

两类动态断裂

陈大年 王德生 马松合
石工勋 李延年

本文介绍了我们对壳体的一维及二维膨胀变形与断裂的研究,也介绍了我们在层裂研究方面的工作。

一、引言

壳体的膨胀断裂和层裂是动态断裂的两个主要课题。这是两种不同性质的断裂,即使壳体在膨胀过程中不存在可能出现的绝热剪带及截面收缩不稳定性,层裂的断裂机制还是不能用于壳体的膨胀断裂。

由Seaman等人^[1,2]提出的各种成核增长模型(NAG)虽然可以对各种动态断裂问题作细致的计算,但是模型中包含有众多的难于确定的材料参数,所以简化的模型仍然有人提出,简单的判据仍然有人在研究。从应用角度来说,简单判据及简化模型是更感兴趣的。

对于壳体的膨胀断裂,简单的判据有两个:一是Taylor判据^[3],另一是Ivanov判据^[4]。简单的膨胀断裂模型已由Johnson提出^[5,6]。本文第二部分将介绍我们对壳体的一维及二维膨胀变形与断裂的研究。

关于层裂,简单的判据虽然已趋不用,但是累积破坏判据^[7]仍在用。简化的层裂模型已由Cochran^[8]和Johnson^[5]提出。本文第三部分将介绍我们在这方面的工

二、壳体的膨胀断裂

关于壳体爆炸膨胀断裂的判据,首先由Taylor提出。后来,Hoggatt等^[9]对于柱壳情况作了研究,AI-Hassani等^[10]对球壳情况作了研究。Taylor断裂判据假设径向断裂不能传入壳体内壁,因为内壁承受爆轰产物压力,处于压缩状态,所以贯穿断裂只有在压缩区域趋于零时才会发生。由此可得出结论:当比邻壳体的爆轰产物压力趋于壳体材料的屈服应力时,壳体破裂。

以上诸作者主要通过研究壳体内部应力的分布引出结论,没有涉及应力波的传播与作用。事实上,爆轰波、应力波、边界条件的相互作用决定着壳体内部各点的应力状态,直接影响壳体的断裂。为此,我们^[11,12,13]已用流体-弹塑性模型,对于壳体的变形与断裂作了研究。

我们的研究装置之一是钢球壳,内装炸药,用雷管使其在中心起爆。问题可归结为求解下列方程组

$$\dot{U} = V \cdot \partial \sigma_r / \partial R + V \cdot (\sigma_r - \sigma_\theta) / R \cdot \xi \cdot (d - 1) \quad (2-1)$$

$$V = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^{(d-1)} \cdot \frac{\partial R}{\partial r} \quad (2-2)$$

$$\dot{E} = V [s_1 \cdot \dot{\epsilon}_1 + (d-1)s_2 \dot{\epsilon}_2] \cdot \dot{\xi} - (p+q)\dot{V} \quad (2-3)$$

其中 $d = 3$ ，诸量上方的“ \cdot ”表示沿质点轨迹的时间微商， r, R 分别为质点在初始时刻及 t 时刻的径向坐标。 U, V, ρ_0, E, p 分别为速度、比容、初始密度、内能及压力。 σ_1, σ_2 为总应力， S_1, S_2 为应力偏量。 ϵ_1, ϵ_2 为应变， q 为人为粘性。方程 (2-1)、(2-3) 中的 ξ 等于零或等于 1 分别对应于炸药区与壳体区。为计算炸药的爆轰，通常采用文献^[14]提出的人为起爆函数。但是，这种人为起爆技术在一维散心情况下，计算结果并不好，出现振荡。这也许是由于预压冲击波与爆轰波的速度不协调所致。为改善人为起爆技术，我们在起爆点后引入瞬时活塞，速度为 $\frac{1}{2} u_{CJ}$ ，此活塞一直保持到第三个网格点起爆，然后转入正常边界条件。这种算法类似于 Berger 提出的方法^[15]。在壳体区计算中，我们假设材料为与速率无关的弹塑性固体，并采用 HELP 程序^[16]中所使用的状态方程。为改善人为粘性 q 对于应力波波形的影响，我们采用了 Wilkins^[17]不久前发表的结果

$$q = C_0^2 \rho (\Delta U)^2 + C_1 \bar{a} \rho | \Delta U | \quad (2-4)$$

其中 $C_0 = 2$ ， $C_1 = 0.8$ ， $\bar{a} = (p/\rho)^{1/2}$

我们举例说明所得的结果。实验装置中，钢球壳内径为 35.2 mm，外径为 38.2 mm。壳体由 45# 钢制成，其屈服强度为 3.98 kb。计算所得的外径随时间变化曲线如图 1 所示。脉冲 X 光照相的实验结果在图上以“ \circ ”点表示，起爆时刻取为时间零点。按照 Taylor 的观点，壳体内壁处的 σ_2 由压缩状态变为拉伸状态时，壳体即发生贯穿断裂。根据此条件，计算结果表明，壳体发生贯穿断裂的时刻为 14 μ s。而实验值为 13 μ s 左右。发

