}{2E_s^0 t_s^2} f_0(x) \Delta \alpha \Delta t, \quad (14)$$

因此涂层应力为

$$\sigma_c(x) = \frac{T(x)}{t_c} = E_c^0 x_0(x) \Delta \alpha \Delta t, \quad (15)$$

基体应力为

$$\begin{aligned} \sigma_s(x) &= -\frac{T(x)}{t_s} - 6 \frac{M_s(x)}{t_s^2} \\ &= -4E_c^0 \frac{t_c}{t_s} f_0(x) \Delta \alpha \Delta t, \quad (16) \end{aligned}$$

式中 $M_s(x)$ ——正应力作用下基体产生的弯矩.

当多晶体涂层弯矩 $M_c(x)$ 值很小时,涂层正应力可近似认为只由剪应力 $T(x)$ 所决定.基体正应

力仍由剪应力 $T(x)$ 和弯矩 $M_s(x)$ 共同决定,即

$$\sigma_c(x) = \frac{T(x)}{t_c} = E_c^0 \Delta \alpha \Delta T [1 - e^{-k(r-x)}], \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \sigma_s(x) &= -\frac{T(x)}{t_s} - \frac{E_s^0}{\rho(x)} \times \frac{t_s}{2} \\ &= 4E_s^0 \frac{t_c}{t_s} \Delta \alpha \Delta T [1 - e^{-k(r-x)}]. \quad (18) \end{aligned}$$

(17)式说明,除了界面边缘区域,涂层正应力 $\sigma_c(x)$ 和涂层厚度无关.(18)式说明,当涂层厚度减薄时,基体正应力 $\sigma_s(x)$ 会降低,甚至完全消失.

2.4. 剥离应力

由图3得到涂层剥离应力^[6]

$$2xM(x) - \int_{-x}^x \int_{-x}^{\xi} P(\xi) d\xi' d\xi = M(x), \quad (19)$$

(19)式对 x 微分得

$$M(x) = \int_{-x}^x P(\xi) d\xi = 2M(x) - \mu\tau(x), \quad (20)$$

即

$$M(x) = \mu\tau(x), \quad (21)$$

式中

$$\mu = \frac{t_s D_c - t_c D_s}{2D}.$$

(21)式对 x 微分得涂层剥离应力

$$P(x) = \mu E_c^0 t_c k \Delta \alpha \Delta t \sqrt{K} \frac{\cos kx}{\cos kl}. \quad (22)$$

(21)(22)式表明涂层剥离应力的大小与剪应力成正比,是由涂层厚度以及杨氏模量决定的,在界面边缘剥离应力接近于零.

3. 结 论

1)界面正应力主要集中在界面激光辐射的中心区域内,而在界面边缘附近,正应力迅速下降,在界面边缘处其值降为0.

2)剥离应力的大小与剪应力成正比,主要集中在界面边缘区域内,在远离界面边缘区域,剥离应力则迅速下降.

3)剪应力是由涂层厚度以及杨氏模量所共同决定,随着涂层厚度的增加而有所增大,在界面边缘区域达到最大.

4)涂层中正应力和涂层厚度、基体厚度以及杨氏模量无关,界面间剪应力以及剥离应力随涂层厚度增加而增加,并且由涂层厚度以及杨氏模量共同决定.

- [1] Ma B X , Yao N , Jia Y *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2854 (in Chinese) [马丙现、姚 宁、贾 瑜等 2005 物理学报 **54** 2853]
- [2] Cha L M , Zhang P X , Habermeier H U 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 499 (in Chinese) [茶丽梅、张鹏翔、Habermeier H U 2003 物理学报 **52** 499]
- [3] Shao S Y , Fan Z X , Shao J D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3312 (in Chinese) [邵淑英、范正修、邵建达 2005 物理学报 **54** 3312]
- [4] Suhir E J 1986 *Appl. Mech.* **53** 657
- [5] Suhir E J 1988 *Appl. Mech.* **55** 143
- [6] Liu H C J 1992 *Appl. Phys.* **72** 3459

Study on the determination of interfacial binding strength of coatings (I) : theoretical analysis of stress in thin film binding interface *

Zhang Yong-Kang^{1,2)} Kong De-Jun^{1,2)†} Feng Ai-Xin¹⁾ Lu Jin-Zhong¹⁾ Zhang Lei-Hong¹⁾ Ge Tao¹⁾

¹ *School of Mechanical Engineering , Jiangsu University , Zhenjiang 212013 , China)*

² *School of Mechanical and Power Engineering , East China University of Science and Technology , Shanghai 200237 , China)*

(Received 22 September 2005 ; revised manuscript received 8 November 2005)

Abstract

The theoretical model of stress in film binding interface is established with the help of laser scratch testing (LST) and the theory of bending stress , the distribution formulae of stress such as shear stress , normal stress and stripping stress are deduced , and the mechanism of stress forming in binding interface is analyzed . It is shown that the normal stress of interface is mainly concentrated on interface center region , it decreases quickly near the interface edge , becomes zero at the interface edge . Shear stress and stripping stress are mainly concentrated in the interface edge , they decrease quickly away from the edge . Normal stress of film is not related with film thickness , matrix thickness and Young 's modulus , the shear stress and stripping stress increase with film thickness , and they are determined by thickness of film and matrix and Young 's modulus .

Keywords : film binding interface , normal stress , shear stress , stripping stress , laser scratch testing

PACC : 6860 , 6180E , 8100

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50405035) and the Innovation Program of Graduated Student of Jiangsu Province , China (Grant Nos. XM05-32 , XM04-24) .

† Corresponding author . E-mail : kong-dejun@163.com