

电子束对 LY12 硬铝的损伤效应

周益春 段祝平

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 对 LY12 硬铝受到电子束辐照时产生的热激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进行比较, 二者基本上是一致的。在研究中等能量沉积产生材料的破坏效应时, 应当适当考虑材料的熔化过程, 所用的状态方程是 GRAY 三相状态方程, 而在研究材料的损伤破坏时, 我们修正了计及损伤效应的 Bodner-Partom 本构模型。

关键词 电子束 能量沉积 本构模型 三相状态方程 材料响应

1 引言

核爆炸、高能电子束发生器、强激光器等产生的强流粒子束或射线辐照到固体靶材上时, 都会在几纳秒到几百个纳秒内在材料的前表面产生高密度能量沉积, 或造成材料的前表面迅速熔化和汽化, 甚至产生稠密的等离子体, 而在材料的内部产生一高应变率的冲击波。利用这些强流粒子束的发生装置可以研究多相材料共存时的状态方程^[1]、高应变率时材料的本构关系^[2,3]、结构响应^[4]和材料的破坏效应等。

本文用半经验公式计算了强流相对论电子束辐照到 LY12 硬铝靶材上时产生的能量沉积, 使用多孔介质的三相状态方程及修正的 Bodner-Partom 本构模型计算了热激波的传播过程和材料的层裂破坏效应。

2 能量沉积

当一电子束辐照到固体靶材上时, 入射电子将会同靶电子发生弹性和非弹性碰撞, 也同靶原子发生弹性和非弹性碰撞, 这些碰撞过程造成入射粒子能量的衰减和运动方向的偏转, 并且每一种碰撞过程都是随机事件。因此在研究电子束与靶材的相互作用时, 一般都用 Monte-Carlo 方法直接模拟它们的相互作用过程, 本文在前人的基础上, 用一种半经验公式来计算电子束在靶材中的能量沉积。

假设在时刻 t , 单位时间单位面积的电子个数为 $N_0(t)$ 的一电子束垂直入射到靶材上。若电子束是多能的, 由 \bar{k} 群不同能量的电子所组成, 令 f_{0j} 是能量为 E_{0j} 的电子占束总电子数的份额。这样一束入射电子与靶材中原子和电子的频繁碰撞所造成的入射电子能量损失主要是电离损失和辐射损失。对低能电子主要是电离损失, 而对高能电子主要是辐射损失。

电子在靶材中沿着初始入射方向所能通过的距离称之为有效射程, 对于低能相对论电子束辐照到低 Z 靶材上时, 有效射程为^[5]

* 国家高技术激光技术领域资助项目。

1992年5月18日收到来稿, 1992年9月21日收到改稿。

$$R_{0j} = G_1 E_{0j}^{G_2 - G_3 \ln E_{0j}} \quad (1)$$

式中下标 j 是第 j 群能量电子的标号。靶材内距入射表面 x_3 处的电子，能量为 $E_j(x_3)$ ，在靶材中沿着初始入射方向继续通过的距离称之为剩余有效射程，有

$$R_j(x_3) = G_1 E_j(x_3)^{G_2 - G_3 \ln E_j(x_3)} \quad (2)$$

式中 G_1 、 G_2 、 G_3 为材料常数，对于铝 $G_1=0.5493$ ， $G_2=1.216$ ， $G_3=0.11$ ； R_{0j} 和 R_j 的单位为 g/cm^2 ， E_{0j} 和 E_j 的单位为 MeV 。

由以上二式便可得到距表面 x_3 处的电子能量 $E_j(x_3)$ 为

$$E_j(x_3) = \exp\left\{ \frac{0.5}{G_3} \left[G_2 - (G_2^2 - 4G_3 \ln \frac{R_{0j} - \rho x_3}{G_1})^{1/2} \right] \right\} \quad (3)$$

式中 ρ 是靶材的密度。

Subba^[6] 总结了大量理论和实验数据后给出了电子透射系数为

$$T_j(x_3) = \frac{1 + \exp(-CC_0)}{1 + \exp[C(\rho x_3 - C_0 R_{0j})/R_{0j}]} \quad (4)$$

式中 $C=9.2Z^{-0.2}+16.0Z^{-2.2}$ ； $C_0=0.63(Z/A)+0.27$ ， Z 和 A 分别表示等效原子序数和等效原子量，对于 LY12 硬铝， $Z=13.72$ ， $A=27.74$ 。

