

# 自由圆柱壳体在侧向非对称 脉冲载荷下的塑性破坏\*

孙 韬 冯顺山

(北京理工大学力学工程系 北京 100081)

**摘要** 将壳体作为理想刚塑性材料,给出了两端自由金属圆柱薄壳体承受侧向非对称脉冲载荷下的变形和运动方程。针对矩形脉冲载荷,给出能量损耗分析。极高载情况下,2/3的外部输入能量转化为塑性功,其余的用于壳体的刚体运动。针对复杂结构的自由圆柱壳,能量法用于分析其破坏。理论预测与实验结果吻合较好。

**关键词** 两端自由圆柱薄壳体 冲击载荷 塑性变形 能量损耗

中图法分类号 O 344 3

## 1 前 言

自由壳体承受瞬时动态载荷下的力学行为和破坏分析,在空间方面具有重要的工程应用价值,如对飞行器在冲击载荷作用下的破坏准则研究或其防护设计问题等。瞬时动态载荷可由外部物体的撞击、爆炸冲击作用等产生,载荷多非对称分布于结构的侧向或某一局部区域。由于此类问题的复杂性,有关文献<sup>[1,2]</sup>基于材料的刚塑性假定,简单地将空间飞行器作为两端自由质量分布均匀的管梁,研究其在上述瞬时动态载荷下的力学行为。针对理想脉冲高载,25%的外部输入能量转化为梁的塑性变形功,其余的75%用于梁的刚体运动<sup>[2]</sup>。图1所示两端自由

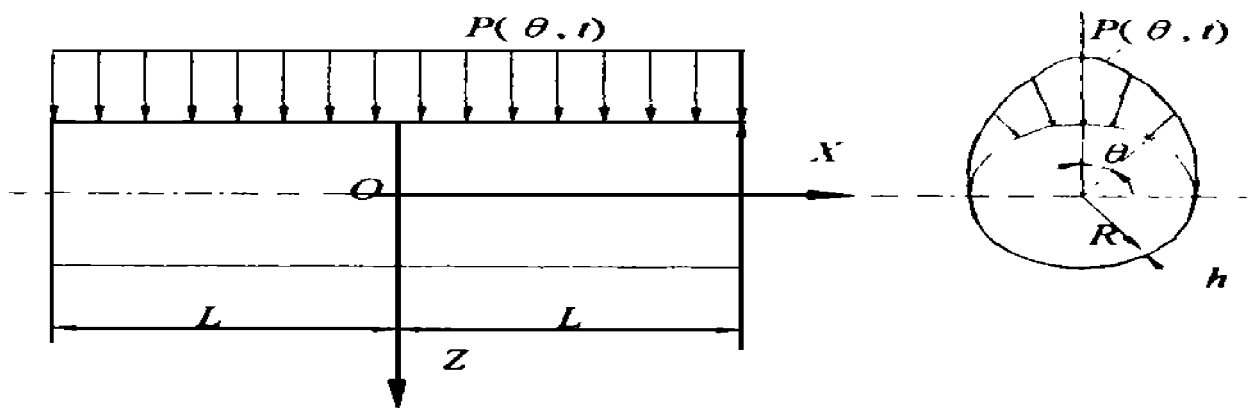


图1 圆柱壳体几何形状及加载分布

Fig 1 Geometry and loading of a cylindrical shell

敞口圆柱薄壳体为飞行器结构的基本组成单元之一,如按上述,梁理论可做为飞行器结构的一阶近似,对应所施加的外部载荷会得出外部输入能量全部转化为刚体运动能的结论。实验表明,在侧向冲击载荷作用下自由壳体将产生局部塑性变形从而使得外部输入能量的转化率发

\* 国家自然科学基金委(批准号 19372058)和英国文化委员会的资助。

孙韬:男,1965年4月出生,博士,讲师。

1996-09-18收到原稿,1996-12-10收到修改稿。

生变化,结构的破坏多对应局部塑性大变形且刚体运动对塑性运动产生影响。目前,自由壳体在侧向非对称冲击载荷下的塑性动力理论分析和实验研究尚未有文献报导。我们在相关假设的基础上给出其塑性响应的近似分析解,对壳体塑性变形能占总输入能量的百分比做出估计,并应用能量法分析了两端有底或有刚性加强环自由圆柱壳结构的破坏,所得结果与实验现象吻合。

