

长期荷载作用下含粘弹性界面层合板的力学行为

职君静, 严蔚*, 雷庭杰, 郑骥

(宁波大学 建筑工程与环境学院, 浙江 宁波 315211)

摘要: 采用状态空间法研究了含弱界面斜交铺设复合材料层合板的力学行为. 选用 Kelvin-Voigt 粘弹性本构关系模拟结构的界面特性. 为了考察长期荷载作用下层合结构依赖于时间变量的力学响应, 通过递推关系在时间域内构建了一组关于层间滑移量的状态微分方程, 从而得到了结构中各物理量在任意时刻的弹性力学精确解. 通过与其他学者研究结果的比较, 验证了本研究方法的准确性和有效性. 研究表明, 层间弱粘结会严重影响复合材料层合结构的力学特性, 降低结构的承载力和整体刚度.

关键词: 粘弹性界面; 斜交铺设; 层合板; 状态方程; 精确解

中图分类号: O343.2; TU312

文献标志码: A

文章编号: 1001-5132 (2017) 01-0077-05

复合材料层合结构因其优越的力学性能, 已被广泛应用于土木^[1]、机械^[2]以及航天航空^[3]等工程领域. 但是由于制作工艺、环境条件等各种因素的影响, 结构层间粘结很容易被引入各种缺陷, 导致所谓非完美界面的产生. 而界面特性会严重影响复合材料结构的力学性能, 所以构建合适的界面模型, 并研究非完美界面对复合材料结构力学行为的作用显得十分重要.

从严格意义上讲, 构建一个能完全精确反映层合结构界面特性的物理模型是不现实的. 目前, 线弹簧模型^[4]是应用非常广泛的一种界面物理模型, 但是得出的结构力学响应与时间变量无关. 考虑到复合材料层合结构中粘结材料的蠕变等力学特性仍是影响界面应力传递和应变分布的重要因素^[5], 需要考察与时间变量有关的力学响应. 为此, He 等^[6]采用粘性界面模型推导出复合材料层合结构各力学量与时间变量有关的解析关系式, 并得到了结构随时间变化的力学响应. 但是由于需要求解大量的积分常数, 该方法显得十分繁琐, 所以只能分析较为简单的弹性各向同性层合板的结构, 并且层合结构的层数也较少. Chen 等^[7]采用状态空

间法分析了具有粘性界面的层合结构, 并在求解中提出了在时间域内幂级数展开的近似方法. 但粘性界面模型更适合模拟高温状态下的界面粘性流动特性, 在一般环境条件下, 一些力学特性并不符合实际情况^[8]. 考虑到 Kelvin-Voigt 粘弹性模型由一个线弹簧与一个粘壶并联组成, 可分别退化为线弹簧模型和粘性模型, 应用更为广泛. 同时, 该模型也更符合界面的实际特性^[9]. 因此, 本研究采用 Kelvin-Voigt 粘弹性模型.

在长期荷载的作用下, 含粘弹性界面的复合材料层合结构的力学响应与时间变量有关, 这增加了问题的复杂性. 在时间域内采用幂级数展开的近似方法是一种可行的选择^[8]. 但是这种近似方法的计算精度依赖于幂级数展开的项数和选择的时间步长. 为此, 本文将针对斜交铺设层合板的柱形弯曲问题, 在空间域内利用状态空间方程导出结构下表面状态变量和各粘弹性界面处相对滑移的量化关系. 然后, 在时间域内建立一组关于各层间相对滑移的常微分方程. 求解该方程, 可以得到各粘弹性界面处相对滑移量, 进而求得各状态变量的弹性力学精确解.

收稿日期: 2016-06-11.

宁波大学学报(理工版)网址: <http://journalg.nbu.edu.cn/>

基金项目: 浙江省自然科学基金(LY12E08005).

