第 16 卷　第 1 期　　复　合　材　料　学　报　　Vol 16　No. 1
1999 年　2 月　　ACTA MATERIAE COMPOSITAE SINICA　　February　1999

纤维缠绕壳体材料非线性及大变形分析计算

段登平　　刘正兴　　罗海安
(上海交通大学工程力学系, 上海 200030)

摘　要　论述了 Jones-Nelson-Morgan 模型的构成原理及其参数的确定方法, 利用这个模型研究了纤维缠绕复合材料的非线性本构关系。推导和建立了纤维缠绕壳体大变形有限元公式和有限元模型。在同时考虑材料非线性和大变形情况下对纤维缠绕壳体内压进行了有限元分析计算, 获得了与实验结果符合较好的理论预报结果。

关键词　纤维缠绕壳体, 材料非线性, 大变形, 分析计算
中图分类号　V 258, O 343. 5

纤维缠绕壳体是由高强度增强纤维及其基体, 如玻璃纤维/环氧树脂、有机纤维/环氧树脂及碳纤维/环氧树脂等在一定形状的芯模上缠绕而成的。因其具有比强度大、比刚度高等诸多优点, 其大量用于固体火箭发动机, 作为燃烧室结构[1]。实验表明纤维增强复合材料至少在一个材料主方向上呈现出应力-应变关系的非线性。比如, 石墨纤维/环氧树脂、Kevlar 纤维/环氧树脂及硼纤维/环氧树脂具有相当高的剪切非线性; 硼纤维/铝复合材料具有相当高的横向或剪切非线性; 碳/碳复合材料在各材料主轴方向均存在着较高的非线性等。这种非线性主要是由于基体性能的非线性和在受载过程中所产生的损伤缺陷引起的, 它与基体的种类、纤维的形态、复合体积分数及承受载荷形式有关[2]。这是一个复合材料本构关系问题, 是通过应力-应变的物理非线性表现出来的; 如何准确的描述本构关系对于我们能否精确地进行力学分析和结构设计是非常重要的。

从60年代末迄今, 有很多学者致力于复合材料非线性理论研究, 但是由于现有的实验条件和理论方面的欠缺, 我们现在还很难从细观层次上系统地描述整个材料的力学行为。所以, 能否通过简单实验来预报处于复杂应力状态下复合材料的非线性本构关系, 以成为工程设计部门所关注的问题。在宏观非线性本构关系的研究中, 著名的两个理论模型是 Hahn-Tsai-Chen 剪切-横向非线性模型[3,4]和 Jones-Nelson-Morgan 多模量非线性模型[5,6]。本文研究了 Jones-Nelson-Morgan 模型的构成原理和参数确定方法, 推广和引入加权柔度模型和扩充理论, 使得修正的 J-N-M 模型适合于纤维缠绕复合材料的力学特性, 确定了纤维缠绕复合材料的非线性本构关系, 推导和建立了纤维缠绕壳体大变形有限元公式和有限元模型, 同时对纤维缠绕壳体进行了材料非线性和几何非线性(大变形)分析计算, 获得了与实验结果符合较好的理论预报结果。

收修改稿、初稿日期: 1998-03-16, 1997-06-24。国家自然科学基金资助项目

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

1　Jones-Nelson-Morgan 模型

1.1　J-N-M 模型

我们知道, 复合材料中任何一种损伤形式的发生(包括基体开裂、界面脱粘、层间分层及纤维断裂)都将伴随着应变能的不同变化和刚度的相应衰减, 从而引起材料本构关系的非线性。Jones 等人正是根据弹性性能与应变能之间一一对应的关系, 提出了 J-N-M 模型,

$$Y_i = A_i[1 - B_i(U/U_0)^{C_i}] \tag{1}$$

$$U = \frac{1}{2}(\sigma_x\epsilon_x + \sigma_y\epsilon_y + \sigma_z\epsilon_z + \tau_{yz}\gamma_{yz} + \tau_{zx}\gamma_{zx} + \tau_{xy}\gamma_{xy}) \tag{2}$$

式中, Y_i 是材料的非线性力学性能, 通常是弹性模量或泊松比, A_i, B_i, C_i 分别表示第 i 条应力-应变曲线的初始斜率, 初始曲率和曲率变化率, U 是应变能密度, U_0 是使 U/U_0 成为无量纲的一个常量, σ_i 和 ϵ_i 为应力应变分量。

