

修正的 Bodner-Partom 本构模型^{*}

周益春 段祝平

(中国科学院力学研究所 北京 100080)

摘要 对于含有微损伤的多孔介质,由于微裂纹和微孔洞的存在,从宏观角度看,非弹性体应变会随着外载荷的变化而发生改变,即非弹性体应变不应为零。本文修正了计及损伤效应的 Bodner-Partom 本构模型,并以修正的本构模型对 LY-12 硬铝材料受到电子束辐照时产生的热击波及材料的损伤破坏效应进行了理论计算,将计算值同实验结果比较表明,两者基本上是一致的。

关键词 修正的 Bodner-Partom 本构模型 电子束 材料损伤破坏

材料的动力学性能无论在工程上,还是在理论研究方面都受到人们高度重视。而材料的本构关系是反映材料的动力学性能的重要内容。处于不同物理环境中的材料,会呈现出不同的性质,需要有相应的本构模型来描述。材料在受到一定载荷将会产生一定的变形,变形到一定程度,材料或结构就会被破坏。在这变形及至破坏的过程中,以材料内部的位错、微孔洞、微裂纹等产生和发展为特征。因此研究含有损伤介质材料的本构关系尤其受到人们的重视。

Bodner-Partom 基于位错动力学的成果给出了一个弹粘塑性材料的本构关系^[1,2]。由于这一本构关系在应用时不需要同时考虑屈服条件和加载与卸载准则,因而 Bodner-Partom 模型被广泛应用^[3~5]。然而在研究含损伤介质材料的本构关系时,Bodner 对此模型作修正时出现非弹性体应变率为零的不合理结果^[6]。本文对此进行了修正,并给出了一些算例。

1 本构关系

在建立损伤介质的本构关系时,我们作出以下三点基本假设:(1)含有损伤的金属介质的本构关系服从广义的 Bodner-Partom 模型;(2)耗散势即屈服函数服从修正的 Gurson 模型^[7];(3)非弹性应变率服从流动法则。

应变率 \dot{D} 可以分解为弹性应变率 \dot{D}^e 和非弹性应变率 \dot{D}^p 之和

$$\dot{D} = \dot{D}^e + \dot{D}^p \quad (1)$$

而弹性应变率 \dot{D}^e 由 Hooke 定律确定。

$$\dot{D}^e = \frac{1}{2\mu} \left[\frac{\nabla}{\sim} \left[\frac{\nabla}{\sim} - \frac{\bar{\nu}}{1+\bar{\nu}} \left(\frac{\nabla}{\sim}; I \right) I \right] + \beta \theta \dot{I} \right] \quad (2)$$

* 本项目得到国家863高技术激光技术领域的资助。

1992年10月16日收到原稿,1993年1月15日收到修改稿。

其中, $\bar{\mu}$ 是 Lamé 系数; $\bar{\nu}$ 是 Poisson 比; 它们都与损伤变量 $\xi = 1 - \rho/\rho_0 = 1 - V_0/V = 1 - \alpha$ 有关。这里 ρ_0 和 ρ 分别表示不含损伤与含损伤时介质的密度, 而相应的比容 $V_0 = 1/\rho_0$, $V = 1/\rho$ (下标 0 表示不含损伤, 以下类同)。 β 是热膨胀系数, 假设它与 ξ 无关; θ 是介质的温升; I 是单位张量。根据文献[8], 含损伤介质的材料参数为

$$\bar{\mu} = \mu(1 - \xi) \left(1 - \frac{6K + 12\mu\xi}{9K + 8\mu\xi} \right) \quad (3)$$

$$\bar{\nu} = \frac{1}{2} \frac{3K - 2\bar{\mu}}{3K + \bar{\mu}}, \quad \bar{K} = \frac{4\mu K(1 - \xi)}{4\mu + 3K\xi} \quad (4)$$

这里 μ, K 分别为不含损伤时介质的 Lamé 系数和弹性体积模量。在(2)式中, $\underline{\sigma}$ 是 Cauchy 应力, $\underline{\dot{\sigma}}$ 是客观应力率, 虽然 $\underline{\dot{\sigma}}$ 有多种选取方法, 但通常取为 Jaumann 导数,

$$\underline{\dot{\sigma}} = \underline{\dot{\sigma}} + \underline{\dot{\sigma}} \cdot \underline{W} - \underline{W} \cdot \underline{\sigma} \quad (5)$$