第一作者: 职君静(1990—), 女, 河南新乡人, 在读硕士研究生, 主要研究方向: 防灾减灾工程及防护工程. E-mail: 990180910@qq.com

*通信作者: 严蔚(1968—), 男, 浙江宁波人, 教授, 主要研究方向: 智能材料与结构力学. E-mail: yanwei@nbu.edu.cn

1 状态空间方程

考察斜交铺设层合板的柱形弯曲问题(图 1), 可以得到如下的弹性力学状态方程^[7]:

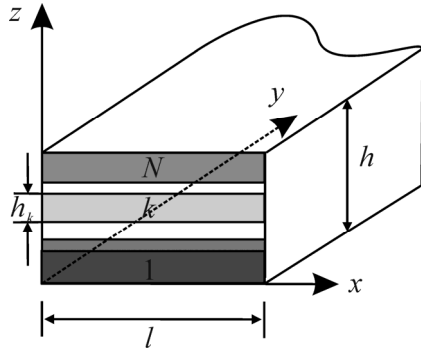


图 1 斜交铺设层合板

$$\frac{\partial}{\partial z} [\sigma_z \ u \ v \ w \ \tau_{xz} \ \tau_{yz}]^T = K [\sigma_z \ u \ v \ w \ \tau_{xz} \ \tau_{yz}]^T, \quad (1)$$

式中:

$$K = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} & \frac{c_{44}}{\alpha} & -\frac{c_{45}}{\alpha} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{c_{45}}{\alpha} & \frac{c_{55}}{\alpha} \\ \frac{1}{c_{33}} & -\frac{c_{13}}{c_{33}} \frac{\partial}{\partial x} & -\frac{c_{36}}{c_{33}} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{c_{13}}{c_{33}} \frac{\partial}{\partial x} & \beta_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} & \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{c_{36}}{c_{33}} \frac{\partial}{\partial x} & \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} & \beta_3 \frac{\partial^2}{\partial x^2} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式(2)中各符号意义同文献[7](下同). 对于两端简支边界条件, 可以假设:

$$\begin{Bmatrix} \sigma_z \\ u \\ v \\ w \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -c_{11}^{(1)} \bar{\sigma}_z(\zeta, t) \sin(n\pi\xi) \\ h \bar{u}(\zeta, t) \cos(n\pi\xi) \\ h \bar{v}(\zeta, t) \cos(n\pi\xi) \\ h \bar{w}(\zeta, t) \sin(n\pi\xi) \\ c_{11}^{(1)} \bar{\tau}_{xz}(\zeta, t) \cos(n\pi\xi) \\ c_{11}^{(1)} \bar{\tau}_{yz}(\zeta, t) \cos(n\pi\xi) \end{Bmatrix}, \quad (3)$$

式中: $\zeta = z/h$ 和 $\xi = x/l$ 为无量纲坐标, n 为半波数, $c_{11}^{(1)}$ 表示层合结构第一层的弹性系数. 把式(3)代入式(1), 可以得到:

$$\partial V(\zeta, t) / \partial \zeta = A V(\zeta, t), \quad (4)$$

式中:

$$V(\zeta, t) =$$

$$[\bar{\sigma}_z(\zeta, t) \ \bar{u}(\zeta, t) \ \bar{v}(\zeta, t) \ \bar{w}(\zeta, t) \ \bar{\tau}_{xz}(\zeta, t) \ \bar{\tau}_{yz}(\zeta, t)]^T,$$

$$A = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\kappa & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\kappa & \frac{c_{44}c_{11}^{(1)}}{\alpha} & -\frac{c_{45}c_{11}^{(1)}}{\alpha} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{c_{45}c_{11}^{(1)}}{\alpha} & \frac{c_{55}c_{11}^{(1)}}{\alpha} \\ -\frac{c_{11}^{(1)}}{c_{33}} & \frac{c_{13}}{c_{33}} \kappa & \frac{c_{36}}{c_{33}} \kappa & 0 & 0 & 0 \\ \frac{c_{13}}{c_{33}} \kappa - \frac{\beta_1}{c_{11}^{(1)}} \kappa^2 & -\frac{\beta_2}{c_{11}^{(1)}} \kappa^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{c_{36}}{c_{33}} \kappa - \frac{\beta_2}{c_{11}^{(1)}} \kappa^2 & -\frac{\beta_3}{c_{11}^{(1)}} \kappa^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

