

迭层复合材料内缺陷的红外无损检测

秦汝虎 宋益澄 吴殿宏 李金荣

(哈尔滨工业大学物理系)

摘要——本文采用一种新的红外无损检测方法,即根据试样各点辐射功率的时间变化,来确定迭层复合材料内的空洞缺陷。实验结果表明,这个方法是有用的。

一、引言

在金属外壳较薄(1 mm左右)的情况下,通过检测试样表面辐射功率的分布来判定缺陷及其形状^[1],对于第一界面或第二界面来说,只要缺陷线度比厚度大数倍,是可行的。但是,当外壳较厚、缺陷较深时,原则性的困难就产生了。我们尝试研究一种新方法,就是通过被检试样表面各点辐射功率的时间变化来检测多界面缺陷。曾用这个方法研究了1 mm和2 mm厚锰钢和玻璃钢外壳的迭层复合材料试样中的空洞缺陷。

二、理论分析

本研究采用主动检测方法,以恒定热流注入试样表面。下面分几种情况进行分析。

1. 单层均匀板状材料

取试样表面为 $x=0$ 面,由于仅在短时间内对试样表面的小面积范围加热,故在加热期间,试样可以看作是是一个半无限的厚平面,即试样在 $x>0$ 方向上是无限延伸的。恒定热流从试样表面注入。只要加热面积比观察点的面积大很多,对准加热中心点观察时,可以认为试样中热流是沿 x 的正方向一维流动的。这样,热传导方程及其定解条件分别可写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial T'}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T'}{\partial x^2}, & (1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -k \frac{\partial T'}{\partial x} \Big|_{x=0} = Q_0, & (2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T' \Big|_{x=\infty} = 0, & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} T' \Big|_{t=0} = 0, & (4) \end{cases}$$

其中,

$$\alpha = \frac{K}{\rho C}, \quad (5)$$

本文1981年11月25日收到。

α 称为热扩散率, K 、 ρ 、 C 分别为材料的热传导率、密度和定压比热。 Q_0 是注入试样表面的热流通量密度。

解方程(1)~(4), 得:

$$T''(x, t) = \frac{2Q_0}{K} \left\{ \sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right) - \frac{x}{2} \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} \right\}, \quad (6)$$

其中

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x),$$

而

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi$$

是高斯误差函数。式(6)中, $T''(x, t)$ 是试样内 x 点在 t 时刻的温升。注意到定解条件(4), 可知, $T''(x, t)$ 表示由于热流的注入而引起的温升。 t 是加热时间。

根据分析^[2], 只要满足条件:

$$L_\infty \geq (3\alpha t)^{1/2}, \quad (7)$$

在加热时间内, 试样就可认为是半无限的。 L_∞ 是试样的厚度。计算表明, 对绝缘材料试样来说, 式(7)是能满足的。在式(6)中, 令 $x=0$, 就可得到以恒定热流 Q_0 注入, t 时刻的试样表面温度 T'_s :

$$T'_s = \frac{2Q_0}{K} \sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}}, \quad (8)$$

可见, T'_s-t 的函数关系是抛物线关系。通常将 $(K\rho C)$ 称为热惯量。由式(8)可见, 当注入热流 Q_0 一定时, 对应于不同的试样热惯量就有不同的开口宽度的抛物线。

2. 迭层材料

对于由若干片厚度不同、性质也不同的复合材料粘接成的多层迭状结构材料, 若按上面的步骤来分析恒定热流从表面注入时的热行为, 是比较麻烦的。因为其热性质不仅和各复合材料层的物理性质有关, 而且与层间的接触导热情况有关。我们设法将单质均匀材料的讨论结果推广到多层材料, 即利用式(8)进行考虑。为此, 必须知道多层材料的物理性能。

通常认为, 作为第一级近似, 加成性是成立的^[3]。也就是说, 总可以用复合物理量来表示多层材料的物理性能。用了复合物理量后, 从表面上看, 多层材料就可简化为单质均匀材料来处理。这样, 当恒定热流从多层迭状结构材料表面注入时, 多层材料的温升规律也可以用式(8)来表示, 只不过公式中的 K 、 ρ 、 C 等物理量应都相应换成表示整个多层材料性质的复合物理量 K_e 、 ρ_e 和 C_e 。多层材料的等效热惯量为 $(K_e\rho_e C_e)$ 。

3. 出现缺陷时的情况

当试样内部存在夹杂、气泡、裂纹或剥离等物理缺陷时, 材料内部的热流情况会与无缺陷时不同, 结果使缺陷正上方试样表面出现温度异常区域。这种变异相对于无变异的表面温度究竟是正还是负, 取决于缺陷处的热迁移机构。下面以空洞型缺陷为例, 作具体讨论。