该模型没有限定非线性力学性能的维数, 材料的每一个非线性力学性能都可以由多轴应力状态所积累的应变能表示, 并且与坐标系的变化无关。

1.2　模型的参数确定及扩充

1.2.1　模型的参数确定

Jones 提出用简单实验的三个点解联立方程来确定式(1)中的 A_i, B_i, C_i 值; A_i 代表弹性力学性能, B_i 和 C_i 由 Y_i-U 曲线上最后一点(即破坏点)及 $U_{max}/2$ 所对应的点确定。由于这两点相对于所有实验点, 不可能准确地描述出 B_i 和 C_i 的值, 它受实验的偶然误差及人为选点的随机因素影响较大, 不同的选点就会产生不同的 B_i 和 C_i 的值。所以, 我们采用最小二乘极值原理, 对所有实验点进行回归拟合来确定 B_i 和 C_i 的值, 结果使得 Y_i-U 预测曲线与实测曲线之间的拟合程度大幅度提高。对式(1)作变换后两边取对数可得,

$$\ln(1 - Y_i/A_i) = \ln B_i + C_i(\ln U - \ln U_0) \tag{3}$$

若令 $U_0 = 1$, $x = \ln U$ 及 $y = \ln(1 - Y_i/A_i)$。采用最小二乘法, 由 n 个实验点得到相应曲线 B_i 和 C_i 值为,

$$B_i = \ln^{-1}\frac{\sum y\sum(x^2) - \sum x\sum(xy)}{n\sum(x^2) - (\sum x)^2} \tag{4}$$

$$C_i = \frac{n\sum(xy) - (\sum x)(\sum y)}{n\sum(x^2) - (\sum x)^2} \tag{5}$$

式(4)和(5)中, Σ 为求和符号。A_i 是复合材料主轴方向上的弹性常数。

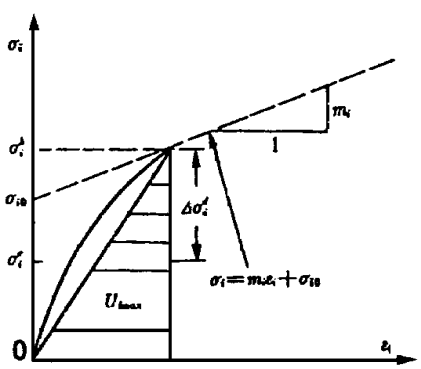


图1　模型扩充　Fig. 1　Model extension

1.2.2　模型的扩充

J-N-M 模型是有条件限制的, 即 $U < U_{imax}$。但对于高各项异性材料, 特别是在复杂载荷条件下, 材料的 U 值必定会大大高于简单的应变能极限 U_{imax}, 这种材料强化的现象已被许多实验所证实。为此, Jones 又提出了模型的扩充理论, 将主轴方向的 $\sigma_i \sim \epsilon_i$ 曲线在破坏点处沿切线加以扩充, 如图1。

设 σ_i^f ($i = x, y, z$) 应力状态时刻, 应变能 U 达到 i 方向的极值 U_{imax}; 随着应力继续增加, 当 $\sigma_i \geq \sigma_i^f$ 时所对应的弹性常数为,

$$Y_i = m_i[\sigma_i/(\sigma_i - \sigma_{i0})] \tag{6}$$

式中, σ_{i0} 为材料常量, 是在破坏点处沿切线对纵轴作投影得到的应力。纤维缠绕复合材料纤维的体积分数较大, 占主导地位, 虽然在复杂载荷作用下, 某个单项应变能 U 达到 i 方向的 U_{imax} 值, 但是材料并没有象简单实验那样发生破坏, 这时基体损伤已趋饱和, 纤维也发生部分断裂, 外载全部由剩余纤维承担, 因此应力-应变曲线大致呈线性关系, 以切线加以扩充是基本合理

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

的。

1.3 J-N-M 模型的加权修正

纤维增强复合材料在单轴拉伸或压缩条件下, 可以得到不同的应力-应变曲线, 其原因主要是由于组分材料性能和材料内部不同的损伤模式所引起的。如何在任意拉压混合载荷作用下, 准确地预报出材料的有效弹性常数, 是我们解决问题的关键。Jones 曾对 ATJ-S 石墨材料不同的拉压特性提出过加权柔度模型, 现我们将它推广到纤维增强复合材料中去。

