文章编号：1000-5773(2005)04-0319-06

内爆加载下热塑性管壳的应力波演化与层裂效应研究*

孙宇新[1,2]，张 进[2,3]，李永池[2]，胡时胜[2]，董 杰[2]

(1. 南京理工大学弹道国防重点实验室，江苏南京 210094；
2. 中国科学技术大学，安徽合肥 230027；
3. 安徽大学，安徽合肥 230039)

摘要：在引入材料损伤软化、温度软化效应的基础上，对一维柱对称内聚爆加载管壳中应力波的传播、材料的变形和层裂问题开展了研究。成功地通过自编写有限元代码，完成了系列数值模拟计算，得到了管壁中与物理事实一致的应力波传播图像和材料的变形、损伤、层裂的发展规律，成功模拟了内聚爆加载管壳的多次层裂现象。

关键词：内聚爆加载；应力波；层裂；损伤
中图分类号：O346 **文献标识码**：A

1 引 言

对金属圆管在内聚爆驱动下的层裂破坏行为进行研究具有重要的理论意义和现实意义。在内聚爆作用下管壳的变形与破坏涉及到材料的本构关系、损伤力学、材料力学、材料与结构变形破坏规律的计算方法等一系列问题。内聚爆加载下金属圆管的动态断裂研究所见到的公开报道较少，这些为数不多的报道主要以研究绝热剪切为主。在国外，M. A. Meyers 等人[1,2]采用厚壁圆管压塌的实验方法，通过对样品的回收分析研究了内爆加载下钛、不锈钢和钽材料的剪切断裂。在国内，汤铁钢等人[3]研究了 HR-2 抗氢钢和 LY12 铝两种金属圆管在内爆条件下的会聚变形和绝热剪切断裂；李雪梅等[4]在内聚爆加载下 20 钢管壳层裂的实验研究中，观察到明显的层裂现象，然而，目前尚未见到关于内爆加载下，圆柱壳层裂问题的数值模拟研究的公开报告。

通过引入材料损伤，同时计及温度升高对材料性能的影响，利用编写的有限元计算程序，完成了一维条件下柱对称内爆加载下的管壳内应力波传播和层裂数值模拟研究，取得了与实验一致的结果，而且得出了一些对基础研究和工程应用有指导意义的结论。

2 温度和损伤软化与含损伤热塑性材料的本构模型

考虑到材料在爆炸和冲击载荷下表现出明显的热软化现象，故研究热塑性柱壳的本构关系，使得本研究更具有理论和实际意义。本研究中，管壳材料为 20 钢，满足 Mises 屈服准则，当计及应变硬化、温升和损伤软化效应时，材料的屈服方程如下

$$\sigma_{eq}=Y(D,T)f(\bar{\varepsilon}_p)=F(D,T,\bar{\varepsilon}_p) \tag{1a}$$

$$\sigma_{eq}=\sqrt{\frac{3}{2}s_{ij}s_{ij}}\,,\quad \bar{\varepsilon}_p=\int\sqrt{\frac{2}{3}d\varepsilon_{ij}^p\,d\varepsilon_{ij}^p} \tag{1b}$$

* **收稿日期**：2004-07-20；**修回日期**：2004-12-05
基金项目：国家自然科学基金(10402041)
作者简介：孙宇新(1970—)，男，博士. E-mail：yxsun@ustc.edu.cn

而

$$f(\bar{\varepsilon}_{\mathrm{p}})=E'\bar{\varepsilon}_{\mathrm{p}}+1 \tag{2}$$

式中:σ_{eq}表示等效应力,$\bar{\varepsilon}_{\mathrm{p}}$ 为等效应变,E'为塑性硬化模量。采用半径回归法处理塑性阶段的应力应变关系:首先假设应力状态处于弹性范围,按照虎克定理计算弹性的偏应力张量$(S_{ij}^{t+\Delta t})_{\mathrm{tr}}$,下标"tr"表示试算值

$$(s_{ij}^{t+\Delta t})_{\mathrm{tr}}=s_{ij}^{t}+2G\mathrm{d}e_{ij} \tag{3}$$

式中:de_{ij}为畸应变增量,G 为剪切模量。然后作如下处理

$$s_{ij}^{t+\Delta t}=(s_{ij}^{t+\Delta t})_{\mathrm{tr}} \qquad \sigma_{\mathrm{eq}}\leqslant F(D,T,\bar{\varepsilon}_{\mathrm{p}}) \tag{4a}$$

$$s_{ij}^{t+\Delta t}=(s_{ij}^{t+\Delta t})_{\mathrm{tr}}\frac{F(D,T,\bar{\varepsilon}_{\mathrm{p}})}{\sigma_{\mathrm{eq}}} \qquad \sigma_{\mathrm{eq}}>F(D,T,\bar{\varepsilon}_{\mathrm{p}}) \tag{4b}$$