由于电子的能量沉积使材料宏观运动状态发生变化，运动后的材料密度分布也随之发生变化，从而又导致下一时刻能量分布的变化，当考虑到这种动态耦合时，单位时间内在靶内能量沉积的比能为

$$\varepsilon_D(x_3, t) = - \sum_{j=1}^{\bar{k}} f_{0j} N_0(t) \cdot \frac{d}{dx_3} \left(\frac{T_j(x_3) E_j(x_3)}{\rho} \right) \quad (5)$$

1MeV 电子垂直入射到铝靶材上时的能量沉积如图 1 所示，同时根据文献 [5] 描出了实验点，从图可以看出计算值同实验结果相符。

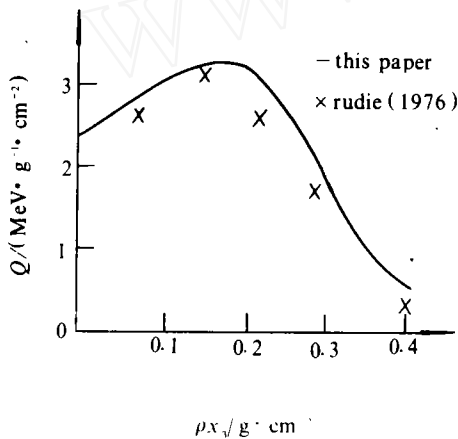


Fig. 1 Energy deposition for 1.0MeV electron beam in the aluminum target

图 1 1.0MeV 电子在铝靶材中的能量沉积

3 本构关系和计算模型

工程中应用的固体材料，在其组织内部都存在着微观缺陷，当外界供给能量时，这些缺陷将产生运动，如位错滑移、孔穴扩张及大量微裂纹的萌生和扩展，在宏观上便表现出非弹性变形，甚至造成材料的部分或完全失效。通常用一宏观变量“损伤变量” ξ （假定是各向同性损伤）来描述材料的损伤，即

$$\xi = 1 - \frac{\rho}{\rho_s} = 1 - \frac{V_s}{V} = 1 - \alpha \quad (6)$$

式中 ρ_s 和 ρ 分别表示不含损伤与含损伤时介质的密度；而比容分别为 $V=1/\rho$ ， $V_s=1/\rho_s$ ，且 $\alpha=V_s/V$ 。

由于 Bodner-Partom 本构模型^[7] 不需要考虑加卸载准则和屈服条件，因此它得到了广

泛的应用。Bodner^[8]将该模型作了计及损伤时的修正。然而修正的 Bodner-Partom 模型出现塑性体应变为零的不合理结果。文献 [9] 在下面三个基本假设的条件下对此模型重新作了修正。

(1) 金属介质的本构关系服从 Bodner-Partom 模型, 而含损伤的金属介质服从广义的 Bodner-Partom 模型。

(2) 耗散势即屈服函数服从修正的 Gurson 模型^[10]。

(3) 非弹性应变率服从流动法则。

在上面三个假设下, 文献 [9] 得到的修正的本构模型在有损伤时, 即 $\xi \neq 0$ 时, 损伤介质的非弹性体应变率不为零, 而当无损伤时, 即 $\xi = 0$ 时, 则修正的 Bodner-Partom 本构模型回到不含损伤的 Bodner-Partom 模型。

当一电子束辐照到固体材料表面时而在固体材料表面产生一能量沉积(即热源), 从而在材料内部产生一冲击波。本文以直角坐标系中平面应变情形来模拟这种冲击波和造成材料的破坏效应。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

$$x_1 = X_1, \quad x_2 = X_2, \quad x_3 = f(X_3, t) \quad (7)$$

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。因而旋率张量 $w = 0$, 只有 X_3 方向的粒子速度 $v_3 \neq 0$, 应变率张量的 X_3 方向 $D_{33} = (\partial v_3 / \partial x_3) \neq 0$, 其余方向的粒子速度 $v_i = 0$ ($i = 1, 2$), 应变率张量的分量 $D_{jk} = 0$ ($j, k \neq 3$)。应力分量为 $\sigma_{11} = \sigma_{22}$, $\sigma_{33} \neq 0$, $\sigma_{jk} = 0$ ($j \neq k$)。由这些关系可以得到下面的控制方程^[9]

连续性方程

$$\dot{V} = \frac{\partial V_3}{\partial x_3} \quad (8)$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial \sigma_{22}}{\partial x_3} = \frac{\dot{V}_3}{V} \quad (9)$$