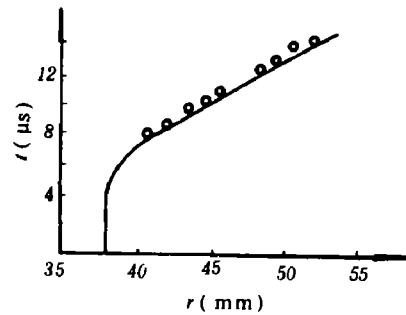


图 1

生贯穿断裂时，作用于壳体内壁上的爆轰产物压力接近于壳体的屈服强度。计算结果十分清楚地表明，爆轰波、应力波、边界条件的相互作用直接影响壳体断裂的发生与发展。具有散心的球面锯齿形波在壳体外边界反射时，首先造成外层壳体的断裂。向壳体内部传播的稀疏波与向外运动的壳体内边界相互作用，向外反射压缩波，这使外层壳体又得以压缩，阻止了断裂的迅速向里扩展。此后，压缩波又在壳体外边界反射，再次反射稀疏波，使壳体的断裂区大大扩展，最后导致贯穿断裂。对于由不同型号钢材制成的壳体，有类似结果。

我们也研究了壳体的二维膨胀变形与断裂。实验装置是钢柱管，内装炸药，用雷管使其在一端起爆。由实验观测发现，在我们感兴趣的范围内，管壁微元的运动基本上是径向的。所以我们提出了一种简化算法，称之为“双向一维流计算”^[12]。这种算法的基本思想是把轴向爆轰流场计算与径向管壁微元的弹塑性流计算耦合起来。为了进行这样的计算，需要用到两套基本方程组。令方程 (2-1)、(2-2)、(2-3) 中的 $d = 2$ ，即得到径向一维柱对称弹塑性流的计算方程组。轴向一维变截面爆轰流场的计算方程为

$$\dot{x} = \bar{u} \tag{2-5}$$

$$\dot{\bar{u}} = -\frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{f}{f_0} \frac{\partial(\bar{p} + \bar{q})}{\partial a} \tag{2-6}$$

$$\dot{\bar{e}} = -(\bar{p} + \bar{q}) \dot{\bar{V}} \tag{2-7}$$

$$\dot{\bar{V}} = \frac{1}{\bar{\rho}_0} \frac{f}{f_0} \frac{\partial x}{\partial a} \tag{2-8}$$

其中 a 、 x 分别为质点在初始时刻及 t 时刻的轴向坐标， \bar{u} 、 \bar{p} 、 \bar{v} 、 $\bar{\rho}_0$ 、 \bar{e} 、 \bar{q} 分别为速度、压力、比容、初始密度、内能及人为粘性。 f_0 、 f 分别为初始时刻及 t 时刻质点所在位置的管截面。把两套方程组的有限差分计算当时当地耦合起来，就构成了“双向一维流计算”。

我们举例说明壳体的二维膨胀变形与断裂。钢管由45#钢制成，管内径为16.3 mm，壁厚1.2 mm，其中的炸药长32 mm，由一端起爆。图2、3分别为起爆后6.1 μ s、7 μ s的脉冲X



图 2



图 3

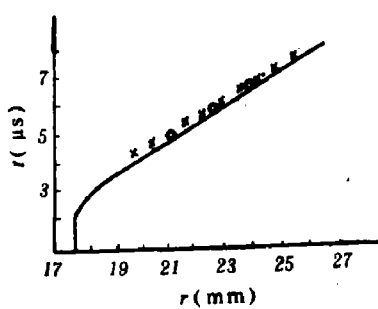


图 4

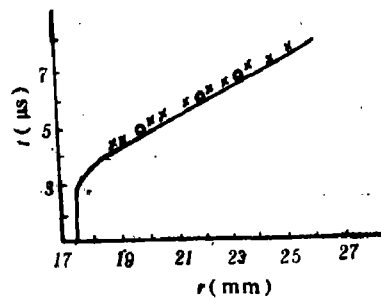


图 5

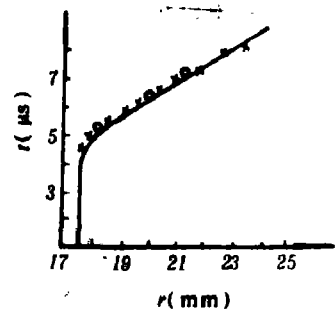


图 6

光照片。为了比较理论与实验结果，我们对钢管的三个代表性截面，作出外径随时间变化曲线，如图4、5、6所示。它们的管截面轴向坐标 x ，分别为6 mm、16 mm、26 mm。 $x_i = 0$ 对