式中:

$$\sigma_{\mathrm{eq}}=\sqrt{\frac{3}{2}(s_{ij}^{t+\Delta t})_{\mathrm{tr}}(s_{ij}^{t+\Delta t})_{\mathrm{tr}}}$$

材料的静水压力 p 和比容 v 之间满足 Murnagham 状态方程

$$p=\frac{K_{\mathrm{s}}(1-D)}{n_1}\left[\left(\frac{v_0}{v}\right)^{n_1}-1\right] \tag{5}$$

式中:K_{s} 为表观体积模量,n_1 为体积模量硬化系数。

在本研究中,借助于损伤力学勒迈特的"应变等价原理"和竹内洋一郎以实验为基础的材料温升软化近似,给出了如下的材料温升和热软化方程

$$\begin{cases}E=E_{\mathrm{s}}(1-D)[1-(T-T_0)/(T_{\mathrm{m}}-T_0)]\\ K=K_{\mathrm{s}}(1-D)\\ Y=Y_{\mathrm{s}}(1-D)[1-(T-T_0)/(T_{\mathrm{m}}-T_0)]\equiv Y(D,T)\\ \nu=\nu_0+(0.5-\nu_0)(T-T_0)/(T_{\mathrm{m}}-T_0)\end{cases} \tag{6}$$

式中:E_{s}、K_{s}、Y_{s}、ν_0 分别表示常温 T_0 条件下实体材料的杨氏模量、体积模量、屈服强度、泊松比;而 E、K、Y、ν 等分别表示损伤为 D、温升为 T 时各相应表观量;而 T_{m} 是材料的熔化温度,当 $T=T_{\mathrm{m}}$ 时,$\nu=0.5$(不可压)。

3 损伤演化方程和温升方程

在本研究中,认为管壳材料有两种破坏模型:一种为畸变形破坏,是根据材料等效塑性应变来决定的,阈值由材料实验决定;另一种认为是拉应力产生的损伤破坏,损伤变量 D 定义为材料中微孔洞体积的比例,当材料损伤达到损伤极限时,材料破坏。损伤演化方程将使用文献[5]中提出的改进型材料损伤演化方程

$$\frac{\partial D}{\partial t}=\frac{3}{4}\frac{\sigma_{\mathrm{s}}^2-\sigma_0^2}{K_{\mathrm{s}}\lambda}cD(1-D)^{3/2}-D\dot{\varepsilon}_V \tag{7}$$

式中:σ_{s} 为材料中的实体平均拉应力;σ_0 为其微孔洞发展的阈值应力;K_{s}、c 分别是实体材料的体积模量和体波波速;λ 是材料的单位面积表面能;$\dot{\varepsilon}_V$ 是不可逆体应变率。

在本研究中,由于内聚爆加载时间非常短,可以把整个过程看作绝热过程,因而材料的温升是由单位材料中比内能的热能部分 χ_{s} 决定的,而 χ_{s} 则由时段 Δt 内塑性功转化而来。因此,材料的温升方程可以表示为

$$T^{t+\Delta t}=T^{t}+\frac{\chi_{\mathrm{s}}}{c_{\mathrm{s}}\rho_0}=T^{t}+\frac{\alpha W_{\mathrm{p}}}{c_{\mathrm{s}}\rho_0} \tag{8}$$

式中:c_{s}、ρ_0 分别是材料的比热和初始密度,W_{p} 为塑性功,α 为塑性功热转化因子。

4 离散与计算流程

如图 1,设钢柱壳外有一层炸药并从外层同时起爆,考虑金属壳体变形层裂的问题。为了使问题简

化,作如下假定:不考虑炸药的化学反应过程,假定炸药有恒定的 C-J 爆轰波速 D_{CJ};设爆炸产物满足多方型等熵状态方程,多方指数为 γ;把柱壳看成无限长且炸药在柱壳外部对称分布,由外层同时起爆,故可用一维数值计算模拟。