## 2 基本方程

考虑图 1 所示圆柱壳,半径为  $R$ 、厚度  $h$ ,压力载荷  $P(\theta, t)$  作用在未变形壳体的侧向表面  $S_0$  上,载荷作用区域具有壳体半径的量阶或比半径小。压力分布假定有两个对称面,分别对称于  $x=0$  和  $\theta=0$ 。设材料为理想刚塑性的,流应力为  $\sigma_0$ ,且壳体在承载后不产生绕轴向扭转和绕  $x=0$  截面的弯曲。这样,壳体的平衡可通过虚速度原理表示<sup>[1]</sup>

$$Q\dot{w} + \int_{S_0} T_i \dot{U} dS_0 + \int_{S_0} (-m\ddot{U})\dot{U} dS_0 = h \int_{S_0} e_{ij} \dot{X}_{ij} dS_0 \quad (1)$$

其中: $m$  为单位面积的质量, $e_{ij}$ 、 $\dot{X}_{ij}$  分别为应力张量和应变率张量; $Q$  为自由端或表面作用的集中剪力, $T_i$  为表面应力矢量  $[Q \ Q \ P]$ ;速度矢量为  $U [u, v, w]$ ,  $u$ 、 $v$ 、 $w$  分别为轴向、环向和  $z$  向的速度。对应于图 1 所示载荷,可取  $u=0$  壳体自由端边界条件为

$$Q = QN = QM = 0 \quad (2)$$

$N$ 、 $M$  分别为作用在端部的轴向拉力和弯矩。由薄壳理论,(1)式右端单位体积内的变形功率<sup>[1]</sup>

$$h \int_{S_0} e_{ij} \dot{X}_{ij} dS_0 = \int_{S_0} (N_{\tau\tau} \dot{X}_{\tau\tau} + M_{\tau\tau} \dot{k}_{\tau\tau}) dS_0 \quad (3)$$

$\dot{X}_{ij}$  和  $k_{\tau\tau}$  分别为中面的应变率张量和中面的曲率张量, $N_{\tau\tau}$  和  $M_{\tau\tau}$  为壳体中的薄膜力张量和弯矩张量,它们必须满足一屈服条件

$$f(M_{\tau\tau}, N_{\tau\tau}) = 0 \quad (4)$$

使得

$$k_{\tau\tau} = \lambda \partial f / \partial M_{\tau\tau}, \dot{X}_{\tau\tau} = \lambda \partial f / \partial N_{\tau\tau} \quad (5)$$

这里的  $f$  为某一塑性势函数, $\lambda$  为一比例常数。

Hoo Fatt<sup>[3]</sup>、Wierzbicki<sup>[4]</sup> 通过实验现象和相关参数比较后,对应于无限长薄壳体在侧向局部区域冲击载荷作用下,将(3)式简化成

$$h \int_{S_0} e_{ij} \dot{X}_{ij} dS_0 = \int_{S_0} (N_{xx} \dot{X}_{xx} + M_{\theta\theta} \dot{k}_{\theta\theta}) dS_0 \quad (6)$$

且简化处理屈服条件,取塑性变形区域内

$$|M_{\theta\theta}| = M_0, |N_{xx}| = N_0 \quad (7)$$

其中: $M_0 = \sigma_0 h^2 / 4$ 、 $N_0 = \sigma_0 h$  分别为全塑性弯矩和全塑性轴向力。(6)式实际上是取环向应变和所有剪切项为零,只考虑轴向应变和环向曲率对变形的影响;(7)式是将一个椭圆形屈服方程近似为矩形。这种方法简化了问题且所得结果与实验接近。Gefken 等<sup>[5]</sup>在采用能量法分析两端刚性封闭短薄壳体承受局部爆轰脉冲载荷的破坏时,虽然只考虑轴向应变,所得结果与实验也符合较好。对应图 1 的载荷可取  $N_{xx} = Qw(x, \theta, t) = w(\theta, t)$ ,  $v(x, \theta, t) = v(\theta, t)$  这样方程(1)