式(4)解为:

$$V(\zeta, t) = \exp[A(\zeta - \zeta_{k-1})] V(\zeta_{k-1}, t),$$

$$\zeta_{k-1} \leq \zeta \leq \zeta_k, \quad k=1, 2, \dots, N, \quad (5)$$

设 $\zeta = \zeta_k$, 代入式(5), 可以建立第 k 层结构上下表面各状态变量间的传递关系:

$$V_1^{(k)} = M_k V_0^{(k)}, \quad (k=1, 2, \dots, N), \quad (6)$$

式中: $M_k = \exp[A(\zeta_k - \zeta_{k-1})]$.

同时, 在界面处由于发生 x 和 y 方向的相对滑移 $\delta_i^{(k)}$, $i=x, y$, 可以得到如下关系式:

$$\sigma_z^{(k+1)} = \sigma_z^{(k)}, \quad \tau_{xz}^{(k+1)} = \tau_{xz}^{(k)}, \quad \tau_{yz}^{(k+1)} = \tau_{yz}^{(k)},$$

$$u^{(k+1)} = u^{(k)} + \delta_x^{(k)}, \quad v^{(k+1)} = v^{(k)} + \delta_y^{(k)},$$

$$w^{(k+1)} = w^{(k)}, \quad \text{在 } z = z_k \text{ 处}. \quad (7)$$

采用 Kelvin-Voigt 粘弹性本构关系模拟界面特性, 即

$$\tau_{xz}^{(k)} = \eta_{0x}^{(k)} \delta_x^{(k)} + \eta_{1x}^{(k)} \dot{\delta}_x^{(k)}, \quad \tau_{yz}^{(k)} = \eta_{0y}^{(k)} \delta_y^{(k)} + \eta_{1y}^{(k)} \dot{\delta}_y^{(k)},$$

在 $z = z_k$ 处.

对应于式(3), 可以设

$$\delta_x^{(k)} = h \bar{\delta}_x^{(k)}(t) \cos(n\pi\xi), \quad \delta_y^{(k)} = h \bar{\delta}_y^{(k)}(t) \cos(n\pi\xi). \quad (9)$$

这样式(7)可改写为如下矩阵形式:

$$V_0^{(k+1)} = V_1^{(k)} + Q^{(k)}, \quad (10)$$

式中: $Q^{(k)} = [0 \ \bar{\delta}_x^{(k)} \ \bar{\delta}_y^{(k)} \ 0 \ 0 \ 0]^T$, 且

$$\bar{\tau}_{xz}^{(k)} = \bar{\eta}_{0x}^{(k)} \bar{\delta}_x^{(k)} + \bar{\eta}_{1x}^{(k)} (d\bar{\delta}_x^{(k)} / d\tau),$$

$$\bar{\tau}_{yz}^{(k)} = \bar{\eta}_{0y}^{(k)} \bar{\delta}_y^{(k)} + \bar{\eta}_{ly}^{(k)} \frac{d\bar{\delta}_y^{(k)}}{d\tau}, \text{ 在 } \zeta = \zeta_k \text{ 处}, \quad (11)$$

式中: $\bar{\eta}_{0i}^{(k)} = \eta_{0i}^{(k)} h / c_{11}^{(1)}$, $\bar{\eta}_{li}^{(k)} = \eta_{li}^{(k)} / \eta_{lx}^{(1)}$, $i = x, y$, $\tau = c_{11}^{(1)} t / (\eta_{lx}^{(1)} h)$ 是无量纲时间变量.