在沿材料主方向的坐标系(1, 2, 3)中, 正交各向异性复合材料的本构关系(经下标替换)为,

$$\epsilon_i = d_{ij}\sigma_j \ (i, j = 1, 2, \cdots, 6) \tag{7}$$

式(7)中, $\epsilon_1 = \epsilon_{11}$, $\epsilon_2 = \epsilon_{22}$, $\epsilon_3 = \epsilon_{33}$, $\epsilon_4 = \epsilon_{23}$, $\epsilon_5 = \epsilon_{13}$, $\epsilon_6 = \epsilon_{12}$, σ_i 也有类似的对应关系。d_{ij} 是材料的柔度分量, 它们存在 $d_{12} = d_{21}$, $d_{13} = d_{31}$, $d_{23} = d_{32}$ 的对应关系。

根据加权柔度模型, 我们可以假设,

如果 $\sigma_{ii} > 0 (< 0)$ 则 $d_{ii} = d_{iit(c)}$ $(i = 1, 2, 3)$

如果 $\sigma_{ii} > 0 (< 0)$ 和 $\sigma_{jj} > 0 (< 0)$ 则 $d_{ij} = d_{ijt(c)}$ $(i, j = 1, 2, 3;\ i \neq j,\ i < j)$ (8)

如果 $\sigma_{ii} > 0 (< 0)$ 和 $\sigma_{jj} < 0 (> 0)$ 则 $d_{ij} = k_{ij} d_{ijt(c)} + k_{ji} d_{ijc(t)}$ $(i, j = 1, 2, 3;\ i \neq j,\ i < j)$

式(8)中 $k_{ij} = |\sigma_{ii}| / (|\sigma_{ii}| + |\sigma_{jj}|)$ $(i, j = 1, 2, 3)$, () 里的量若与原式相应的量同时替换, 则变为另一种情况。d_{ijt} 和 d_{ijc} 分别代表拉伸和压缩载荷下的柔度分量, k_{ij} 是加权参数, 它既保证柔度矩阵的对称性, 同时又反映出不同加载路径下的柔量变化。

同理, 剪切柔量 d_{44}、d_{55}、d_{66} 也存在拉压不同特性, 只是通过实验我们无法测得。根据弹性力学我们可以定义,

$$d_{kkt(c)} = 4/D^{45}_{ijt(c)} - (1/D_{iit(c)} + 1/D_{jjt(c)} - 2\gamma_{ijt(c)}/D_{iit(c)}) \tag{9}$$

式(9)中, k_{ij} 分别取423, 513, 612; $D^{45}_{ijt(c)}$ 分别代表45 偏轴拉伸和压缩实验得到的弹性模量。

2 轴对称大变形有限元分析

2.1 轴对称大变形几何方程

在柱坐标条件下, 壳体大变形几何方程为[7],

$$\epsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial r}\right)^2\right], \quad \epsilon_{rz} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_r}{\partial r}\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)$$

$$\epsilon_\theta = \frac{u_r}{r} + \frac{1}{2r^2}u_r^2, \quad \epsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)^2\right] \tag{10}$$

式(10)中, r、θ、z 分别为柱坐标的三个方向; u_r、u_z 分别为 r、z 方向的位移; ϵ_r、ϵ_θ、ϵ_z 及 ϵ_{rz} 分别为 r、θ、z 方向的应变及 rz 面的剪应变。

2.2 轴对称大变形几何方程

我们采用全拉格朗日法(或 T. L. 方法), 该方法是指即时应力和应变场与初始几何构型有关, 位移场则给出相对于初始位置系统的即时构型[8]。将(10)式采用有限元记法为,

$$\mathrm{E} = \{\epsilon_r \quad \epsilon_z \quad \epsilon_\theta \quad 2\epsilon_{rz}\}^t = L\mathrm{u} + 1/2A\,\theta + 1/2F\mathrm{u} \tag{11}$$

在(11) 式中,

$$\mathrm{u} = \{u_r \quad u_z\}^t, \quad \theta = \{\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial r} \ \frac{\partial \mathrm{u}}{\partial z}\}^t,$$

$$L = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial r} & 0 & \frac{1}{r} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial r} \end{bmatrix}^t, \quad A = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathrm{u}^t}{\partial r} & 0 & 0 & \frac{\partial \mathrm{u}^t}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial \mathrm{u}^t}{\partial z} & 0 & \frac{\partial \mathrm{u}^t}{\partial r} \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{u_r}{r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}^t$$