化成

$$\begin{aligned} & 2\mathcal{R} \int_0^L \int_0^{2\pi} P(\theta, t) \dot{w}(\theta, t) d\theta dx + 2\mathcal{R} \int_0^L \int_0^{2\pi} [-m\ddot{w}(\theta, t)] \dot{w}(\theta, t) d\theta dx \\ & + 2\mathcal{R} \int_0^L \int_0^{2\pi} [-m\ddot{v}(\theta, t)] \dot{v}(\theta, t) d\theta dx = 2\mathcal{R} \int_0^L \int_0^{2\pi} |M_{\theta\theta}(\theta, t)| d\theta dx \end{aligned} \quad (8)$$

设刚体运动位移和塑性运动位移分别为  $w_0(\theta, t)$  和  $w_1(\theta, t)$ , 即

$$w(\theta, t) = w_0(\theta, t) + w_1(\theta, t) \quad (9)$$

取壳体截面的变形如图 2 所示, 截面上所有位置的塑性变形量  $w_1(\theta, t)$ ,  $w_1(\theta, t)$  均表示成  $\theta = 0$  处  $w_1(0, t)$  或  $w_1(0, t)$  的函数<sup>[5]</sup>。

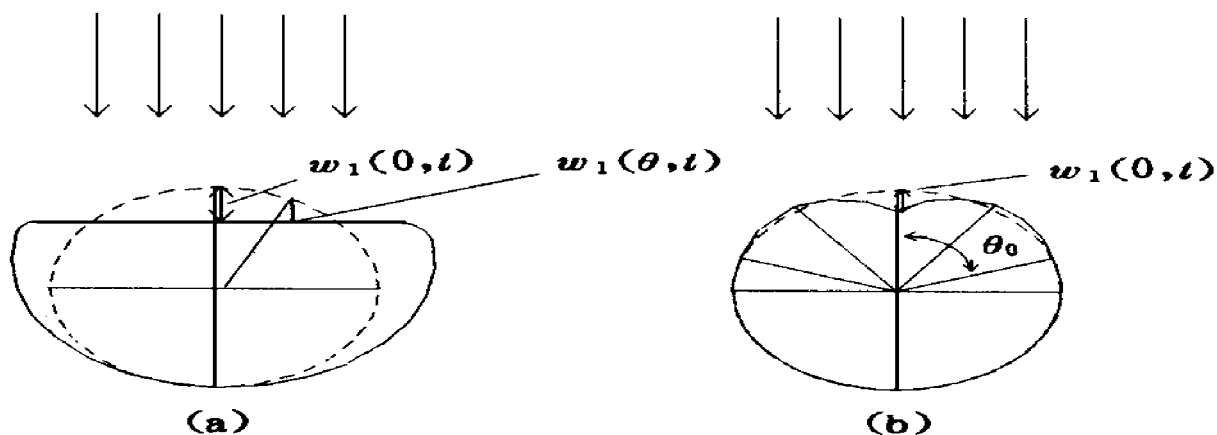


图 2 壳体截面变形形状

Fig. 2 Deformation shape

引入相关等效参数, 定义等效线压力载荷

$$\bar{P}_0(t) \dot{w}_0(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} P(\theta, t) \dot{w}_0(\theta, t) d\theta \quad (10a)$$

$$\bar{P}_1(t) \dot{w}_0(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} P(\theta, t) \dot{w}_1(\theta, t) d\theta \quad (10b)$$

等效周向阻力

$$\bar{q}_1(t) \dot{w}_1(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} |M_{\theta\theta}(\theta, t)| d\theta \quad (11)$$

以及等效单位长度质量

$$\bar{m}_{00} \ddot{w}_0(0, t) \dot{w}_0(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} m \ddot{w}_0(\theta, t) \dot{w}_0(\theta, t) d\theta \quad (12a)$$

$$\bar{m}_{11} \ddot{w}_1(0, t) \dot{w}_1(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} m [\ddot{w}_1(\theta, t) \dot{w}_1(\theta, t) + \ddot{v}(\theta, t) \dot{v}(\theta, t)] d\theta \quad (12b)$$

$$\bar{m}_{20} \ddot{w}_0(0, t) \dot{w}_0(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} m \ddot{w}_0(\theta, t) \dot{w}_1(\theta, t) d\theta \quad (12c)$$

$$\bar{m}_{30} \ddot{w}_1(0, t) \dot{w}_0(0, t) = 2\mathcal{R} \int_0^{2\pi} m \ddot{w}_1(\theta, t) \dot{w}_0(\theta, t) d\theta \quad (12d)$$