2 弹性力学精确解

从式(6)和(10)可以得到如下的递推关系:

$$\begin{aligned} V_0^{(2)} &= V_1^{(1)} + Q^{(1)} = M_1 V_0^{(1)} + Q^{(1)}, \\ V_0^{(3)} &= V_1^{(2)} + Q^{(2)} = M_2 M_1 V_0^{(1)} + M_2 Q^{(1)} + Q^{(2)}, \\ &\vdots \\ V_0^{(N)} &= \left[\prod_{j=N-1}^1 M_j \right] V_0^{(1)} + \left[\prod_{j=N-1}^2 M_j \right] Q^{(1)} + \cdots + \\ &\quad M_{N-1} Q^{(N-2)} + Q^{(N-1)}, \\ V_1^{(N)} &= \left(\prod_{j=N}^1 M_j \right) V_0^{(1)} + \left(\prod_{j=N}^2 M_j \right) Q^{(1)} + \cdots + \\ &\quad M_N M_{N-1} Q^{(N-2)} + M_N Q^{(N-1)}. \end{aligned} \quad (12)$$

假设仅有一正弦荷载 $p = -p_0 \sin(n\pi\xi)$ 作用在层合板的上表面, 从式(12)和结构上表面的边界条件可以得到:

$$\begin{aligned} U_0 &= \begin{bmatrix} T_{1,N}^{12} & T_{1,N}^{13} & T_{1,N}^{14} \\ T_{1,N}^{52} & T_{1,N}^{53} & T_{1,N}^{54} \\ T_{1,N}^{62} & T_{1,N}^{63} & T_{1,N}^{64} \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} p_0 / c_{11}^{(1)} \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} - \\ &\quad \begin{bmatrix} T_{2,N}^{12} & T_{2,N}^{13} \\ T_{2,N}^{52} & T_{2,N}^{53} \\ T_{2,N}^{62} & T_{2,N}^{63} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{\delta}_x^{(1)} \\ \bar{\delta}_y^{(1)} \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} T_{3,N}^{12} & T_{3,N}^{13} \\ T_{3,N}^{52} & T_{3,N}^{53} \\ T_{3,N}^{62} & T_{3,N}^{63} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{\delta}_x^{(2)} \\ \bar{\delta}_y^{(2)} \end{Bmatrix} - \cdots - \\ &\quad \begin{bmatrix} T_{N,N}^{12} & T_{N,N}^{13} \\ T_{N,N}^{52} & T_{N,N}^{53} \\ T_{N,N}^{62} & T_{N,N}^{63} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{\delta}_x^{(N-1)} \\ \bar{\delta}_y^{(N-1)} \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中: $T_{k,p}^{ij}$ 是矩阵 $T_{k,p} = \sum_{j=p}^k M_j$ ($p \geq k$) 的对应元素, $U_0 = [\bar{u}(0) \ \bar{v}(0) \ \bar{w}(0)]^T$ 为结构下表面的位移向量. 同时, 从式(11)和(12)可以导出:

$$\begin{aligned} d\delta_1 / d\tau &= \psi_1 N_1 U_0 - \psi_1 \eta_1 \delta_1, \\ d\delta_2 / d\tau &= \psi_2 N_2 U_0 + \psi_2 W_{2,2} \delta_1 - \psi_2 \eta_2 \delta_2, \\ &\vdots \\ d\delta_{N-1} / d\tau &= \psi_{N-1} N_{N-1} U_0 + \psi_{N-1} \cdot \\ &\quad (W_{2,N-1} \delta_1 + \cdots + W_{N-1,N-1} \delta_{N-2}) - \end{aligned}$$

$$\psi_{N-1} \eta_{N-1} \delta_{N-1}, \quad (14)$$

式中: $\delta_i = [\bar{\delta}_x^{(i)} \ \bar{\delta}_y^{(i)}]^T$, 且

$$\begin{aligned} \psi_i &= \begin{bmatrix} \bar{\eta}_{lx}^{(i)} & 0 \\ 0 & \bar{\eta}_{ly}^{(i)} \end{bmatrix}^{-1}, \quad \eta_i = \begin{bmatrix} \bar{\eta}_{0x}^{(i)} & 0 \\ 0 & \bar{\eta}_{0y}^{(i)} \end{bmatrix}, \\ N_i &= \begin{bmatrix} T_{1,i}^{52} & T_{1,i}^{53} & T_{1,i}^{54} \\ T_{1,i}^{62} & T_{1,i}^{63} & T_{1,i}^{64} \end{bmatrix}, \quad W_{i,j} = \begin{bmatrix} T_{i,j}^{52} & T_{i,j}^{53} \\ T_{i,j}^{62} & T_{i,j}^{63} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