这里 \underline{W} 是旋率张量, (\cdot) 表示物质导数(以下类同)。

$$\underline{\dot{\sigma}} = \frac{\partial \underline{\sigma}}{\partial t} + (\text{grad } \underline{\sigma}) \cdot \underline{V} \quad (6)$$

这里 \underline{V} 是粒子速度。根据假设(3), 非弹性应变率 \underline{D}^n 为

$$\underline{D}^n = \lambda \frac{\partial \phi}{\partial \underline{\sigma}} \quad (7)$$

其中: λ 是特定的比例因子; ϕ 是耗散势。按照假设(2), ϕ 取为^[7]

$$\phi = \frac{1}{2} \underline{S} : \underline{S} + \frac{2}{3} \sigma_r^2 q_1 f^* \cosh\left(\frac{q_2 \sigma_r I}{2\sigma_r}\right) - \frac{1}{3} \sigma_r^2 (1 + q_1^2 f^{*2}) \quad (8)$$

这里的 σ_r 是由 Yamamoto^[9] 引入的基体平均流变应力, 从而间接地考虑了基体材料应变硬化的影响。 q_1 和 q_2 是材料常数, f^* 为

$$f^* = \begin{cases} \xi & \xi \leq f_c \\ f_c + \frac{f_r^* - f_c}{f_r - f_c} (\xi - f_c) & \xi > f_c \end{cases} \quad (9)$$

其中: $f_r^* = 1/q_1$, $f_c = 0.15$, $f_r = 0.25$ 。在(8)式中 \underline{S} 是应力偏量,

$$\underline{S} = \underline{\sigma} - \frac{1}{3} (\underline{\sigma} : I) I = \underline{\sigma} + p I \quad (10)$$

将(7)式两边自乘有

$$\underline{\dot{I}}_2' = \frac{1}{2} \lambda^2 \frac{\partial \phi}{\partial \underline{\sigma}} : \frac{\partial \phi}{\partial \underline{\sigma}} = \lambda^2 J_2' \quad (11)$$

其中

$$J_2' = \frac{1}{2} \underline{D}^n : \underline{D}^n, \quad J_2' = \frac{1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial \underline{\sigma}} : \frac{\partial \phi}{\partial \underline{\sigma}} \quad (12)$$

根据假设(1), 且考虑到文献[6]有

$$J_2' = J_2^0 \exp\{-[B^2(1 - \xi)^2/3J_2']^n\} \quad (13)$$

其中: J_2^0 是应力很高时 J_2' 的极限值, n 反映材料的应变率敏感性且与温度有关, 一般可以

近似认为它们都是材料常数;而 B 是与材料的屈服强度有关的内状态参量,假如只考虑各向同性硬化效应, B 的演化规律为

$$\dot{B} = m(B_1 - B)\dot{W}_p \quad (14)$$

$$\dot{W}_p = \sigma : D^a, \quad B(0) = B_0, \quad W(0) = 0 \quad (15)$$

其中: B_0, B_1, m 是材料常数。由(7)式和(11)~(13)式有,

$$D^a = \left\{ \frac{B}{J_2} \exp\{-[B^2(1-\xi)^2/3J_2]^*\} \right\}^{1/2} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} \quad (16)$$

由(8)式有

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = S + \frac{1}{3} q_1 q_2 \sigma_F f^* \sinh\left(\frac{q_2 \sigma : I}{2\sigma_F}\right) I \quad (17)$$

$$J_2 = \frac{1}{2} S : S + \frac{1}{6} [q_1 q_2 \sigma_F f^* \sinh\left(\frac{q_2 \sigma : I}{2\sigma_F}\right)]^2 \quad (18)$$

根据一致性条件 $\dot{\Phi} = 0$, 可以求出基体的平均流变应力 σ_F 的演化方程为

$$\dot{\sigma}_F = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} : \dot{\sigma} + \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \dot{\xi} \right) / \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_F} \quad (19)$$