消去参量  $\theta$ , 方程 (8) 简化成

$$[\bar{P}_0(t) - \bar{m}_3 \ddot{w}_1 - \bar{m} \ddot{w}_0] \dot{w}_0 + [\bar{P}_1(t) - \bar{m}_1 \ddot{w}_1 - \bar{m}_2 \ddot{w}_0 - \bar{q}_1] \dot{w}_1 = 0 \quad (13)$$

不同的变形截面形状, 上述等效参量有不同的结果。这里取图 2(a) 的平头变形形状, 假定压力  $P(\theta, t)$  的作用区域不超过平头区域, 则有<sup>[3, 4]</sup>

$$\bar{P}_1(t) = 2R \int_0^{\pi} P(\theta, t) d\theta, \bar{q}_1 = 8M_0 R, \bar{m}_1 = 2Rm/l \quad (14)$$

当冲击载荷不足以使结构产生塑性变形时,  $\dot{w}_1 = 0, \dot{w}_0 = 0$  由方程 (13) 得

$$\ddot{w}_0 = \bar{P}_0(t) / \bar{m}_0 \quad (15)$$

上式应当与刚体力学所得解完全相同, 壳体作为一个刚体运动。对比方程 (15), (10a), (12a), 可得

$$\bar{P}_0(t) = 2R \int_0^{\pi} P(\theta, t) d\theta, \bar{m}_0 = 2Rm \quad (16)$$

当动载强度增大到使壳体承载面出现塑性变形时, (15) 式不再成立。采用工程近似方法以求得方程 (13) 的解。从方程 (15), (16) 的结果, 不妨取方程 (9) 中的刚体位移,  $w_0(\theta, t) = w_0(Q, t)$ , 代入 (12c), (12d), 由 Wierzbicki<sup>[4]</sup> 的步骤, 可近似得到

$$\bar{m}_2 = \bar{m}_1, \bar{m}_3 = \bar{m}_1 \quad (17)$$

令

$$w_0(Q, t) = w_0(t), w_1(Q, t) = w_1(t), \bar{P}_0(t) = \bar{P}_1(t) = \bar{P}(t) \quad (18)$$

由变分计算的一般方法, 取  $\dot{w}_0 W_0 = W_0$ ,  $\dot{w}_1 W_1 = W_1$ , 则方程 (13) 等价于如下两个方程

$$\bar{P}(t) - \bar{m}_1 \ddot{w}_1 - \bar{m} \ddot{w}_0 = 0 \quad (19)$$

$$\bar{P}(t) - \bar{m}_1 \ddot{w}_1 - \bar{m}_0 \ddot{w}_0 - \bar{q}_1 = 0 \quad (20)$$

求解得

$$\ddot{w}_0 = \frac{\bar{P}(t)}{\bar{m}_0} - \frac{\bar{m}_1 \ddot{w}_1}{\bar{m}_0} \quad (21a)$$

$$\ddot{w}_1 = \frac{\bar{P}(t) - \bar{m}_0 \bar{q}_1 / l (\bar{m}_0 - \bar{m}_1)}{\bar{m}_1} \quad (21b)$$

方程 (21) 的解与加载规律有关。Jones<sup>[2]</sup> 应用矩形脉冲载荷进行了结构运动响应和能量损耗分析, 对照地, 我们考虑下面矩形脉冲载荷的解。

### 3 矩形脉冲载荷作用下的解

设方程 (21) 中

$$\bar{P}(t) = \begin{cases} \bar{P} & 0 \leq t \leq f \\ 0 & t \geq f \end{cases} \quad (22a)$$

$$\quad (22b)$$

由此, 壳体的响应将有两相。

#### 3.1 第一相运动, $0 \leq t \leq f$

由 (21b), (22a) 得

$$\ddot{w}_1 = \frac{\bar{P} - \bar{m}_0 \bar{q}_1 / l (\bar{m}_0 - \bar{m}_1)}{\bar{m}_1} \quad (23)$$