式(14)可以组装成如下一组关于层间相对滑移量的常微分方程组:

$$d\delta / d\tau = S\delta + H, \quad (16)$$

式中: $\delta = [\delta_1^T, \delta_2^T, \cdots, \delta_{N-1}^T]^T$, S 为 $2(N-1) \times 2(N-1)$ 的矩阵, H 是 $2(N-1)$ 阶的系数矩阵, 可从式(14)导出. 假设零初始条件, 式(16)的解为:

$$\delta = \int_0^t e^{S(t-\tau)} H d\tau = e^{St} S^{-1} (I - e^{-St}) H, \quad (17)$$

这里 I 是单位矩阵. 从式(17)可以得到在任意时刻的各层间滑移量, 从而层合结构中各状态变量也能完全确定.

3 算例分析

本算例中, 假设一法向荷载 $p = -p_0 \sin(\pi\xi)$ 作用在结构上表面, 并引入如下的无量纲变量:

$$\begin{aligned} u_0 &= \frac{c_{11}^{(1)} u(0, z)}{p_0 h}, \quad v_0 = \frac{c_{11}^{(1)} v(0, z)}{p_0 h}, \\ w_0 &= \frac{c_{11}^{(1)} w(l/2, z)}{p_0 h}, \quad \sigma_{i0} = \frac{\sigma_i(l/2, z)}{p_0}, \\ \tau_{xy0} &= \frac{\tau_{xy}(l/2, z)}{p_0}, \quad \tau_{jz0} = \frac{\tau_{jz}(0, z)}{p_0}, \end{aligned} \quad (18)$$

式中: $i = x, y, z$, $j = x, y$.

为了验证本文分析的有效性和正确性, 首先考察了一个两层弹性各向同性层合板, 材料系数为 $\mu = 0.3$, $E_2 = 3E_1$, 高跨比 $s = 0.1$, 计算结果见表 1. 然后与文献[6]的精确解和基于幂级数展开的近似方法[8]的分析结果进行比较.

表 1 中 M 表示幂级数展开的项数, $\Delta\tau$ 为时间步长. 从表 1 可知, 本文的计算结果与文献[6]的精确解更为接近. 但如上所述, 文献[6]的方法只能求解一些简单的如层数较少的弹性各向同性层合板问题. 而基于幂级数展开的近似方法虽然收敛

较快,但是计算结果明显依赖于展开的项数和时间步长.

表1 两层层合板的比较研究($\zeta = 0.5$)

$(M, \Delta\tau)$	$\tau = 150$			
	σ	τ_0	w_0	$u_0^{(1)}$
(3, 0.10) ^[8]	0.292 690	-1.093 66	-2 515.05	168.494
(3, 0.05) ^[8]	0.292 710	-1.094 17	-2 514.81	168.462
(4, 0.05) ^[8]	0.292 710	-1.094 17	-2 514.81	168.462
文献[6]方法	0.292 730	-1.094 70	-2 514.60	168.430
本文方法	0.292 730	-1.094 68	-2 514.57	168.431

$(M, \Delta\tau)$	$\tau = 300$			
	σ	τ_0	w_0	$u_0^{(1)}$
(3, 0.10) ^[8]	0.260 634	-0.272 552	-2 903.98	219.793
(3, 0.05) ^[8]	0.260 639	-0.272 678	-2 903.92	219.786
(4, 0.05) ^[8]	0.260 639	-0.272 678	-2 903.92	219.786
文献[6]方法	0.260 640	-0.272 800	-2 903.90	219.780
本文方法	0.260 644	-0.272 804	-2 903.86	219.778