能量守恒方程

$$\dot{e} = \sigma_{33} \dot{V} + kV \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_3^2} + \varepsilon_D(x_3, t) \quad (10)$$

这里 k 是热传导系数; e 是比内能; ε_D 是 (5) 式的电子束能量沉积, 即热源; θ 是介质的温升。

本构关系

$$-\frac{1}{4\mu} \left[\dot{\sigma}_{33} + \frac{3(1-\bar{\nu})}{1+\bar{\nu}} \dot{p} \right] + \beta \dot{\theta} + \left(\frac{\dot{I}_0^p}{J_2'} \exp\{ -[B^2(1-\xi)^2/3J_2']^m \} \right)^{1/2} \cdot \left[-\frac{1}{2}(p + \sigma_{33}) + \frac{1}{3}q_1q_2\sigma_F f^* \sinh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_F}\right) \right] = 0 = D_{11} \quad (11)$$

$$\frac{1}{2\mu} \left[\dot{\sigma}_{33} + \frac{3\bar{\nu}}{1+\bar{\nu}} \dot{p} \right] + \beta \dot{\theta} + \left(\frac{\dot{I}_0^p}{J_2'} \exp\{ -[B^2(1-\xi)^2/3J_2']^m \} \right)^{1/2} \cdot \left[p + \sigma_{33} + \frac{1}{3}q_1q_2\sigma_F f^* \sinh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_F}\right) \right] = \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = D_{33} \quad (12)$$

$$\dot{\sigma}_F = -\left\{ \frac{3}{2}(p + \sigma_{33})(\dot{p} + \dot{\sigma}_{33}) - q_1q_2\sigma_F f^* p \sinh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_F}\right) \right. \\ \left. + \frac{2}{3}\sigma_F^2 q_1 \frac{\partial f^*}{\partial \xi} \left[\cosh\left(-\frac{3q_2p}{2\sigma_F}\right) - q_1 f^* \right] \dot{\xi} \right\}$$

$$\cdot \left[\frac{4}{3} \sigma_F q_1 f^* \cosh \left(-\frac{3}{2} \frac{q_2 p}{\sigma_F} \right) + q_1 q_2 p f^* \sinh \left(-\frac{3}{2} \frac{q_2 p}{\sigma_F} \right) - \frac{2}{3} \sigma_F (1 + q_1^2 f^{*2}) \right]^{-1} \quad (13)$$

$$J'_2 = \frac{3}{4} (p + \sigma_{33})^2 + \frac{1}{6} [q_1 q_2 \sigma_F f^* \sinh \left(-\frac{3}{2} \frac{q_2 p}{\sigma_F} \right)]^2 \quad (14)$$

在上述本构关系中, Lamé 系数 $\bar{\mu}$, Poisson 比 $\bar{\nu}$ 都是损伤变量 ξ 的函数^[11]; β 是介质的热膨胀系数; \dot{I}_0^m 是当应力很高时 $\dot{I}_2^m = \frac{1}{2} \underline{D}^m : \underline{D}^m$ 的极限值, \underline{D}^m 是非弹性应变率张量; B 是与材料的屈服强度有关的内状态参量; m 反映材料的应变率敏感性, 与温度有关; p 是静水压力; 而 f^* 为损伤变量 ξ 的函数^[10]

$$f^* = \begin{cases} \xi & \xi \leq f_c \\ f_c + \frac{f_U^* - f_c}{f_F - f_c} (\xi - f_c) & \xi > f_c \end{cases} \quad (15)$$

式中 $f_U^* = 1/q_1$, $f_c = 0.15$, $f_F = 0.25$; q_1 , q_2 是材料常数; 而 σ_F 是由 Yamamoto^[12] 引入的基体平均流变应力, (13) 式即是它的演化方程。假设损伤变量 ξ 的演化服从 Chu-Needleman 的演化方程^[13-15],

$$\dot{\xi} = c (\dot{\sigma}_F + \frac{1}{3} \frac{\dot{V}}{\underline{V}} : \underline{I}) + (1 - \xi) \underline{D}^m : \underline{I} \quad (16)$$

即

$$\dot{\xi} = c (\dot{\sigma}_F - \dot{p}) + (1 - \xi) \left(\frac{\dot{V}}{V} - 3\beta\dot{\theta} + \frac{\dot{p}}{K} \right) \quad (17)$$