取  $w_1 = 0$  得

$$\bar{P}_c = \bar{q}_1 / (1 - \bar{m}_1 \bar{m}_0) \quad (24)$$

$\bar{P}_c$  定义为单位长度的临界压力值。由 (15) 式, 当单位长度的脉冲压力幅值小于该值时, 壳体只有刚体运动。直接对 (21a)、(23) 积分, 并满足初始条件  $t=0$  时  $w_0 = w_1 = \dot{w}_0 = \dot{w}_1 = 0$  得

$$w_0 = \bar{P}_c t^2 / 2\bar{m}_0 \quad (25)$$

$$w_1 = (\bar{P} - \bar{P}_c) t^2 / 2\bar{m}_1 \quad (26)$$

### 3.2 第二相运动, $t \geq f$

从方程 (21b)、(22b) 和 (24) 得

$$\ddot{w}_1 = -\bar{P}_c \bar{m}_1 \quad (27)$$

积分上式, 并使运动在  $t=f$  处连续, 有

$$\dot{w}_1 = (\bar{P} f - \bar{P}_c t) \bar{m}_1 \quad (28)$$

从而得出壳体塑性变形结束时间

$$T = \bar{P} f / \bar{P}_c = Zf \quad (29)$$

其中  $Z = \bar{P} / \bar{P}_c \geq 1$  为无量纲载荷系数。则最终塑性变形量及  $t \geq T$  的刚体运动速度为

$$w_1(T) = \bar{P}_c f^2 Z(Z-1) / 2\bar{m}_1 \quad (30)$$

$$w_0(T) = \frac{\bar{P}_c T}{\bar{m}_0} \quad (31)$$

### 3.3 能量损耗

总的外部输入能为

$$E_T = \int_0^L \int_0^f \bar{P} (\dot{w}_0 + \dot{w}_1) dx dt = \bar{P}_c^2 f L [3Z^2 - 2Z] \bar{m}_0 \quad (32)$$

塑料损耗及刚体动能分别为

$$E_p = 2\bar{P}_c^2 Z(Z-1) f L / 3\bar{m}_1 \quad (33)$$

$$E_R = \bar{P}_c^2 Z^2 f L \bar{m}_0 \quad (34)$$

从而

$$\frac{E_p}{E_T} = \frac{Z-1}{1.5Z-1} \quad (35)$$

$$\frac{E_R}{E_T} = \frac{1}{3-2/Z} \quad (36)$$

当外加压力脉冲充分大, 即  $Z \rightarrow \infty$  或者  $Z \gg 1$  且  $f \rightarrow 0$  外加压力脉冲理想化为冲量载荷, 取  $\bar{I} = \bar{P} f$ , (30)、(35)、(36) 式可以分别表示成

$$w_1(T) = \bar{I}^2 / (2\bar{m}_1 \bar{P}_c) \quad (37)$$

$$E_p / E_T = 2/3 \quad (38)$$

$$E_R / E_T = 1/3 \quad (39)$$

方程 (38)、(39) 表明两端自由圆柱薄壳体承受侧向非对称脉冲高载作用下, 外部输入能量的 2/3 转化为塑性功, 其余的用于刚体运动。壳体结构塑性能量损耗大于壳体结构的刚体动能, 但仍小于无刚体运动的结果, 采用有约束下壳体的塑性动力结果去预测飞行器无约束壳的破坏会有较大的误差。若考虑弹性能的影响, 这一误差还要增大。因此, 本文所得上述塑性能量损

耗结果可做为这一复杂问题的一个较好估计。

### 3.4 两端封闭或有刚性加强环自由壳的破坏分析

一般情况下壳体总是两端封闭或为有多个等间距刚性加强环支撑的, 这时可应用能量守恒对壳体承受侧向非对称脉冲高载作用下的破坏进行分析。取刚性封闭端之间壳体长度或两刚性加强环之间壳体长度为  $2L$  (图 1), 此间壳体塑性能由两部分组成

$$E_p = E_1 + E_2 \quad (40)$$

其中:  $E_1$  为壳体在屈曲响应中吸收的能量,  $E_2$  为轴向应变能。由 (38) 式一般性地取初始输入能的 50% 转化为塑性能, 瞬间脉冲高载沿周向分布为<sup>[5, 6]</sup>  $I = I_0 \cos \vartheta$ ,  $\vartheta \in [-\pi/2, \pi/2]$  即

$$E_p = \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left(\frac{dh}{2}\right) \left(\frac{I_0 \cos \vartheta}{dh}\right)^2 2LR d\vartheta = \frac{\pi}{4} \frac{LR I_0^2}{dh} \quad (41)$$