其中

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{2}{3} \sigma_F^2 q_1 \frac{\partial f^*}{\partial \xi} \cosh\left(\frac{q_2 \sigma : I}{2\sigma_F}\right) - \frac{2}{3} \sigma_F^2 q_1^2 \frac{\partial f^*}{\partial \xi} f^* \quad (20)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_F} = \frac{4}{3} q_1 \sigma_F f^* \cosh\left(\frac{q_2 \sigma : I}{2\sigma_F}\right) - \frac{1}{3} q_1 q_2 f^* \sinh\left(\frac{q_2 \sigma : I}{2\sigma_F}\right) \sigma : I - \frac{2}{3} \sigma_F (1 + q_1 f^{*2}) \quad (21)$$

由(16)~(18)式有非弹性体应变率为

$$D^a : I = \left\{ \frac{B}{J_2} \exp\{-[B^2(1-\xi)^2/3J_2]^*\} \right\}^{1/2} q_1 q_2 \sigma_F f^* \sinh\left(\frac{q_2 \sigma : I}{2\sigma_F}\right) \quad (22)$$

由(20)式明显看出,当存在损伤时,损伤介质的非弹性体应变率不为零,而当不存在损伤时,即 $\xi = 0$ 时,则本文中修正的 Bodner-Partom 本构模型即回到不含损伤的 Bodner-Partom 模型,而在文献[6]中,屈服函数仍然取为 $J_2 = (1/2) S : S$, 这样相当于(17)和(18)式中的后一部分为零,因而出现了非弹性体应变率为零,即 $\text{tr} D^a = 0$ 。

2 平面应变情形的控制方程

为了使本文修正的本构方程具体化,这里在直角坐标系中以平面应变情形为例列出宏观控制方程。取 Lagrange 坐标为 X_1, X_2 , 和 X_3 , 对应的 Euler 坐标为 x_1, x_2 和 x_3 。假设在平面应变情形,有一冲击波沿 X_3 方向传播,这样有

$$x_1 = X_1, \quad x_2 = X_2, \quad x_3 = f(X_3, t) \quad (23)$$

这里 t 是时间,只有 X_3 方向的 Euler 坐标 x_3 才发生变化,它是 X_3 和 t 的函数。这样有

$$W = 0, \quad v_3 \neq 0, \quad v_i = 0 (i = 1, 2), \quad D_{33} = \frac{\partial v_3}{\partial x_3}, \quad D_{jk} = 0 (j, k \neq 3),$$

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} \neq 0, \quad \sigma_{33} \neq 0, \quad \sigma_{jk} = 0 (j \neq k) \quad (24)$$

由上式, 有下面的控制方程,

连续性方程

$$\frac{\dot{V}}{V} = \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \quad (25)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial \sigma_{33}}{\partial x_3} = \frac{\dot{v}_3}{V} \quad (26)$$

能量守恒方程

$$\dot{e} = \sigma_{33} \dot{V} + kV \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_3^2} + E_d(x_3, t) \quad (27)$$

这里, k 是热传导系数, e 是比内能, E_d 是热源.

本构关系

$$\begin{aligned} -\frac{1}{4\mu} \left[\dot{\sigma}_{33} + \frac{3(1-\bar{\nu})}{1+\bar{\nu}} \dot{p} \right] + \beta \dot{\theta} + \left(\frac{I_0}{J_2'} \exp\{-[B^2(1-\xi)^2/3J_2']^*\} \right)^{1/2} \\ \times \left[-\frac{1}{2}(\dot{p} + \sigma_{33}) + \frac{1}{3}q_1q_2\sigma_{\text{r}}f^* \sinh\left(-\frac{3q_1p}{2\sigma_{\text{r}}}\right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\mu} \left(\dot{\sigma}_{33} + \frac{3\bar{\nu}}{1+\bar{\nu}} \dot{p} \right) + \beta \dot{\theta} + \left(\frac{I_0}{J_2} \exp\{-[B^2(1-\xi^2)/3J_2']^*\} \right)^{1/2} \\ \times \left[\dot{p} + \sigma_{33} + \frac{1}{3}q_1q_2\sigma_{\text{r}}f^* \sinh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_{\text{r}}}\right) \right] = \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{\text{r}} = -\left\{ \frac{3}{2}(\dot{p} + \sigma_{33})\dot{p} + \dot{\sigma}_{33} \right\} - q_1q_2\sigma_{\text{r}}f^* \dot{p} \sinh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_{\text{r}}}\right) \\ + \frac{2}{3}\sigma_{\text{r}}^2q_1 \frac{\partial f^*}{\partial \xi} \left[\cosh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_{\text{r}}}\right) - q_1f^* \right] \dot{\xi} \\ \times \left[\frac{4}{3}\sigma_{\text{r}}q_1f^* \cosh\left(-\frac{3}{2}\frac{q_2p}{\sigma_{\text{r}}}\right) + q_1q_2p f^* \sinh\left(-\frac{3}{2}\frac{q_2p}{\sigma_{\text{r}}}\right) \right. \\ \left. - \frac{2}{3}\sigma_{\text{r}}(1+q_1f^{*2}) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (30)$$