这里 \underline{V} 是客观应力率, 通常取为 Jaumann 导数, 而在平面应变情形, 即是 $\dot{\sigma}$; K 是与 ξ 有关的弹性体积模量^[11]; 材料参数 c 为

$$c = \begin{cases} \frac{f_N}{s_N \sigma_N \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_F - p - \sigma_N}{s_N \sigma_N} \right)^2 \right] & \dot{\sigma}_F - \dot{p} > 0 \\ 0 & \dot{\sigma}_F - \dot{p} \leq 0 \end{cases} \quad (18)$$

式中 f_N 为成核粒子的体积因子; s_N 为孔洞为正态分布时的标准方差; σ_N 是平均成核应力; σ_y 是基体的屈服强度。含有损伤介质的状态方程为^[16]

$$p = \alpha p_s(V_s, e) = \alpha F(v/\alpha, e) \quad (19)$$

式中不含损伤时介质的状态方程 $p_s = F(V_s, e)$, 这里应用三相状态方程^[17]。由于三相状态方程在各相区, 即固相区、固液混合相区、液相区、液汽混合相和汽相区内的热力学量存在和连续, 因而在计算熔化和凝固时就不用计算 Stefan 问题的动边界问题, 这类似于热焓方法 (enthalpy method)^[18]。

4 计算结果及讨论

文献 [19] 曾经在 1MV 电子束装置上用 LY12 硬铝作样品进行了打靶实验。电子束的参数是: 二极管电压为 0.67MV, 电流为 16kA, 半高宽约 25ns, 电子能量为 0~0.6MeV, 平均能量为 0.267MeV, 电子束的能谱如图 2 所示, 阴阳极间距离为 12mm, 二极管真空度约为 6.7 mPa。电流强度 $I(t)$ 近似为正弦函数, $I(t) = I_0 \sin \omega t$, 其中 $I_0 = 16kA$, $\omega = 2\pi/75ns^{-1}$, 作用时间 $t_N = 37.5ns$ 。我们对这一实验进行了理论计算。在计算时状态方程的各参数取自文献 [17] 中 2024 铝的相应参数, 而 Bodner-Partom 本构模型的参数取自文献 [20] 中的 7075-T6 铝合金的参数, 损伤参数取自文献 [15] 和文献 [21]。损伤变量 ξ 的初始值取为 0,