$E_1, E_2$  分别为<sup>[5]</sup>

$$E_1 = \frac{\pi}{2} \frac{LR I_b^2}{dh} \quad (42)$$

$$E_2 = \pi L h R \epsilon_0 X_x \quad (43)$$

其中:  $I_b$  为壳体临界屈曲冲量 ( $N \cdot s \cdot m^2$ ),  $X_x$  为轴向应变。简单地取断裂破坏准则为

$$X_x = X \quad (44)$$

$X$  为材料单向拉伸破坏应变值。将 (41)~ (44) 一并代入 (40) 式化简得到壳体出现断裂破坏时的临界破坏冲量

$$I_c = (2I_b^2 + 4dh^2 \epsilon_0 X)^{0.5} \quad (45)$$

黄承义等<sup>[6]</sup>给出无刚体运动壳体承受外部径向非均匀脉冲载荷作用下, 局部有塑性小变形时的临界屈曲冲量表达式。实验和数值分析表明<sup>[6]</sup>, 对薄壳体, 当  $h/R \approx 0$  时,  $I_b^2 \ll 2dh^2 \epsilon_0 X$ , 方程 (45) 式可化成

$$I_c \approx 2h \sqrt{\epsilon_0 dX} \quad (46)$$

Jones<sup>[2]</sup>由自由梁理论模型预测飞行器壳体刚性环支撑处, 背载面对应 (44) 式弯曲断裂破坏时的冲量

$$I_c = \sqrt{48} h \sqrt{\epsilon_0 dX} \approx 12h \sqrt{\epsilon_0 dX} \quad (47)$$

对照 (46)、(47) 式, 可见自由壳体迎载面比背载面在脉冲载荷作用下的破坏要容易的多。一般性的, 可将上述临界破坏冲量统一表示成

$$I_c = K h \sqrt{\epsilon_0 dX} \quad (48)$$

系数  $K$  取对应值, 复杂情况下由实验确定。

## 4 爆炸波载荷的解

取爆炸脉冲载荷为如下形式

$$\bar{P}(t) = \begin{cases} \bar{P} \left(1 - \frac{t}{f}\right) & 0 \leq t < f \\ 0 & t \geq f \end{cases} \quad (49)$$

壳体的塑性响应对应地将有两相。当  $0 \leq t \leq f$  时

$$\dot{w}_1 = \frac{\bar{P} - \bar{m}_0 \bar{q}_1 / (\bar{m}_0 - \bar{m}_1)}{\bar{m}_1} t - \frac{\bar{P} t^2}{2\bar{m}_1 f} \quad (50)$$

$$w_1 = \frac{\bar{P} - \bar{m}_0 \bar{q}_1 / (\bar{m}_0 - \bar{m}_1)}{2\bar{m}_1} t^2 - \frac{\bar{P} t^3}{6\bar{m}_1 f} \quad (51)$$

在  $T$  内

$$\dot{w}_1 = \frac{-\bar{m}_0 \bar{q}_1 (\bar{m}_0 - \bar{m}_1)}{\bar{m}_1} t + \frac{\bar{P} f}{2\bar{m}_1} \quad (52)$$

$$w_1 = \frac{-\bar{m}_0 \bar{q}_1 (\bar{m}_0 - \bar{m}_1)}{2\bar{m}_1} t^2 + \frac{\bar{P} f t}{2\bar{m}_1} - \frac{\bar{P} f^2}{6\bar{m}_1} \quad (53)$$

塑性运动结束时间

$$T = \frac{\bar{P}}{2\bar{q}_1} \left(1 - \frac{\bar{m}_1}{\bar{m}_0}\right) f \quad (54)$$