设试样内部沿表面方向有一圆柱形空洞, 圆柱半径为 R , 上端面离试样表面 ($x=0$ 面) 的距离为 d , 如图 1 所示。

由于空洞一般不太大, 考虑热迁移时不必计入对流作用。假设热传导和热辐射以同样的热流通过空洞, 我们用等效热传导率来表示空洞的这种热性质。如果空洞壁是绝热的, 并表示灰体的特征, 则空洞的等效热传导率 K_{pe} 可表示为^[4]:

$$K_{pe} = 4\sigma\epsilon^2 F l T^3, \quad (9)$$

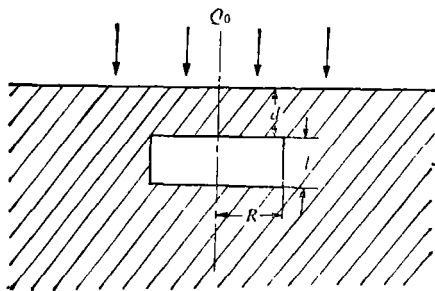


图1 空洞型缺陷模型

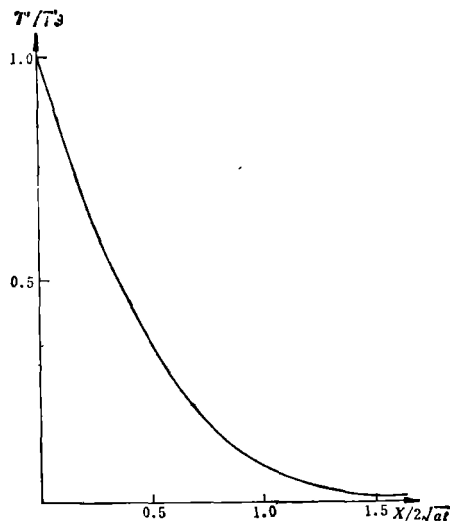


图2 试样内部相对温度分布的理论曲线

式中: σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数; ϵ 为空洞壁的热辐射效率; F 为角因子, 对于一定的空洞, F 为常数; T 为空洞的平均绝对温度。

当 K_{pe} 小于试样材料的热传导率 K_s 时, 空洞对热流起阻碍作用, 表面温度变异是正的, 空洞就如同一个热源。反之, 当 K_{pe} 大于 K_s 时, 空洞的作用如同一个冷源, 表面温度变异是负的。

由式(6)可以求出试样内部的温度。图2是 (T'/T_s) 相对于 $(x/2\sqrt{at})$ 的变化曲线。其中 T' 与 T_s 分别表示试样在加热时内部和表面的温升。若用于式(9), 应有:

$$T = T' + T_0, \quad (10)$$

T_0 为初始时刻试样的绝对温度。同理, 式(8)可写为:

$$T_s = \frac{2Q_0}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{K_e \rho_e C_e}} \sqrt{t} + T_0, \quad (11)$$

式中 $K_e \rho_e C_e$ 为等效复合热惯量。式(11)已是式(8)推广到迭层材料时的情况了。知道了试样内部的温度分布, 由式(9)便可估算出等效热传导率 K_{pe} 的大小, 一般比固体的热传导率小。所以, 在温升不太高时, 空洞的出现导致在表面产生正的温度变异。

同样尺寸、同样性质的空洞, 在不同的深度处对表面温度会有不同的影响, 定性地说, 空洞越深, 对表面影响越小; 对于同一深度, K_{pe} 与 K_s 差别越大, 对表面影响越大。

4. 等效热惯量

由式(11)知道, 恒定热流注入试样表面时, 表面温升由热惯量决定。当试样材料的热惯量较大时, 温升较慢。在相同的加热条件下, 比较各试样的温升曲线, 可判断热惯量的相对大小。对同一种试样, 有缺陷和无缺陷, 缺陷深浅不同, 都会表现出不同的热惯量。由于这些热惯量不仅仅由材料本身固有的热性质决定, 而还与空洞的情况有关, 故称之为“等效热惯量”, 它表征试样(而不是材料)的热性质。将式(11)对 K_e 求导, 得:

$$\frac{\partial T_s}{\partial K_e} = -\frac{Q_0}{\sqrt{\pi \rho_e C_e}} \frac{1}{K_e^{3/2}} \sqrt{t}, \quad (12)$$