连续介质的运动方程为

$$\rho\ddot{\boldsymbol{u}}=\partial\boldsymbol{\sigma}/\partial\boldsymbol{x} \tag{9}$$

式中:ρ 为密度,$\boldsymbol{u}$ 为位移,$\ddot{\boldsymbol{u}}$ 为加速度,$\boldsymbol{\sigma}$ 为应力张量。使用有限元方法(Galerkin 法),在空间域内对运动方程进行数值离散,得到如下系统平衡方程

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{a}}=\boldsymbol{f} \tag{10}$$

式中

$$\boldsymbol{M}=\sum M^{e},\boldsymbol{M}^{e}=\int_{V^{e}}\boldsymbol{N}^{T}\rho\boldsymbol{N}\mathrm{d}V,\boldsymbol{f}=\sum\boldsymbol{f}^{e},\boldsymbol{f}^{e}=-\int_{V^{e}}\boldsymbol{B}^{T}\sigma^{e}\mathrm{d}V \tag{11}$$

式中:$\boldsymbol{a}^{e}$ 为单元节点位移矩阵,$\boldsymbol{B}$ 为插值函数的梯度矩阵,σ^{e} 为单元内应力,$\sum$为集成符号。

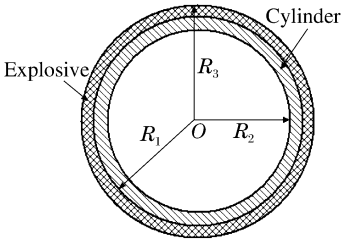


图 1　装置图

Fig. 1　Set-up

对于一维柱对称问题,令 N_i 为插值函数,u_i 为节点径向位移,对图 2 所示的 2 节点单元,插值函数为

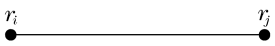


图 2　单元图

Fig. 2　Element

$$\boldsymbol{N}=\frac{1}{L}\{\boldsymbol{a}+\boldsymbol{b}r\} \tag{12}$$

式中:L 表示单元的长度,L、$\boldsymbol{a}$、$\boldsymbol{b}$ 是由节点几何位置确定,它们分别为

$$L=r_i-r_j,\quad \boldsymbol{a}=\{a_i,a_j\}^{T},\quad \boldsymbol{b}=\{b_i,b_j\}^{T} \tag{13}$$

式中:$a_i=-r_j$,$b_i=1.0$,$a_j=r_i$,$b_j=-1.0$。位移函数的近似函数 u 单元内的插值表示为

$$u(r)=\sum_{i=1}^{n}N_i(r)u_i(t),\quad \boldsymbol{u}=\boldsymbol{N}\boldsymbol{a}^{e} \tag{14}$$

相应一维柱对称问题梯度矩阵为

$$[\boldsymbol{B}]^{T}=\frac{1}{r_i-r_j}\begin{pmatrix} b_i & \dfrac{a_i}{r}+b_i \\ b_j & \dfrac{a_j}{r}+b_j \end{pmatrix} \tag{15}$$

则单元应变率为

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{e}=\boldsymbol{B}\dot{\boldsymbol{a}}^{e} \tag{16}$$

式中:$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{e}$ 表示单元应变率矩阵,$\dot{\boldsymbol{a}}^{e}$ 为节点速度矩阵。利用(15)式,且单元轴向长度取单位长度,则可以由(11)式直接积分出单元等效节点载荷矩阵

$$\begin{aligned}\boldsymbol{f}_r^{i}\Big|^{e}&=2\pi\bar{r}\sigma_r\Big|^{e}-(r_j-r_i)\pi\sigma_\theta\Big|^{e}\\ \boldsymbol{f}_r^{j}\Big|^{e}&=0-2\pi\bar{r}\sigma_r\Big|^{e}-(r_j-r_i)\pi\sigma_\theta\Big|^{e}\end{aligned} \tag{17}$$

在本课题的数值计算研究中,采用瞬态动力学数值计算中常用的质量集中法,将单元质量平均地分配到单元节点上,使质量矩阵 $\boldsymbol{M}$ 对角化。单元质量矩阵如下

$$\boldsymbol{M}^{e}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{M}_i^{e} & 0\\ 0 & \boldsymbol{M}_j^{e}\end{bmatrix}=\frac{W^{e}}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix} \tag{18}$$