最终塑性变形为

$$w_1(T) = \frac{\bar{P} f^2}{2\bar{m}_1} \left[ \frac{\bar{P}}{4\bar{q}_1} \left(1 - \frac{\bar{m}_1}{\bar{m}_0}\right) - \frac{1}{3} \right] \quad (55)$$

## 5 实验与计算

为验证上述理论及有关假设的正确性和适用性, 我们应用 LY 11CZ 硬铝圆柱壳进行部分试验。壳体材料力学性能经测定, 其拉伸强度  $\sigma_b$  为 370 MPa,  $\sigma_{0.5}$  为 200 MPa。壳体结构有两种, 一种如图 1 结构, 壁厚 1 mm, 直径 40 mm, 壳体总长度 40 mm; 另一种有三个环壳组成, 其中外壳总长度 57 mm, 壁厚及半径同前, 两端通过螺纹各内嵌有一长 8.5 mm, 内径 28 mm, 外径 38 mm 的厚壁环壳, 这种结构类似于两端有底壳或加强环支撑壳。

图 1 所示的侧向脉冲爆轰压力载荷由高能炸药 TNT/RDX (50/50) 按一定点火方式和装药质量、形状产生, 调整装药与壳体间距以使作用在壳体表面的冲击波超压及其作用时间产生变化。入射爆轰冲击波超压值, 正压作用时间及冲击波比冲量由相关公式确定<sup>[7]</sup>。当爆轰波到达有限尺寸的圆柱壳表面后, 除了有反射冲击波外, 还发生冲击波的绕流作用, 作用在壳体表面的压力场应当由反射冲击波和绕流波的相互作用场确定。载荷一般均等效成方程 (49) 形式的三角形脉冲载荷, 其等效峰值载荷大约为反射冲击波峰值载荷和绕流波峰值载荷之差的一半, 等效脉冲作用时间与来流入射冲击波正压作用时间相同<sup>[8]</sup>。对本文的自由圆柱壳, 不妨取脉冲压力在迎载面的分布为 (其它区域为零)

$$P(\theta) = P_0 \cos\theta, \quad \theta \in [-c/2, c/2] \quad (56a)$$

$$P_0 = 0.5(P_R - P_{\text{drag}}) \quad (56b)$$

其中  $P_R$ ,  $P_{\text{drag}}$  分别为反射冲击波在壳体迎载面及绕流波在壳体背面的压力最大值, 在已知来流入射冲击波压力的情况下, 可以查表得出上述值<sup>[8]</sup>。

类似地, 取方程 (41) 中的比冲量峰值<sup>[7]</sup>

$$I_0 = (1.2 \sim 1.3) I_i \quad (57)$$

$I_i$  为入射爆轰冲击波比冲量值。将相关公式代入 (55) 化简后得

$$w_1(T) = \frac{P_0 f^2}{2 \rho c h} \left[ \frac{P_0}{2c_0} \left(\frac{R}{h}\right)^2 - 1 \right] \quad (58)$$

图3所示为装药质量37.5g,装药表面与壳体表面距离400mm爆炸作用下壳体变形的前后状态。两自由端 $\theta=0$ 处的最大塑性变形量稍有不同,测量为4.20~5.80mm,其变形形状与图2(a)相近。由公式(58)计算得出 $w_1(T)=4.50\text{mm}$ 。图4所示为装药质量37.2g,距离200mm爆炸作用下组合壳破裂后回收的材料。由(57)式计算得出破坏冲量为 $527\sim 571\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ,方程(46)预测的破坏冲量为 $509\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ 。

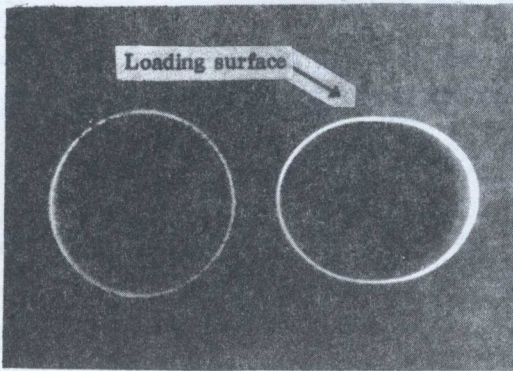


图3 壳体侧向冲击横截面变形前后状态  
Fig. 3 Experimental deformation shape of the shell under lateral impulsive loading