$$J_2 = \frac{3}{4}(\dot{p} + \sigma_{33})^2 + \frac{1}{6} \left[q_1q_2\sigma_{\text{r}}f^* \sinh\left(-\frac{3}{2}\frac{q_2p}{\sigma_{\text{r}}}\right) \right]^2 \quad (31)$$

为简单起见, 假设在上述各式中损伤变量 ξ 的演化服从 Chu-Needleman 的演化方程^[10~12]

$$\dot{\xi} = c(\dot{\sigma}_{\text{r}} + \frac{1}{3}\dot{\sigma} : I) + (1-\xi)D^* : I \quad (32)$$

即

$$\dot{\xi} = c(\dot{\sigma}_{\text{r}} - \dot{p}) + (1-\xi)\left(\frac{\dot{V}}{V} - 3\beta\dot{\theta} + \frac{\dot{p}}{K}\right) \quad (33)$$

而材料参数 c 为

$$c = \begin{cases} \frac{f_N}{s_N\sigma_{\text{r}}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\sigma_{\text{r}} - p - \sigma_N}{s_N\sigma_{\text{r}}}\right)^2\right], & \dot{\sigma}_{\text{r}} - \dot{p} > 0 \\ 0, & \dot{\sigma}_{\text{r}} - \dot{p} \leq 0 \end{cases} \quad (34)$$

其中 f_N 为成核粒子的体积因子, S_N 为孔洞为正态分布的标准方差, σ_m 是平均成核应力, σ_r 是基体的屈服强度。

在未含损伤时,介质的状态方程表示成 p 为 (V, e) 的函数,即

$$p = F(V, e) \quad (35)$$

假设含有损伤时,损伤变量只影响到状态方程中介质的体积部分,而不影响内能部分^[12],这意味着忽略多孔介质中孔洞的表面能。因此含损伤介质的状态方程为^[14]

$$p = \alpha p_0 = \alpha F(\alpha V, e) \quad (36)$$

方程组(25)~(36)式是封闭的,在热源 E_i 和状态方程形式(35)为已知的情形下,共有 $V, v_3, \sigma_{33}, e, p, \theta, \xi, \sigma_r$ 共八个未知量,它们都是 (x_3, t) 的函数,而这组方程共有(25)~(30), (32)和(36)八个方程。在作数值计算时,需引入人工粘性和稳定性条件等。

3 算例

这里以电子束辐照 LY-12 硬铝材料产生的能量沉积造成硬铝材料产生的热击波和材料的损伤为例给出了一个算例。由于电子束辐照到金属材料上时,入射电子与靶原子频繁碰撞,使得电子一方面在靶材中损失能量,另一方面又明显地偏离原来的入射方向。因此,通常用 Monte Carlo 方法来研究这样一个复杂的过程,而文献[5]给出了一个半解析半经验的公式

$$E_i(x_3, t) = - \sum_j e_{0j} N_0(t) \frac{d}{dx_3} [T_j(x_3) E_j(x_3) V] \quad (37)$$

这里: e_{0j} 是一多能电子束中第 j 类电子的份额, $N_0(t)$ 是单位时间单位面积内辐照到靶上的电子个数, $T_j(x_3)$ 是在 x_3 处电子的透射系数,

$$T_j(x_3) = \frac{1 + \exp(-n_0 n_1)}{1 + \exp[n_1(\rho x_3 - n_0 R_{0j})/R_{0j}]} \quad (38)$$