采用增量记法有,

$$\mathrm{E} = \mathrm{E} + \Delta\mathrm{E} \tag{12}$$

在(12) 式中,

$$\Delta\mathrm{E} = \Delta\mathrm{E}_{L0} + \Delta\mathrm{E}_{L1} + \Delta\mathrm{E}_{FL} + \Delta\mathrm{E}_N + \Delta\mathrm{E}_{FN} \tag{13}$$

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

在(13)式中,

$\Delta E_{L0} = L\Delta u = LN\Delta a_e = B_{L0}\Delta a_e$, $\Delta E_{L1} = A\Delta\theta = AG\Delta a_e = B_{L1}\Delta a_e$, $\Delta E_{FL} = F\Delta u = FN\Delta a_e = B_{FL}\Delta a_e$

$\Delta E_N = (1/2)\Delta A\Delta\theta = (1/2)\Delta AG\Delta a_e = \tilde{B}_N\Delta a_e$, $\Delta E_{FN} = (1/2)\Delta F\Delta u = (1/2)\Delta FN\Delta a_e = \tilde{B}_{FN}\Delta a_e$

故(13)式还可写为,　$\Delta E = \tilde{B}\Delta a_e$,　$\delta(\Delta E) = B\delta(\Delta a_e)$　(14)

在(14)式中,　$\tilde{B} = B_{L0} + B_{L1} + B_{FL} + \tilde{B}_N + \tilde{B}_{FN}$,　$B = B_{L0} + B_{L1} + B_{FL} + B_N + B_{FN}$

$$B_N = 2\tilde{B}_N,\quad B_{FN} = 2\tilde{B}_{FN},\quad G = HN,\quad H = \left[I\frac{\partial}{\partial r}\quad I\frac{\partial}{\partial z}\right]^t$$

N 为位移插值函数, 取四边形四节点平面等参元; I 为2×2阶单位矩阵; a_e 为单元节点位移矢量。

2.3　应力分解和应力平衡

在 $t+\Delta t$ 时刻的克希荷夫应力可表示为,　$\bar{S} = S + \Delta S$　(15)

此刻的虚功方程为,　$\int_{V_0}\delta\bar{E}^t\bar{S}\,dv = \int_{V_0}\delta\bar{u}^t\bar{p}_0\,dv + \int_{A_0}\delta\bar{u}^t\bar{q}_0\,dA$　(16)

在(16)式中, $\bar{p}_0$和 $\bar{q}_0$分别为 $t+\Delta t$ 时刻的体力和面力, 为已知量; V_0和 A_0为初始构型的体积和表面积。在增量求解期间, 时刻 t 的位移 u_i 和应变 E_{ij} 都是已知的, 故,

$$\delta\bar{u} = \delta(\Delta u) = N\delta(\Delta a),\quad \delta\bar{E} = \delta(\Delta E) = B\delta(\Delta a)\qquad(17)$$

在(17)式中, a 为总位移矢量。

将(17)式代入(16)式, 并考虑到 $\delta(\Delta a)$ 的任意性及轴对称条件下的积分, 得控制方程,

$$\varphi(\Delta a) = \int_{A_0}B^t\Delta S\,r\,dA + K_s\Delta a + R_s - \bar{R}\qquad(18)$$

在(18)式中,　$K_s = \int_{A_0}(G^tMG + N^tM_FN)\,r\,dA$,　$R_s = \int_{A_0}(B_{L0}^t + B_{L1}^t + B_{FL}^t)S\,r\,dA$

$$\bar{R} = \int_{A_0}N^t\bar{p}_0\,r\,dA + \int_{A_0}N^t\bar{q}_0\,dA,\quad M = \begin{bmatrix} S_{11}I & S_{12}I \\ S_{12}I & S_{22}I\end{bmatrix},\quad M_F = \begin{bmatrix}\frac{S_{33}}{r^2} & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}$$

$\varphi(\Delta a)$ 为失衡力。

2.4　牛顿法求解非线性控制方程

将控制方程(18)式进行线性处理, 将第一个积分公式中的 B 用 $B_L + B_{Ll} + B_{FL}$ 代替,

$$\Delta S = D_T\Delta E,\quad \Delta E \approx (B_{L0} + B_{L1} + B_{FL})\Delta a\qquad(19)$$