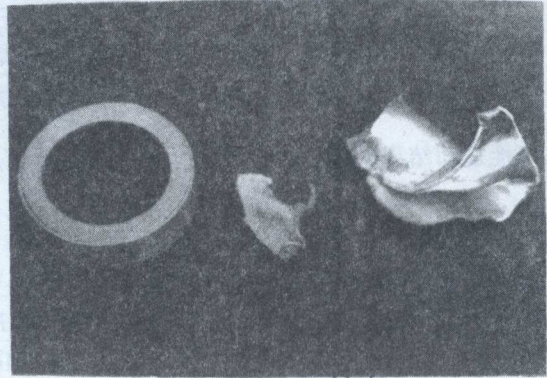


图4 壳体侧向冲击破坏回收体  
Fig. 4 Collected fragments of the shell under lateral impulsive loading

#### 4 结论

将壳体材料作为理想刚塑性模型,应用虚速度原理和等效参量的方法,将刚体运动和塑性运动在相关假设的基础上予以分离,给出了两端自由薄圆柱壳在承受侧向非均匀脉冲载荷下的工程近似解。针对矩形脉冲和三角形爆炸脉冲载荷,分别进行塑性响应分析。对给定的壳体横截面变形模式,在矩形理想脉冲载荷作用下,初始输入能的 $2/3$ 将转化成壳体的塑性变形能,其余的用于壳体的刚体运动。这与自由梁理论得出的结论<sup>[2]</sup>相反。由此,应用能量守恒的方法给出爆轰载荷下两端自由有刚性封闭端或加强环壳体出现断裂破坏时的临界破坏冲量表达式。对比可见,空间壳形飞行器在迎载面的破坏将大于刚塑性两端自由梁模型预估的情况。计算预测与实验所得结果接近,表明所建立的理论及相关假设具有一定的正确性,适用于对相关结构在冲击载荷下的破坏或防护设计进行工程研究。

#### 参 考 文 献

- 1 杨桂通,熊祝华. 塑性动力学. 北京:清华大学出版社,1984
- 2 Jones N, Wierzbicki T. Dynamic Plastic Failure of a Free-free Beam. *Int J Impact Engng*. 1987,6(3):225~240
- 3 Hoo Fatt M S, Wierzbicki T. Damage of Plastic Cylinders under Localized Pressure Loading. *Int J Mech Sci* 1991,33(12):999~1016
- 4 Wierzbicki T, Hoo Fatt M S. Damage Assessment of Cylinders Due to Impact and Explosive Loading. *Int J Impact Engng*, 1993,13(2):215~241
- 5 Gefken P R, Kirkpatrick S W, Holmes B S. Response of Impulsively Loaded Cylindrical Shells. *Int J Impact Engng*, 1988,7(2):213~227



- 6 黄承义, 郑际嘉, 刘土光. 圆柱壳在侧向非对称冲击载荷下的塑性动力屈曲. 爆炸与冲击, 1995, 15(1): 82-90
- 7 北京工业学院八系. 爆炸及其作用 (下册). 北京: 国防工业出版社, 1979
- 8 Kinney G F, Graham K J Explosive Shocks in Air Second Edition, Springer-Verlag, 1985

## DAMAGE OF FREE-FREE PLASTIC CYLINDERS UNDER LATERAL IMPULSIVE LOADING

Sun Tao, Feng Shunshan

*(Department of Mechanical Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing, 100081)*

**ABSTRACT** This paper uses the principle of virtual velocities for rigid-perfectly plastic cylindrical shells with free-free end subjected to lateral impulsive loading. Introducing a series of equivalent values and some engineering hypothesis, rigid-body motion and plastic response of the shells are separated, closed-form solutions for the deformation and velocity profile of the shell are obtained. It is observed that  $2/3$  of the external energy is converted into plastic work for an ideal impulse. On this basis, the critical rupture impulse is obtained for free-free closed ends or free-free ring stiffened shells by the method of energy balance. Experiments are performed to identify the structural response and fracture failure that the theory predicted.

**KEY WORDS** free-free cylindrical shell, impulsive loading, plastic failure, energy dissipation