考察1个5层斜交铺设层合板, 铺设角度(45° 、 -15° 、 -30° 、 0° 、 45°). 弹性系数和高跨比为:

$$E_L / E_T = 40, G_{TT} / E_T = 0.2,$$

$$G_{TL} / E_T = 0.5, \mu_{LT} = \mu_{TT} = 0.25, s = 0.1, (19)$$

式中: E 为弹性模量, G 为剪切模量, L 表示平行于纤维的方向, T 代表横向方向, μ_{LT} 为泊松比. 假设该复合材料层合板的第三层界面为粘性界面, 其他层界为粘弹性界面, 并设 $\eta_{hi}^{(2)} = \eta_{hi}^{(4)} = 2\eta_{hi}^{(1)} = 2\eta_{hi}^{(3)}$, 无量纲界面的弹性系数为 $2\bar{\eta}_{0i}^{(1)} = \bar{\eta}_{0i}^{(2)} = \bar{\eta}_{0i}^{(4)} = 0.02$, $i = x, y$.

图2为各物理量沿厚度方向的分布. 从图2可观察到, 随着时间推移各无量纲状态变量沿复合材料层合板厚度方向的分布有显著变化(图2(a)), 虽然上下表面的正应力大小是一样的, 但沿厚度方向的应力分布发生了明显的变化. 从图2(b)和(c)可看到, 由于弱界面的存在, x 和 y 方向的位移在界面处发生了突变, 这个变化量就是界面滑移量. 此外, 弱界面使得复合材料层合结构的整体刚度明显下降(图2(d)), 从而导致横向位移 w_0 随着时间推移明显变大, 尤其是不同的界面特性对于剪应力分布的影响更为显著. 从图2(e)和(f)可以观察到, 随着时间推移, 粘弹性界面处剪应力发生了较明显的突变, 但仍具有传递层间剪应力的能力; 而在粘性界面处, 随着时间推移, 逐渐完全失去传递结构层间剪应力的能力.