其中: $n_0 = 0.63(Z/A) + 0.27$, $n_1 = 9.2Z^{-0.2} + 16.0Z^{-2.2}$, 对于单质靶材 Z 和 A 分别为其原子序数和原子量;对于复合靶材,则为其相应的等效量, R_{0j} 是能量为 E_{0j} 的电子的等效射程,

$$R_{0j} = G_1 E_{0j}^{a_2 - a_3 m E_{0j}} \quad (39)$$

而 $E_j(x_3)$ 是在 x_3 处电子的能量,

$$E_j(x_3) = \exp\left\{\frac{0.5}{G_3} \left[G_2 - (G_1^2 - 4G_3 \ln \frac{R_{0j} - \rho x_3}{G_1})^{1/2}\right]\right\} \quad (40)$$

式中: G_1, G_2, G_3 是材料常数。

文献[16]用 1MV 电子束装置产生的电子束辐照到 LY-12 铝靶样品上研究热击波及材料的层裂等破坏效应。电子束装置的二极管电压约为 0.67MV, 电流为 16kA, 半高宽约 25ns, 电子的能量为 0~0.6MeV, 平均能量为 0.267MeV, 靶样品直径为 30mm, 靶上束斑直径约为 10mm, 阴阳极间距为 12mm, 二极管真空度约为 6.7×10^{-3} Pa。电流强度 $I(t)$ 近似是一正弦函数, $I(t) = I_0 \sin \omega t$, 其中 $I_0 = 16$ kA, $\omega = 2\pi/75$ ns⁻¹, 作用时间 $T_p = 37.5$ ns。

我们对这一电子束打靶实验进行了理论计算。由于电子束辐照到靶上时,会有极薄的一层材料被熔化和汽化,因而所用状态方程的形式(35)式取为 GRAY 三相状态方程^[17]。各参数则取为 2024 铝的相应参数,其余各参数则列于表 1^{[11][18][17~20]}, 电子束的能谱为文

献[15]中的能谱。当损伤变量 $\xi = 0.25$ 时认为出现层裂。

在图1中给出了应力峰值随传播距离的衰减情形,其实验值取自文献[16]。应力峰值在表面处衰减最快,同时可看出,理论计算值同实验结果基本上是一致的。在图2中又给

表1 材料参数

Table 1 The material parameters

$\rho_0/(\text{g}/\text{cm}^3)$	$\mu/(\text{GPa})$	$K(\text{GPa})$	$B_0/(\text{GPa})$	$B_1/(\text{GPa})$	$m/(\text{GPa})^{-1}$
2.78	28.6	62.0	0.682	0.869	87.0
$\sigma_y/(\text{GPa})$	$\sigma_N/(\text{GPa})$	f_N	S_N	$k/(\text{W}/\text{cm} \cdot ^\circ\text{C})$	$\beta/(\text{C})^{-1}$
0.245	0.3	0.04	0.06	1.55	2.5×10^{-6}
$(\dot{\epsilon}_0^p)^{1/2}/\text{s}^{-1}$	ν	q_1	q_2	n	Z
10^4	0.3	1.5	1.0	5.0	13.72
A	G_1	G_2	G_3		
27.74	0.5493	1.216	0.11		

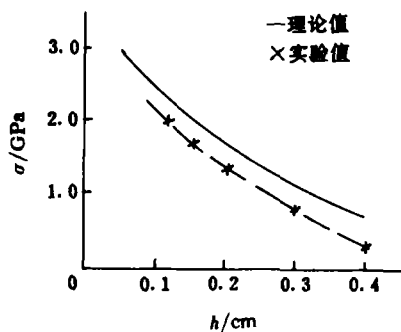


图1 应力波峰值与传播距离的关系

Fig. 1 Peak value of the stress wave vs distance

— Theoretical value, × Experimental value

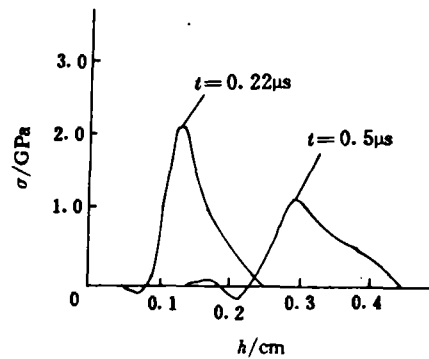


图2 应力波波形

Fig. 2 Stress wave shape

出了应力波形,可以看出应力波随着向靶内传播被拉得越来越宽,这是很显然的。

表2给出了靶背面附近发生层裂的计算值和实验结果。从表可以看出随着靶厚 h 的增加,层裂片厚度 δ 反而增加,而当靶材厚度增加到一定程度时就不会发生层裂。这也是自然的,因为靶薄时应力波波比较窄,损伤变量 ξ 成长的速度也较大,很容易达到层裂的阈值;而在靶较厚时应力波波展开得比较宽,损伤累积时间较长。但当靶材的厚度达到一定程度时,虽然微裂纹照样会萌生和扩展,但不会出现宏观裂纹的扩展,因而损伤量 ξ 不足以达到阈值 ξ_c 不会出现层裂效应。