式中:$\boldsymbol{M}_i^{e}$ 为单元集中到节点 i 上质量矩阵,W^{e} 是单元质量。最后集成结构质量矩阵、结构加速度矩阵和节点等效载荷矩阵,以 $\ddot{\boldsymbol{a}}_i$ 和 $\boldsymbol{f}_i$ 表示节点 i 的加速度矩阵和节点等效集中载荷,则根据方程(10),得到下式

$$\boldsymbol{M}_i\ddot{\boldsymbol{a}}_i=\boldsymbol{f}_i \tag{19}$$

运动方程(19)给出的是节点加速度矢量 $\ddot{\boldsymbol{a}}$,则节点速度矢量 $\dot{\boldsymbol{a}}$ 和位移矢量 $\boldsymbol{a}$ 如下

$$\dot{\boldsymbol{a}}^{n+1/2}=\dot{\boldsymbol{a}}^{n-1/2}+\ddot{\boldsymbol{a}}\Delta t,\quad \boldsymbol{a}^{n+1}=\boldsymbol{a}^{n}+\dot{\boldsymbol{a}}^{n+1/2}\Delta t \tag{20}$$

式中:上角标 n 表示时间层次。计算中,取人工粘性如下

$$q=\begin{cases}\dfrac{b^2}{v}(\Delta u)^2 & \dfrac{\partial u}{\partial R}<0\\ 0 & \dfrac{\partial u}{\partial R}\geqslant 0\end{cases} \tag{21}$$

由此,在已知 n 时刻应力场的情况下,全部计算顺序是:由(17)式求出单元节点力 $\boldsymbol{f}^e$;由运动方程(19)求出节点加速度 $\ddot{\boldsymbol{a}}$;由(20)式求出新时间层次上的速度 $\dot{\boldsymbol{a}}^{n+1/2}$ 和位移 $\boldsymbol{a}^{n+1}$;由(16)式给出应变率 $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{n+1/2}$ 和 Δt 中应变增量 $\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}=\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}\mathrm{d}t$;由前面所述的温升方程、热软化方程、损伤演化方程、本构关系、状态方程和人工粘性方程(21),求出 $n+1$ 时间层上的应力 $\boldsymbol{\sigma}^{n+1}$,从而完成 $n+1$ 时间层上的全部计算,如此循环直至计算完毕。

5 计算结果与分析

对 20 钢圆柱壳在固泰-920 内聚爆加载下的变形、层裂开展了系列计算,并和典型实验进行了对比。钢管内外半径分别为 24 mm 和 31.5 mm,壁厚 7.5 mm,材料性能参数见表 1。三个算例的炸药层厚度分别为 3.3 mm、4.3 mm、5.5 mm。装药密度为 1 530.0 kg/m^3,炸药的 CJ 爆速为 7 300 m/s,CJ 爆压为 21.0 GPa,多方指数为 2.88。计算中,对 20 钢管壳采用前面所述的损伤演化方程,材料层裂破坏的极限损伤为 0.36。

表 1 20 钢圆柱壳材料参数

Table 1 Material Parameters of the circular tube

Density ρ_0 /(kg/m^3)	Yang's module E_s/(GPa)	Bulk module K_s/(GPa)	Harding coff. of Bulk module n_1	Yield stress Y_s/(GPa)	Possion's ration ν_0	Melting point T_m /(℃)	Specific heat c_s /(J/kg·℃)	Threshold stress σ_0 /(GPa)	Surface energy λ /(J/m^2)
7 800	206.7	186.0	3.7	0.65	0.31	2 600	447	0.89	9 600