应于起爆点。图中曲线为计算结果，“0”点表示脉冲X光照相结果，“×”点表示分幅照相结果。由图可见，计算的管壁运动情况与实验结果基本一致。关于管壁断裂情况，计算结果是，7 μs左右在x = 6, 4, 8 mm处先后出现贯穿断裂。实验结果是，在该处附近，6 μs时不能见到管壁裂纹，7 μs时能见到明显裂纹。

我们的结论是，Taylor判据在一定程度上还是正确的。我们基本上同意Hoggatt等⁽⁹⁾的分析。壳体内壁在爆轰作用下，由于局部热软化产生的剪带使材料弱化，当垂直于剪切面上的正应力分量由压缩变成拉伸时，贯穿断裂发生。然而，在此条件满足之前，环向应力已由压缩变为拉伸。因此，Taylor判据预估的断裂时刻也许较早。

三、层 裂

二十年来，人们对层裂现象的研究已经从简单的层裂判据^{(18)-(22), (17)}发展到层裂过程模拟。鉴于NAG模型的复杂性，简化的层裂模型已分别由Cochran⁽⁸⁾和Johnson⁽⁵⁾提出。这两个模型都是关于延性材料层裂的。

层裂研究的典型问题是平板撞击引起的层裂及爆炸引起的层裂。这两类问题的基本方程即是令(2-1)、(2-2)、(2-3)中的 $d = 1$ 。为了处理层裂，我们对文献⁽¹⁴⁾的差分格式作了修改。在每一个整点上， R 和 U 均给于两个值，一旦发生层裂，它们可取不同的值。在我们的计算程序中，包含有各种层裂判据和过程模拟。

Cochran⁽⁸⁾模型基于如下重要假设：在断裂过程中，几乎所有的体积变化都是由于断裂发展的结果，固体的密度变化是十分小的。在此模型中，仅包含有两个层裂参数：层裂强度 ε 及损伤长度 D_0 。Steinberg等人⁽²¹⁾对于Cochran模型作了某些修正。我们⁽²⁴⁾曾对Cochran模型作过应用与讨论。

Johnson⁽⁵⁾模型的建立也基于Cochran的上述假设。在忽略惯性对于孔隙增长阻尼的情况下，Johnson导出如下孔隙增长方程

$$\begin{aligned} \dot{a} &= 0, & \Delta p &\geq 0 \\ \dot{a} &= -\frac{(a_0 - 1)^{2/3}}{\eta} a(a-1)^{1/3} \Delta p, & \Delta p < 0 \end{aligned} \quad (3-1)$$

$$\Delta p \equiv \bar{p} + \frac{a}{\alpha} \ln \frac{a}{a-1}$$

其中 a 为胀大比， a_0 为初值， \bar{p} 为材料的平均压力， η 为粘性， α 为材料参数。当 a 增长到临界值 a_c 时，层裂过程完成。粘性 η 对层裂的影响很灵敏。Johnson⁽⁵⁾指出，为了使计算结果与实验数据比较接近，必须选取粘性 η 远远小于通常值。类似的问题在NAG模型中也存在。我们认为深入研究粘性有可能使问题得以解决。

Chhabildas等⁽²⁵⁾通过测量铝、铜、钢中冲击波上升时间，确定了粘性系数的上限。依据实验数据，他们指出，有效粘性依赖于Hugoniot应力水平。Grady⁽²⁶⁾研究了定态冲击压缩下有效粘性的应变率相关性，他把 η 表示为

$$\eta \sim \dot{\varepsilon}^{-1/2} \quad (3-2)$$

其中 $\dot{\varepsilon}$ 为应变率。这是非常重要的结论，与Barker⁽²⁷⁾关于铝的冲击波剖面测量结果一致。张若

琪⁽²⁸⁾导出了定态塑性波阵面上的粘性 η 的关系式。他把 η 表示成

$$\eta \sim \dot{\epsilon}^{(1/n-1)} \quad (3-3)$$

其中 n 为近似等于2的常数。此结果与Grady的结论相似。

我们假设材料在冲击压缩下的粘性-应变率相关性(3-2)同样适用于拉伸状态,并将此关系引入Johnson模型。我们举例说明所得的结果。由Barker⁽²⁷⁾的实验结果,可把 η 表示为

$$\eta = 3.16 \times 10^4 \dot{\epsilon}^{-1/2} \quad (3-4)$$

对于张万甲等⁽²⁹⁾的实验所作的计算,比较典型地表明了理论的适用程度。他们的实验是铝飞片撞击铝靶。图6和7表示靶自由面速度 u_f 随时间的变化。曲线1为实验数据,曲线2为计