由于在计算时,缺乏足够的参数,只能从国外相近材料中获得,并且电子束的时间谱

和能谱也不够准确,由于实验本身的粗糙性和二维效应,使得计算结果同实验结果的比较是粗糙的。即使如此,我们从上面的计算结果分析看出,对于中等能量电子束辐照到固体靶材上产生的热击波及层裂效应;用计及损伤效应的 Bodner-Partom 本构模型来研究是比较成功的。从(22)式明显看出,修正的 Bodner-Partom 本构模型克服了 Bodner-Partom 本构模型中非弹性体应变率为零的缺点。

表2 LY-12 铝靶的层裂厚度

Table 2 Spall thickness of LY-12 aluminum targets

靶厚/(mm)	1.2	1.5	2.0	2.8	4.0
$\delta_{理论}/(mm)$	0.34	0.35	0.39	0.43	0
$\delta_{实验}/(mm)$	0.41	0.41	0.42	0.46	0.48

参 考 文 献

- 1 Bodner S R, Partom Y. *J Appl Mech*, 1972, 39(3): 751~757
- 2 Bodner S R, Partom Y. *J Appl Mech*, 1975, 42(2): 385~389
- 3 Khen R, Rubin M B. *Int J Solids Structures*, 1992, 29(18): 2235~2258
- 4 Rajerdran A M, et al. *J Appl Phys*, 1989, 65(4): 1521~1527
- 5 Kim C H, Batra R C. *Int J Non-linear Mech* 1992, 27(2): 279~291
- 6 Bodner S R. In *Unified Constitutive Equation for Creep and Plasticity*, Edited by Miller A K. Elsevier London, 1987, 273~301
- 7 Tvergaard V, Needleman A. *J Mech Phys Solids*, 1986, 34(3): 213~241
- 8 Johnson J N. *J Appl Phys*, 1981, 52(4): 2812~2825
- 9 Yamamoto H. *Int J Fracture*, 1978, 14(4): 347~364
- 10 Chu C C, Needleman A. *J Eng Mat Tech*, 1980, 102(3): 249~256
- 11 Pan J, Saje M, Needleman A. *Int J Fracture*, 1983, 21(4): 261~278
- 12 Xu X P, Needleman A. *Int J Plasticity*, 1992, 8(3): 315~330
- 13 Herrmann W. *J Appl Phys*, 1969, 40(6): 2490~2499
- 14 Carroll M M, Holt A C. *J Appl Phys*, 1972, 43(2): 759~761; *ibid*, 1972, 43(4): 1626~1636
- 15 周益春, 彭常贤. *高压物理学报*, 1990, 4(3): 234~240
- 16 彭常贤. *爆炸与冲击*, 1987, 7(3): 250~256
- 17 Royce E B. UCRL-51121, 1971
- 18 Bodner S R, et al. *Int J Solids Structures*, 1991, 27(15): 1915~1924
- 19 Curran D R, Seaman L. *Phys Rep*, 1987, 147(5~6): 253~388
- 20 Koplik J, Needleman A. *Int J Solids Structures*, 1988, 24(8): 835~853

MODIFIED BODNER-PARTOM CONSTITUTIVE EQUATION

Zhou Yichun Duan Zhuping

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080*)

ABSTRACT Because of the presense of microcracks and microvoids, the inelastic volume-strain should be changed as the consequence of the change of the external loading, i. e., the inelastic volume-strain should not vanish. In this paper, the Bodner-Partom constitutive equation for elastic-viscoplastic materials is modified. The modified Bodner-Partom constitutive equation is used when the thermal shock wave and damage effect of LY-12 aluminum alloy exposed to an electron beam are theoretically calculated. The calculated results are consistent with experimental results.

KEY WORDS the modified Bodner-Partom constitutive model, electron beam, damage effect