可见, 空洞的位置越浅(这相当于具有较小的等效热惯量), 对 T_s 影响就越大。对同一深度,

K_p 与 K 差别越大(这也相当于具有较小的等效热惯量), 对 T_s 影响也越大。因此, 将待测试样的热惯量与标准试样的热惯量进行比较, 便能确定材料内部的物理缺陷的有无及其位置的深浅。这就是本文所提出的无损检验的基本原理。

三、实验装置

图 3 是实验装置的方框图。其中用 CO_2 激光器作热源, 调节其工作电流可控制其输出功率。红外辐射探测仪由红外光学系统、热释电红外探测器、调制器和锁相放大器等部分组成, 输出信号接入数字电压表或记录仪。可以证明, 当恒定热流注入试样表面时, 红外探测仪输出电压 V_s 与试样表面加热时间 t 之间的关系如下:

$$V_s = C [\epsilon (K_0 \rho_0 C_0)^{-\frac{1}{2}}] t^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

其中

$$C = \frac{8 V_n D^* \tau_0 \sigma A_D Q_0 T_0^3 \sin^2 \theta_1}{\sqrt{\pi A_d \Delta f}}$$

其中: V_n 为噪声电压均方根幅值, D^* 为归一化探测率(取光谱通带平均值), τ_0 为红外光学系统的光谱通带的平均透过率, A_D 为视场所限定的被探测面积, Δf 为等效噪声带宽, T_0 为试样的初始温度, Q_0 为注入试样表面的热流密度, A_d 为探测器敏感元件的面积, σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数。所用试样是一个多层迭状结构, 如图 4 所示。在试样各层间不同位置上, 设置了直径为 15 mm 的扁圆柱形空洞的人为缺陷。

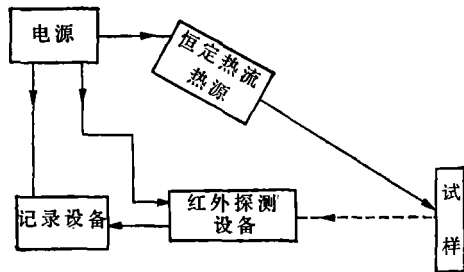


图 3 实验装置方框图

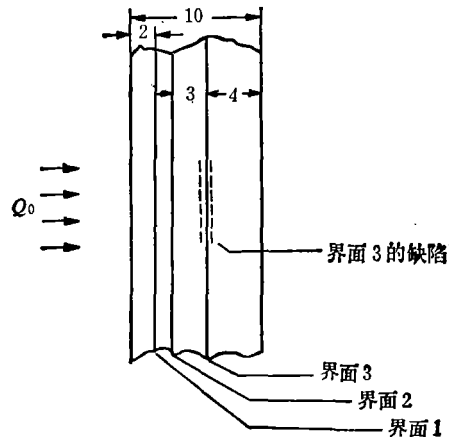


图 4 试样结构和缺陷位置示意图

四、实验结果和分析

1. 实验结果

图 5 是用 CO_2 激光器作加热源, 以 0.9 W 电功率分别对无缺陷试样和在第一、第二、第三界面上各有一个上述缺陷的试样加热时测得的电压 $V(T_s, T_0)$ 对加热时间 t 的曲线。实测曲线(虚线)和由实验数据用逼近式得出的解析式(即式(14))算得的曲线(实线), 在一段范围内是重合的。

图 5 中四条实线的解析式分别为:

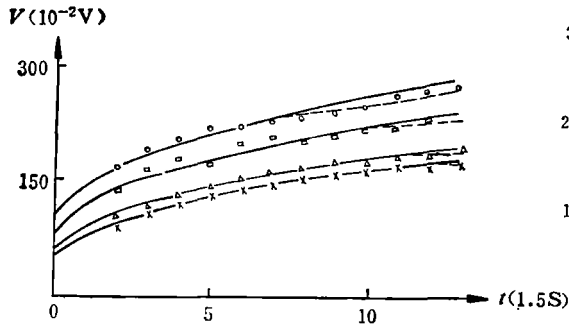


图5 试样表面升温曲线

(虚线是实测曲线;实线是按式(14)算出的曲线;
CO₂激光器的加热电功率为0.9 W)

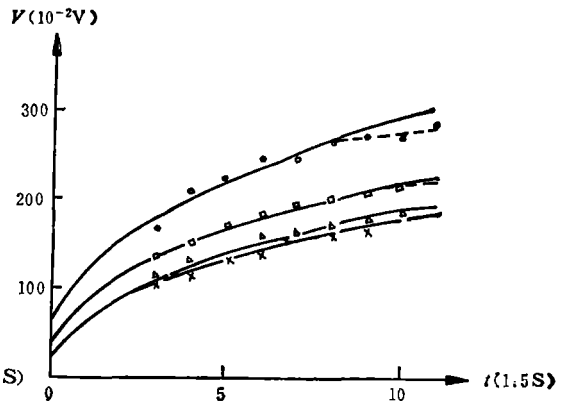


图6 试样表面升温曲线

(虚线是实测曲线;实线是按式(15)算出的曲线;
CO₂激光器的加热电功率为1 W)