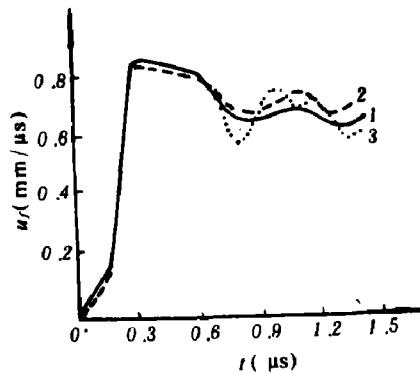


图 7

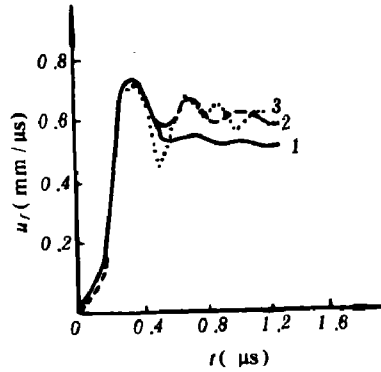


图 8

算结果。对于2 mm铝飞片以0.8 mm/ μ s速度撞击6 mm铝靶的情况,如图6所示,理论结果是满意的。但是,同样的参数用于计算1 mm铝飞片以0.75 mm/ μ s速度撞击3 mm铝靶的情况,理论结果并不与实验数据接近,计算结果的振幅太大。此种不能用同一套参数计算所有实验的现象,在采用Cochran模型时也存在。Steinberg⁽²³⁾等曾指出了这种现象。对于Johnson模型,我们认为有效粘性的应变率相关性应该引入孔隙增长的粘性相关性, η 选取的真实性将有助于检验和确定层裂模型的适用性。

在图6和7中,曲线3是采用Tuler-Butcher判据所得到的结果。判据

$$\int |\sigma - \sigma^*|^\lambda dt = \kappa \quad (3-5)$$

中的 $\lambda = 0.94$, $\kappa = 0.405 \text{ GPa} \cdot 0.94 \mu\text{s}$,这些数据取自吴国栋等⁽³⁰⁾发表的结果。

本构关系对于层裂的影响是显然的,因为压缩波、卸载波的波形直接关系到层裂。Steinberg等^{(23) (31)}对此已作了详尽讨论。我们认为Bauschinger效应的影响尤为突出,所以在我们的计算中已经加以考虑。

四、讨 论

关于壳体膨胀断裂的判据,除Taylor提出的临界应力状态判据外,还有Ivanov⁽⁴⁾提出

的应变-应变率判据。此判据基于这样的假设：裂缝的发展要求一定能量的释放，且假设基本上是弹性的。当进一步假设

$$\sigma = \sigma_0 + \eta \dot{\epsilon} \quad (4-1)$$

时，判据导致如下关系

$$\mu^2 \dot{\epsilon}^2 [(\epsilon + 2)/2] + \dot{\epsilon} (2\mu\epsilon - a) + \ln(\epsilon + 1) = 0 \quad (4-2)$$

其中 $\mu = \eta/\sigma_0$, $a = 4\bar{E}\bar{\lambda}/3C\sigma_0^2$, $\bar{\lambda}$ 为单位面积的裂缝能量。C、 \bar{E} 分别为声速和杨氏模量。根据此关系式，壳体发生贯穿断裂时的临界应变强烈地依赖于应变率。Olive^[32]等人提出的半径经验判据，把实验上得到的壳体断裂时的应变与平均应变率拟合在一条曲线上。这在一定程度上说明了 Ivanov 判据的正确性。

以上判据不适合于由截面收缩不稳定性造成的壳体断裂。该问题已由 Taylor 等^[33]研究。Johnson^{[5]、[6]}对于延性材料壳体的膨胀断裂提出了简单模型。此模型包含了材料缺陷对壳体破裂的影响。