表 2 对每一种装药厚度的情况,都列出了初始裂片厚度和所谓的最终层裂处所有裂片厚度之和两个数据。事实上,这个区间是一个连续的层裂区域:当首次层裂面处达到极限损伤并出现层裂而成为新的自由面后,相邻单元的损伤离极限损伤只差极小量(因为损伤是连续分布的),波的作用使此单元的损伤很快达到极限损伤而破坏,接着引起后续单元的破坏,直至层裂最后一次发生,即最终层裂面,计算中不管单元的几何尺寸取多小,都有这一单元连续破坏的现象,而且区域厚度基本不变,所以这一区域实际上是一个连续破坏区。可以认为宏观断裂的厚度为初始裂片厚度和最终层裂片总厚度之间的某一个值。由表中数据可见:对装药厚度为 3.3 mm 和 4.3 mm 的情况,计算所得的管壳最终层裂片厚度与相应实验数据吻合较好;而对装药厚度为 5.5 mm 的情况则相差较大,这可能是由于:实验为二维滑移内聚爆轰加载,计算为一维柱对称内聚爆轰加载,未计及二维效应,而二维效应将减小入射应力波头后方的应力卸载陡度,从而增大裂片的厚度。计算还表明:随着装药厚度的加大,层裂片的厚度也在加大,这与实验数据的趋势是相同的,其原因是由于增加炸药的厚度也将减小入射应力波后方的卸载陡度,从而增大裂片的厚度。

表 2 管壳层裂实验数据和计算数据

Table 2 Experimental and Computational data for the tube spallation

Thickness of explosive/(mm)	Initial size of steel pipe	Thickness of initial spalling section/(mm)		Time of initial spalling section formation/(μs)	Thickness of final spalling section[3]/(mm)
		Experiment[1]	Computation[2]		
3.3	External diameter/	2.3	2.01	2.53	2.73
4.3	Explosive thickness	2.8	2.09	2.63	2.77
5.5	=63 mm/7.5 mm	3.8	2.11	2.79	2.87

Notes:(1) Experiment data of slipping tube under blast loading is from Ref.[5](Eulerian coordinates).

(2) Thickness of initial spalling section=Outer diameter of cylinder shell−Thickness of left cylinder shell of initial spallation (Eulerian coordinates)

(3) Thickness of final spalling section=Outer diameter of cylinder shell−Thickness of final left cylinder shell (Eulerian coordinates)

图 3 静水压力分布曲线(Lagrange 坐标),曲线 1～曲线 5 对应时刻 $t=$ 0.6、0.9、1.91、2.11、2.53 μs。该图显示了应力波在管壁中的透射、传播以及自由面反射等现象,其中曲线 5 为层裂发生时刻的应力分布曲线,由图可以看到由于层裂发生,层裂面的应力松弛为 0。图 4 给出了几个典型时刻的损伤分布曲线(Lagrange 坐标),图中曲线 1～曲线 3 分别对应时刻 $t=2.4$、2.5、2.53 μs。可以看到随着时刻的推移,压应力波在管壳内壁反射而形成拉应力波,并与压应力波干涉,在距离内壁一段距离(图中约为 2 mm)的区域,形成足够大的拉应力(超过损伤发展阈值),损伤开始发生;同时图中显示,损伤的峰值有从靠近管壳内自由面向管壳外表面演化的趋势。图 5 是距内壁 1.47、1.72、1.89 mm 处的损伤的演化图(Lagrange 坐标),其中 1.89 mm 点处为计算得出初始层裂发生点,图中显示,在形成初始层裂片的可能区域,距离内壁较近点处的材料开始损伤演化的时间早于距离较远的点;而图 6 则是速度分布曲线(Lagrange 坐标),对应时刻分别为:0.6、1.91、2.53 μs,图中显示,在层裂片区域,径向速度为负,这于物理事实是相符的。