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= 36\sqrt{t} + 47, \\ V_1 &= 50\sqrt{t} + 95, \\ V_2 &= 44\sqrt{t} + 77, \\ V_3 &= 38\sqrt{t} + 54, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中, V_0 、 V_1 、 V_2 、 V_3 分别表示无缺陷和缺陷在第一、第二、第三界面时的量; t 的单位是 1.5 s; V 的单位是 0.01 V。加热位置在缺陷正前方的表面, 观察测量点在加热中心处。

图6是激光器以1 W电功率分别对无缺陷试样和在第一、第二、第三界面上各有一个上述缺陷的试样加热时测得的电压 $V(T_s, T_0)$ 对加热时间 t 的曲线。其中四条实线的解析式分别为:

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= 52\sqrt{t} + 14, \\ V_1 &= 77\sqrt{t} + 45, \\ V_2 &= 60\sqrt{t} + 30, \\ V_3 &= 55\sqrt{t} + 14, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

式中, t 的单位是 1.5 s; V 的单位是 0.01 V。

2. 结果分析

(1) 当多层迭状结构材料表面注入恒定热流时, 其升温曲线大体上具有由式(11)或式(13)所描述的抛物线规律, 这与单层均匀材料的规律相同。可见, 用复合物理量来表示多层材料的物理性能, 并将其作为单质均匀材料来处理是合理的, 可取的, 它可以使问题简化。

(2) 由图5和图6均可看出, 当试样内部有空洞时, 试样的表面温升比无缺陷时高, 而且空洞离表面越近, 温升越明显。利用等效热惯量的概念, 可以反映出空洞对表面温度的影响, 反之, 也可由表面升温曲线的差异推知其对应的等效热惯量的差异, 从而确定缺陷的存在与否。

由式(13)可知, 系统测得的电压差为:

$$V_2 - V_1 = C[\epsilon(K \rho_0 C_0)^{-\frac{1}{2}}](t_2^{\frac{1}{2}} - t_1^{\frac{1}{2}}), \quad (16)$$

若以下标 a 、 b 分别代表标准试样和待测试样的量, 在保证操作条件相同的情况下, 由式

(16)得:

$$\frac{V_{2b}-V_{1b}}{V_{2a}-V_{1a}} = \frac{\epsilon_b}{\epsilon_a} \left[\frac{(K_e \rho_e C_e)_a}{(K_e \rho_e C_e)_b} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (17)$$

一般容易做到 $\epsilon_a = \epsilon_b$, 故式(17)可简化为:

$$\frac{V_{2b}-V_{1b}}{V_{2a}-V_{1a}} = \left[\frac{(K_e \rho_e C_e)_a}{(K_e \rho_e C_e)_b} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

等效热惯量 $(K_e \rho_e C_e)$ 的绝对值不易求出, 但可由电压差之比求出等效热惯量的相对值。尽管用不同功率加热时, 对同一试样, 解析式(14)和(15)中各对应式子 \sqrt{t} 前面的系数很不相同, 但是, 对应于一定的缺陷, 等效热惯量的相对大小却是在一定的幅度内的 ($<3\%$)。实验结果与理论分析所预言的结果一致, 这就证明用这种方法来判断缺陷的存在及其位置是可行的。

本实验中, 电压测量精度为 10mV , 时间测量精度优于 0.5s , 由试样缺陷线度 (15mm), 和实验曲线 \triangle 点与 \times 点的比较可知:

$$\text{缺陷可探测度} = \frac{\text{可探测缺陷所在处的深度}}{\text{可探测缺陷的线度}} = \frac{6\text{mm}}{15\text{mm}} = 0.4。$$

(3) 由图 5 和图 6 还可看出, 经过一定时间后, 实测曲线(虚线)与根据对应的解析式作出的抛物线曲线(实线)发生偏离。而且, 空洞离表面越近, 发生偏离的时刻出现得越早。这种偏离主要是由横向热流引起的。因为, 在理论分析中曾认为, 试样内部热流是沿 x 方向一维流动的, 但在实验中, 这个条件则不可能严格地得到满足, 而随着温度升高, 横向热流增大, 纵向热流减小, 这一趋势由于空洞对热流的阻碍作用而得到加强。所以, 加热一段时间后, 就出现了上述偏离。