在(19)式中, D_T 为材料的切线刚度矩阵。

利用(19)式, 由(18)式可得线性化的方程组,　$(K_l + K_s)\Delta a = \bar{R} - R_s$　(20)

在(20)式中,　$K_l = \int_{A_0}(B_{L0}^t + B_{L1}^t + B_{FL}^t)D_T(B_{L0} + B_{L1} + B_{FL})\,r\,dA$

用修正的牛顿法计算流程是,

第一, 载荷分段,　$R_0 = 0, R_1, R_2, \cdots, R_N$

第二, 对载荷步长 $[R_m, R_{m+1}]$ 来说, 开始的力学量 a_m, S_m, E_m 是已知的, 计算 $\bar{R}$ 和 R_s。

第三, 建立刚度矩阵 K_l, K_s, 并求解 Δa^1,　$\Delta a^1 = (K_l + K_s)^{-1}(\bar{R} - R_s)$

第四, 计算失衡力, 进行平衡叠代,　$\bar{\varphi} = \int_{A_0}(B^n)^t(S_m + \Delta S_m)\,r\,dA - \bar{R}$

$\delta\Delta a^n = -(K_l + K_s)^{-1}\varphi$, $\Delta a^{n+1} = \Delta a^n + \delta\Delta a^n$, 当 φ 达到收敛精度时, 迭代终止。

第五, 计算 R_{m+1} 载荷下的各变量值, $a_{m+1}, S_{m+1}, E_{m+1}$ 等等。

第六, 重复第二到第五各步, 计算下一载荷步。

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

3 维缠绕壳纤体及其有限元模型

3.1 纤维缠绕壳体结构组成

本文所分析的纤维缠绕壳体为固体火箭发动机燃烧室结构, 如图2。它的直径约为1400mm, 总长约为1600mm, 圆筒段壁厚约为8mm; 由前、后封头、圆筒段, 前、后金属接头及前、后金属裙, 弹性层组成。复合材料部分为 Kevlar-49/Epoxy, 金属部分为铝合金, 弹性层为橡胶。缠绕方式为平面缠绕, 包括六个纵向循环及13个环向单层。

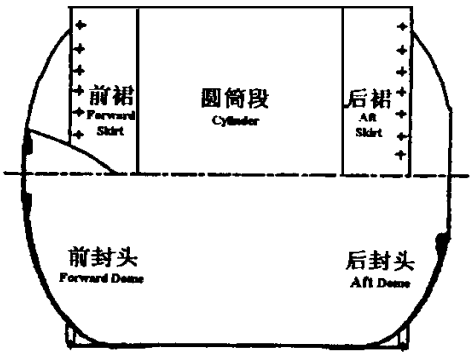
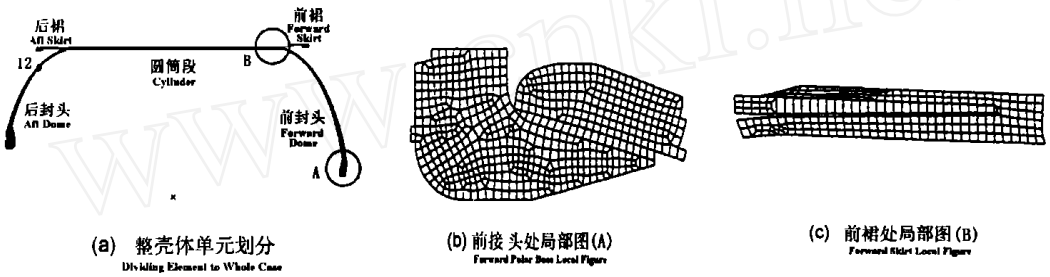


图2 纤维缠绕壳体 Fig. 2 Filament-wound case

3.2 纤维缠绕壳体有限元模型

由于纤维缠绕壳体的对称性, 取平面图一半作为研究对象。有限单元为四边形等参元, 划分单元时对壳体局部(封头与接头、裙与圆筒段)接触处单元细化, 以确保整体结构的协调性。壳体划分单元总数为4710个, 单元节点数为5624个。纤维缠绕壳体的单元划分如图3, 在该图中, 由于单元数较密, 整壳体的单元无法辨认, 给出A、B 部位的局部放大图。



(a) 整壳体单元划分 (b) 前接头处局部图(A) (c) 前裙处局部图(B)