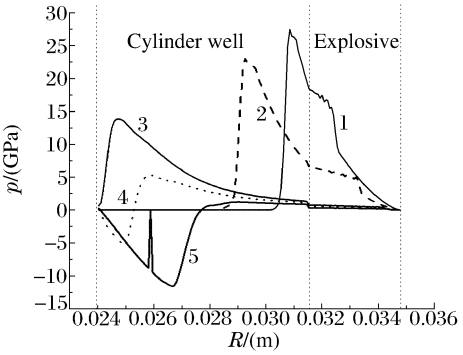


图 3　静水压力分布曲线

Fig. 3　Pressure profiles

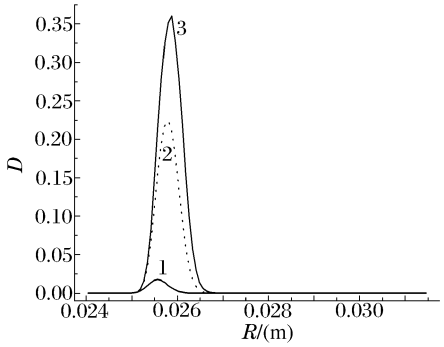


图 4　损伤分布曲线

Fig. 4　Damage profiles

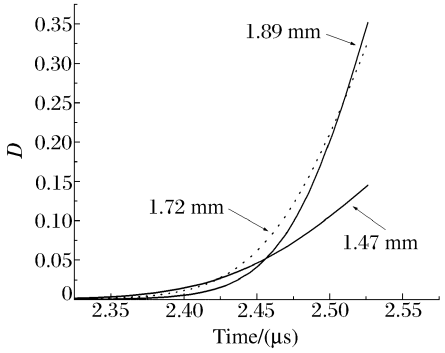


图 5　距内壁 1.47、1.72、1.89 mm 点损伤的演化图

Fig. 5　Curves of Damage versus time at the point 1.47, 1.72, 1.89 mm from in-wall

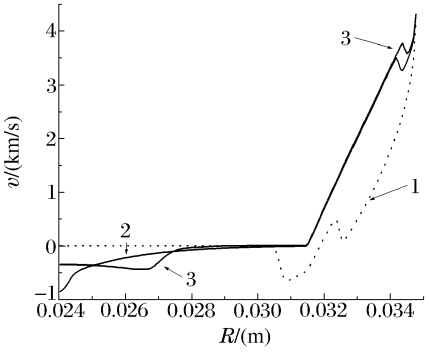


图 6　速度分布曲线

Fig. 6　Radial velocity profiles

6　结　论

在引入材料损伤软化、温度软化效应的基础上,通过自编写的有限元代码,得到了与物理事实相符合的一维柱对称内聚爆管壳内的应力波传播图像和损伤发展曲线,成功模拟了内聚爆加载管壳的层裂现象,得到了与实验数据基本一致的结果。

References:

[1] Nesterenko V F, Meyers M A, Wright T W. Shear Localization and Recrystallization in High-Strain, High-Strain-Rate Deformation of Tantalum [J]. Materials Science & Engineering A: Structural Materials: Properties, Microstructure and Processing, 1997, A229: 23－41.

[2] Meyers M A, Nesterenko V F. High-Strain, High-Strain-Rate Deformation of Tantalum [J]. Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy and Materials Science, 1995, 26A: 2493－2501.

[3] Tang T G, Hu H B, Wang D S, et al. Shear Fracture of HR-2 Steel Tube under Shock Loading [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2002, 16(1): 75－79. (in Chinese)
汤铁钢, 胡海波, 王德生, 等. 内爆压缩加载下抗氢钢圆管剪切断裂研究 [J]. 高压物理学报, 2002, 16(1): 75－79.

[4] Li X M. An Investigation on the Deformation, Damage and Spall of Cylindrical Steel Tube Loaded by Sliding-Implosion [D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2003. (in Chinese)
李雪梅. 内爆加载下钢圆管的变形、损伤及层裂研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2003.

[5] Li Y C, Li D H, Wei Z G, et al. Research on the Deformation, Damage and Fracture Rules of Circular Tubes under Inside-Explosive Loading [J]. Acta Mechanica Sinica, 1999, 31(4): 442－449. (in Chinese)
李永池, 李大红, 魏志刚, 等. 内爆炸载荷下圆管变形、损伤和破坏规律的研究 [J]. 力学学报, 1999, 31(4): 442－449.

Propagation of Stress wave and Spallation of Cylindrical Tube under External Explosive Loading

SUN Yu-Xin[1,2], ZHANG Jin[2,3], LI Yong-Chi[2], HU Shi-Sheng[2], DONG Jie[2]

(1. *National Defense Key Laboratory on Transient Physics, NUST, Nanjing* 210094, *China*;
2. *University of Science and Technology of China, Hefei* 230027, *China*;
3. *Anhui University, Hefei* 230039, *China*)

Abstract: The deformation and spalling behavior of the cylindrical steel tube under external explosive loading was studied. On the basis of the damage evolution equations and considering damage and temperature softening effects, we obtained the explicit plastic constitutive relations. Numerical simulations were carried out and the computational results were analyzed. The satisfactory agreement between the computational results and the experimental ones shows that the constitutive relations and computational method presented in this paper are reasonable and of important in practical usage.

Key words: implosion loading; stress wave; spall; damage