(4) 以上讨论都是在式(7)得到满足, 即试样厚度为半无限的假定成立的条件下进行的。当实验中加热时间大于热流扩散到边界所需时间时, 这个假定便不成立。这时, 由探测器读出的温度与半无限时不同, 具体大小取决于有限边界对热流流动的阻碍程度。如果边界上热扩散率比材料本身热扩散率大, 读出的表面温度将比半无限时小。但是, 本方法是根据温度的相对值来判断缺陷的存在与否的, 所以在实际的检测中, 有限边界的出现并不影响实验结果。

(5) 在扫描法^[5~7]或热象法^[8~9]中, 从开始加热到对温度进行测量之间的时间间隔是一个很关键的量, 即存在一个“最佳时间间隔”, 在最佳时间间隔内进行测量, 才能得到清晰的缺陷的“象”^[4]。对于不同的缺陷, 而寻找不同的最佳时间间隔, 正是扫描法和热象法的困难之处。本方法不存在选择最佳时间间隔的问题, 正如图 5 和图 6 所示, 试样被加热三至四秒后, 有缺陷和无缺陷即出现明显的差别。

五、结 束 语

由于本文描述的方法是测量辐射随时间的变化, 在检测过程中加热是始终进行的, 因此避免了“空间变化”法^[1]中加热“热量”很快扩散而难以测出有缺陷和无缺陷处温差的问题, 这是本方法的根本长处。但在实际检测中, 缺陷的不同大小和深浅所产生的温度效果是难以区分的, 若要判定缺陷的深度, 首先应采用“空间变化”法判定缺陷的大小^[1], 然后根据所

测曲线加以分析之。所以,应该根据检测要求及试样形状,因地制宜地采用“空间变化”或“时间变化”检测法。

本方法的特点是:设备简单、操作方便、判断容易,特别对于缺陷位置深浅的判断比较敏感、可靠。在实际应用中,可对待测部件采取加多探头、规定间隔时间,进行间歇探测的方法,以达到节省时间的目的。对于形状较为复杂、不宜采用扫描法和其他方法检测的部件,这一方法仍可适用。

利用这种方法,还可以从材料的 K 、 ρ 、 C 中已知的两个测定第三个,一般来说 ρ 和 C 是容易知道的,故可用来测定 K 。

本实验检测时,辐射加热方向的入射角为 30° 左右,加热方向和探测方向在整个检测过程中应保持不变。探测方向是垂直于检测点所在处的表面的(满足目测要求即可)。

辐射加热源有三个基本要求:

- (1) 功率合适,并可作一定范围的调节;
- (2) 功率稳定;
- (3) 在所加热的面积内,辐射应尽量均匀。

由于辐射加热面积一般不大,第(3)个要求可近似满足。我们除用 CO_2 激光器作加热源外,也用过尖头电铬铁、带光学系统的卤钨灯。但用 CO_2 激光器作加热源最便于调节。

由于这一方法是根据待测试样与标准试样的温度曲线相比较来判断缺陷的,所以应该用多个试样按检测要求制定标准曲线。可探测度与制定标准曲线有关。

参 考 文 献

- [1] 秦汝虎等,中国机械工程学会无损检测学会第二届年会论文,第二部分,1981,4.
- [2] Beck J. V. and Hurwicz H., *AVCO Tech. Rep. TR-9-59-14*, 1959, 9.
- [3] 赵渠森,复合材料,国防工业出版社,1979,38.
- [4] Schultz A. W., *Proc. Intern. Conf. on NDT*, 1967, 74.
- [5] Kutzcher E. W., *Appl. Opt.*, **7** (1968), 9, 1715~1721.
- [6] Kubiak E. J., *Appl. Opt.*, **7** (1968), 9, 1743~1747.
- [7] *AMMRC-69-05*, 1969, 1~6.
- [8] Vogel P. E. J., *Appl. Opt.*, **7** (1968), 9, 1739~1742.
- [9] 稻村实他,计测自动制御学会论文集, **13** (1977), 5, 65~70.

IRNDT OF DEFECTS IN OVERLAPPED-LAYER COMPOUND MATERIALS

QIN RUHU, SONG YICHENG

WU DIANHONG, LI JINGRONG

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology)

ABSTRACT

A new method of infrared non-destructive test (IRNDT), which is on the basis of the temporal change of radiative power from every point of the sample, has been developed for determining the defects of voids in interfaces of overlapped-layer compound materials. Experimental results show that this method is feasible.