图3 纤维缠绕壳体单元划分 Fig. 3 Dividing element to filament-wound case

4 计算结果

我们通过非线性有限元计算, 获得了纤维缠绕壳体大变形计算结果, 以及同时考虑纤维缠绕壳体材料非线性和大变形的计算结果。图4、图5和图6、图7分别给出了壳体在3MPa 和6MPa

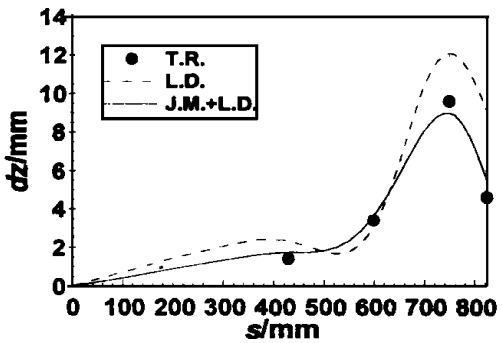


图4 左周界位置--轴向位移

Fig. 4 Left periphery location--axial deflection (p = 3MPa)

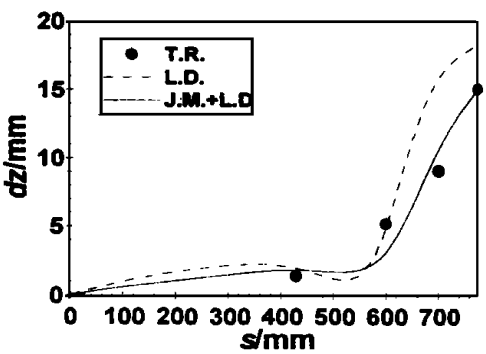


图5 右周界位置--轴向位移

Fig. 5 Right periphery location--axial deflection (p = 3MPa)

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

时沿左右周界位置(左周界包括前封头和筒体左段, 右周界包括后封头和筒体右段, 左右分界点为壳体中点) 与轴向位移的计算结果; 图8和图9给出了壳体在3M Pa 和6M Pa 时周界位置与径向位移的计算结果; 图10和图11给出了壳体后封头12点(R = 500mm) 处轴向位移和径向位移与内压的计算结果。计算结果与实验结果吻合较好, 其中考虑材料非线性的大变形计算结果比不考虑材料非线性的大变形计算结果更接近实验结果。图中, T. R. 代表实验结果, L. D. 代表变形结果, J. M. + L. D. 代表 J-N-M 模型加大变形结果。

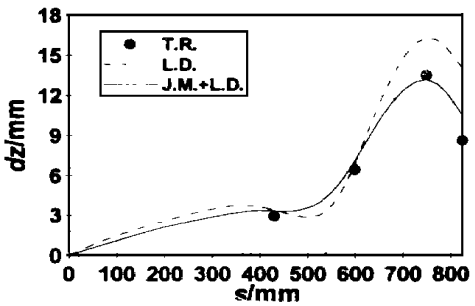


图6　左周界位置--轴向位移

Fig. 6　Left periphery location--axial deflection (p = 6M Pa)

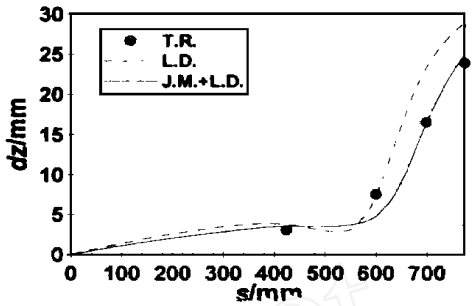


图7　右周界位置--轴向位移

Fig. 7　Right periphery location--axial deflection (p = 6M Pa)

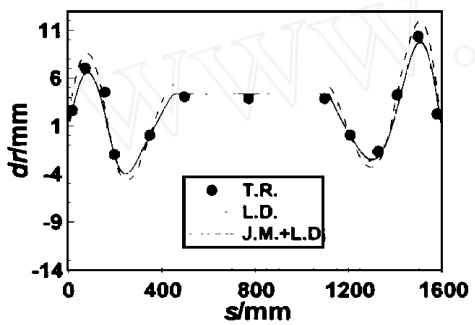


图8　壳体周界位置--径向位移

Fig. 8　Case periphery location--radial deflection (p = 3M Pa)