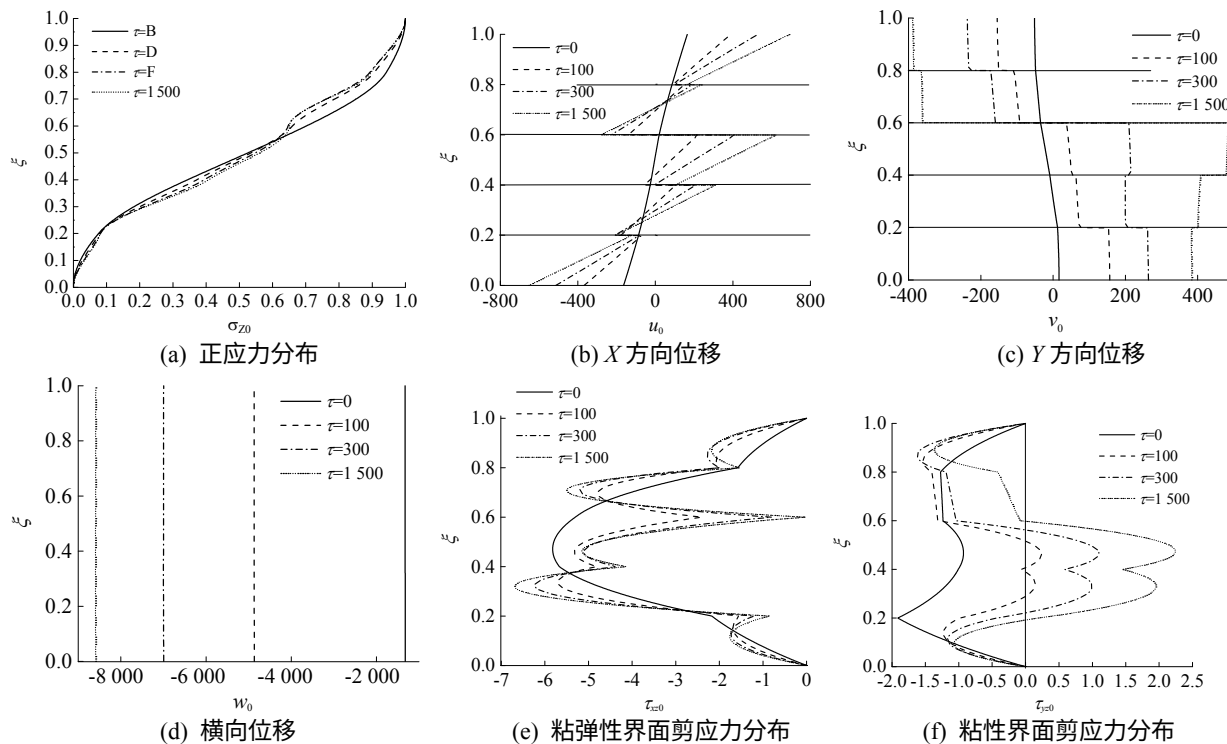


图2 各物理量沿厚度方向的分布

4 结论

本文考察了含粘弹性界面斜交铺设层合板的柱形弯曲问题, 由于界面粘结材料的蠕变特性, 需要研究与时间变量有关的结构力学行为. 因此, 采用粘弹性本构关系模拟结构层间滑移. 通过构建时间域内关于层间滑移量的一组状态微分方程, 得到了弹性力学精确解. 与文献[6]计算结果相比较, 验证了本文方法的可行性和准确性. 最后, 通过对1个五层复合材料层合结构的计算分析, 表明层间弱粘结会造成结构承载力和整体刚度的显著下降. 因此在复合材料层合结构的设计和制作过程中, 界面特性尤应需要关注.

参考文献:

- [1] WU J, YANG X, BAI F. A micromechanical framework with aggregate-mastic interface effect for predicting uniaxial compression creep of asphalt mixture[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2014, 27(3):306-314.
- [2] TSAI T W, LEE Y M. Analysis of microscale heat transfer and ultrafast thermoelasticity in a multi-layered metal film with nonlinear thermal boundary resistance[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, 62: 87-98.
- [3] PARK G, FARRAR G R, SCALEA F L, et al. Performance assessment and validation of piezoelectric active-sensors in structural health monitoring[J]. *Smart Materials and Structures*, 2006, 15(6):1673-1683.
- [4] CHEN W Q, CAI J B, YE G R. Exact solution of cross-ply laminates with bonding imperfections[J]. *AIAA Journal*, 2003, 41:2244-2250.
- [5] NEDJAR B. Modeling long-term creep rupture by debonding in unidirectional fibre-reinforced composites [J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2014, 51:1962-1969.
- [6] HE L H, JIANG J. Transient mechanical response of laminated elastic strips with viscous interfaces in cylindrical bending[J]. *Composites Science and Technology*, 2003, 63:821-828.
- [7] CHEN W Q, LEE K Y. Time-dependent behaviors of angle-ply laminates with viscous interfaces in cylindrical bending[J]. *European Journal of Mechanics*, 2004, 23: 235-245.
- [8] YAN W, YING J, CHEN W Q. Response of laminated adaptive composite beams with viscoelastic interfaces[J]. *Composite Structures*, 2006, 74:70-79.
- [9] FAN H, WANG G F. Interaction between a screw dislocation and viscoelastic interfaces[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2003, 40:763-776.

Mechanical behavior of a laminated plate with viscoelastic interfaces under long-term loading

ZHI Jun-jing, YAN Wei*, LEI Ting-jie, ZHENG Ji

(Faculty of Architectural, Civil Engineering and Environment, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: The mechanical behavior of an angle-ply laminated plate with imperfect interfaces is investigated based on state space technique. The Kelvin-Voigt viscoelastic law is adopted to depict the interfacial properties. In order to study the time-dependent responses of the laminates under long-term loading, a set of state differential equations related to interfacial sliding are established through the recurrence relations in the time domain. The exact elasticity solutions can then be obtained at any time. Comparison study with existing numerical results by other researchers is conducted to validate the present analysis. Further study shows that the interfacial imperfection influences the mechanical properties of the composite laminated structures evidently, and reduces the bearing capacity and the global stiffness of the laminate.

Key words: viscoelastic interfaces; angle-ply; laminated plate; state equation; exact solutions

(责任编辑 史小丽)