关于简化的层裂模型，目前提出的都是关于延性材料的。脆性材料的层裂涉及到动态断裂的一个基本问题，即动态裂缝不稳定性。在动力加载情况下，裂缝快速传播的一些判据已被提出。与静态不稳定性判据相反，三个动态不稳定性判据均予估，对于超过一定长度的裂缝而定，只有较高的临界应力才能使裂缝发生不稳定性。可是，正如 Shockey 等^[34]指出的那样，至今没有确定的数据去估计它们的可靠性。

谭显祥、靳天麒、刘大敏、丁宝贤、郜玉栋等在实验方面给予我们很大帮助，作者向他们表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Shockey, D. A. et al., *Material Behavior under High Stress and Ultrahigh Loading Rates*, Plenum Press, New York and London (1983), 273.
- [2] Seaman, L. et al., *Material Behavior under High Stress and Ultrahigh Loading Rates*, Plenum Press, New York and London (1983), 295.
- [3] Taylor, G. I., *Science Paper of Sir G. I. Taylor*, III (44)(1963), Cambridge University Press, London, 387.
- [4] Ivanov, A. G., *Problemy Prochnosti*, 11(1976), 50.
- [5] Johnson, J. N., *J. Appl. Phys.*, 52(4)(1981), 2812.
- [6] Johnson, J. N., *J. Appl. Mech.*, 50(3)(1983), 593.
- [7] Tuler, F. R., Butcher, B. M., *Int. J. Frac. Mech.*, 4(1968), 431.
- [8] Cochran, S., Banner, D., *J. Appl. Phys.*, 48(7)(1977), 2729.
- [9] Hoggatt, C. R., Recht, R. F., *J. Appl. Phys.*, 39(3)(1968), 1856.
- [10] Al-Hassani, S. T. S., Johnson, W., *Int. J. Mech. Sci.* 13(1969), 811.
- [11] 陈大年, 王德生, 柱壳的高速膨胀断裂, 第一届全国爆轰学术会议(1979), 兰州.
- [12] 陈大年, 王德生, 1980年全国计算力学会议文集, 北京大学出版社(1981), 102.

- (13) Chen Danian and Wang Desheng *High Pressure in Science and Technology*, Part II. North-Holland, New York Amsterdam Oxford(1984), 315.
- (14) Wilkins, M. L., *Methods in Computational Physics*, V.3, Academic Press, New York and London (1964), 211.
- (15) Berger, M. E., *LA-6097-MS* (1975).
- (16) Hageman, L. J., Walsh, J. M., *AD-726459*.
- (17) Wilkins, M. L., *J. Comput. Phys.* **36**(3)(1980), 281.
- (18) Penning, J. R., et al., *AD-420509*.
- (19) Butcher, B. M., et al., *AIAAJ*, **2** (1964), 77.
- (20) Breed, R. B., et al., *J. Appl. Phys.* **38** (1967), 3271.
- (21) Thurston, R. S. Mudd, W. L., *LA-4013*.
- (22) Tuler, F. R., *Shock Waves and the Mechanical Properties of Solids*, Syracuse University Press (1971), 395.
- (23) Steinberg, D. J., Sharp, R. W., *J. Appl. Phys.* **52** (8)(1981), 5072.
- (24) 陈大年、王德生, *爆炸与冲击*, **4** (1982), 50.
- (25) Chhabidas, L. C., Asay, J. R., *J. Appl. Phys.* **50** (4)(1979), 2749.
- (26) Grady, D. E., *Appl. Phys. Lett.* **38** (10)(1981), 825.
- (27) Barker, L. M., *Behavior of Dense Media Under High Dynamic Pressures*, Gordon and Breach, New York (1968), 483.
- (28) 张若琪, *爆炸与冲击*, **4** (2)(1984), 16.
- (29) 张万甲、张玉松, *爆炸与冲击*, **3** (1)(1983), 73.
- (30) 吴国栋等, *爆炸与冲击*, **3** (1)(1983), 79.
- (31) Steinberg, D. J., et al., *J. Appl. Phys.* **51**(3)(1980), 1498.
- (32) Olive, F., et al., *Mechanical Properties at High Rates of Strain (1979)*, Conference Series Number 47, the Institute of Physics, Bristol and London(1980), 242.
- (33) Taylor, J. W. et al., *J. Appl. Mech.* **45**(1)(1978), 105.
- (34) Shockey, D. A. et al., *Int. J. Frac.*, **22** (3)(1983), 217.

TWO KINDS OF DYNAMIC FRACTURE

Chen Danian Wang Desheng Ma Shonghe

Shi Gongxun Li Yannian

Abstract

In this paper, one and two-dimensional deformation and rupture of expanding shells are studied. Our work on spallation is also presented.