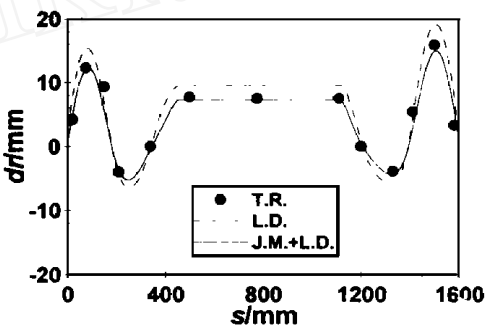


图9　壳体周界位置--径向位移

Fig. 9　Case periphery location--radial deflection (p = 6M Pa)

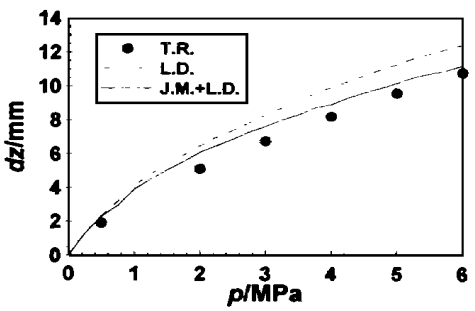


图10　后封头12点(R = 500mm) 轴向位移--内压

Fig. 10　AFT dome at location 12 (r = 500mm) axial deflection--internal pressure

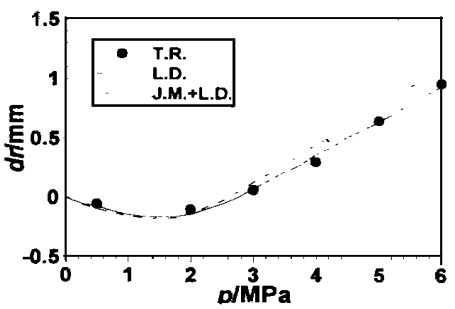


图11　后封头12点(R = 500mm) 径向位移--内压

Fig. 11　AFT dome at location 12 (r = 500mm) radial deflection--internal pressure

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

5 结 论

(1) 采用 Jones-Nelson-Morgan 模型可以较好地描述纤维缠绕复合材料的材料非线性性能。为研究纤维缠绕壳体的材料非线性提供了一种新方法。

(2) 在进行纤维缠绕壳体有限元分析计算时,需要同时考虑纤维缠绕复合材料的材料非线性和壳体的大变形。

(3) 为工程设计部门进行纤维缠绕壳体设计及分析计算提供了一个较好的理论分析和计算方法。

参 考 文 献

1 陈汝训主编. 固体火箭发动机设计与研究. 北京: 宇航出版社, 1992

2 丁惠梁, 沈真, 樊发芬, 等译. 林德春审核. 空间结构用复合材料设计手册. [荷]欧洲航天局编. 航空工业总公司飞机强度研究所和航天工业总公司第四研究院, 1992

3 Hahn H T, Tsai S W. Nonlinear elastic behavior of unidirectional composite laminate. *J Composite Materials*, 1973, 7(1): 102～118

4 Chen H. The Effect of nonlinear behavior of composite materials on load capability of laminate. *Proc of ISCMS Beijing*, 1986: 412～419

5 Jones R M, Nelson A R Jr. A new materials model for the nonlinear biaxial behavior of ATJ-S graphite. *J Composite Materials*, 1975, 9(1): 10～27

6 Jones R M, Morgan H S. Analysis of nonlinear stress-strain behavior of fiber-reinforced composite materials. *AIAA J*, 1977, 15: 1669～1676

7 段登平. 纤维缠绕壳体宏细观力学性能及非线性分析[博士学位论文]. 哈尔滨工业大学, 1996

8 殷有泉. 固体力学非线性有限元引论. 北京: 北京大学出版社, 1985

ANALYSIS-COMPUTATION ON MATERIAL NONLINEAR AND LARGE DEFORMATION OF FILAMENT-WOUND CASE

Duan Dengping Liu Zhengxing Luo Haian

(Department of Engineering Mechanics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)

Abstract Forming principle and parameter determination of Jones-Nelson-Morgan Model are expounded. The nonlinear constitutive relations of filament-wound composites are studied with J-N-M model. The large deformation formulae of filament-wound case (FWC) are derived, and the finite element model of the FWC is established. The large deformation of the FWC under internal pressure loads is analyzed. Combining material-nonlinearity with large deformation, the computational results of the FWC have been obtained. The results are better than those of considering only large deformation, and it is in good agreement with test data.

Key words filament-wound case, material-nonlinearity, large deformation, analysis computation

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net