而当 $\xi = 0.25$ 时^[22], 材料发生层裂破坏。

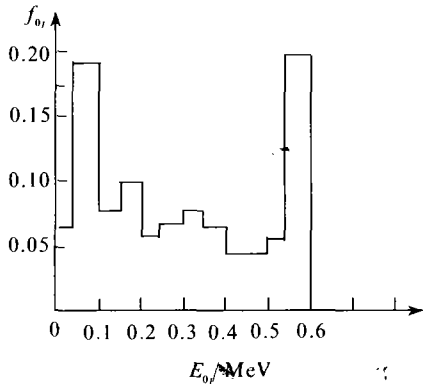


Fig. 2 Energy spectrum of electron-beam
图 2 入射电子束的能谱

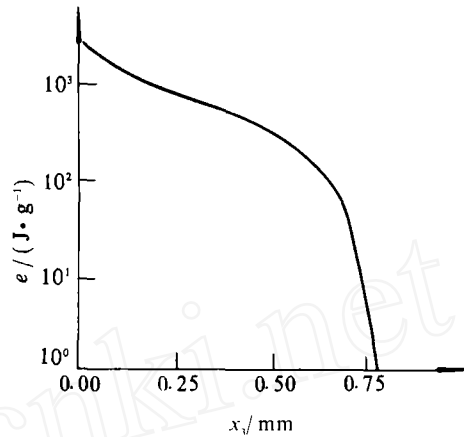


Fig. 3 Specific energy by the end of electron beam radiating
图 3 电子束辐照结束时的比能

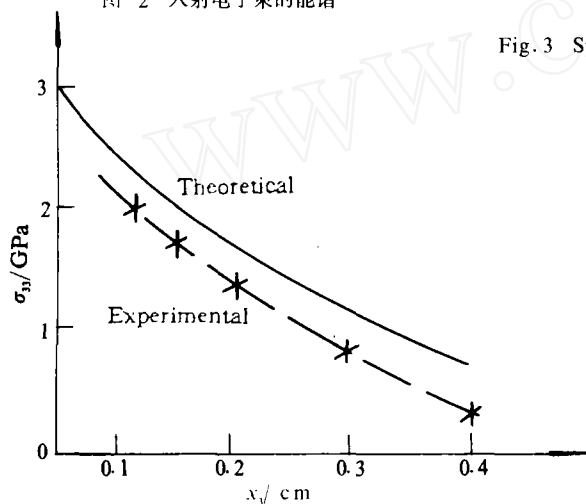


Fig. 4 Attenuation of stress wave peak value
图 4 应力波峰值的衰减

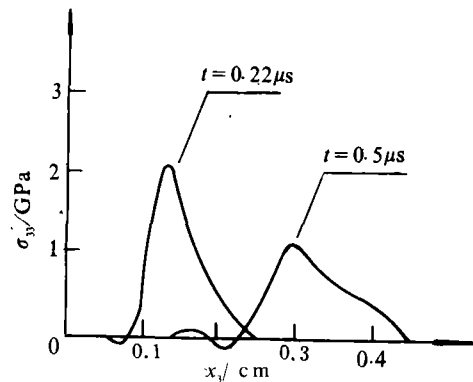


Fig. 5 Thermal shock wave shape
图 5 应力波波形

电子束辐照结束时的比能如图 3 所示, 从图中可以看出, 表面处沉积的能量正好能熔化部分表面材料。因此表面材料正好处于中等能量区, 即表面处的压力和温度正好处于熔化区。

在图 4 中给出了应力峰值随传播距离的衰减情形, 应力峰值在表面处衰减最快, 也可看出, 理论计算值同实验结果基本上是一致的。在图 5 中给出了应力波形, 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。

我们在图 6 中还给出了位置时间图。I 区和 II 区分别表示热液态区和液态区, 它们由于热压的原因而被喷射出来。但由于电子束能量沉积较深, 在材料内部产生的应力波并不是由这种液态金属往外喷射而造成的, 而是由能量沉积即热源造成的, III 区和 IV 区分别表示熔化区和固态区, 由于热激波往靶内传播, 熔化区逐渐消失掉, 这种现象就是熔化区的重新固化。在实验中也确实观察到了被喷射出来的部分材料和靶材表面被重新固化的材料。从位置时间图可以看出, 靶材的表面区是极其复杂的。

表 1 给出了在靶背面附近发生层裂的计算值和实验结果。从表中可以看出随着靶厚 h 的

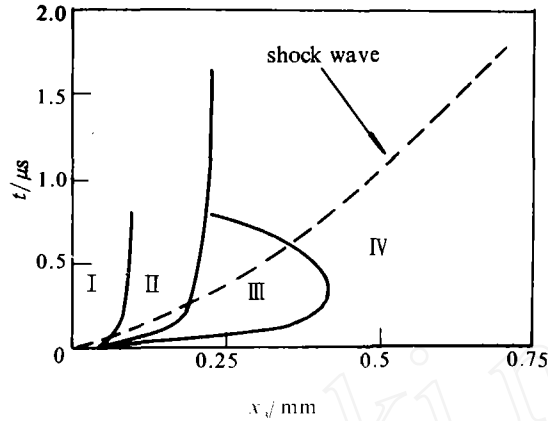


Fig. 6 Position-time plot (I-hot liquid, II-liquid, III-melt, IV-solid)

图 6 位置时间图 (I-热液态, II-液态, III-熔化态, IV-固态)

增加, 层裂片厚度 δ 反而增加, 而当靶厚到一定程度时就不发生层裂。这也是自然的, 因为靶薄时应力波波比较窄, 损伤变量成长的速度也大, 很容易达到层裂的阈值, 而靶较厚时应力波波展开得比较宽, 损伤累积时间也较长。但当靶材厚到一定程度时, 虽然微裂纹照样会萌生和扩展, 但不会出现加速扩展, 因而损伤变量不足以达到阈值, 也就不会出现层裂。

由于在计算时, 缺乏足够的参数, 只能从某些相近的材料中获得, 并且电子束的时间谱和能谱也不够准确, 同时也由于实验本身的粗糙性, 使得计算结果同实验结果的比较也只能是近似的。即使如此, 我们从上面的计算结果分析可以看出, 对于中等能量电子束辐照到固体靶材产生的热激波及层裂效应, 用多孔介质的三相状态方程和计及损伤效应的 Bodner-Partom 本构模型来研究是比较成功的。

表 1 LY 12 铝靶的层裂厚度

Table 1 Spall thickness δ of LY 12 aluminum targets

Target thickness/mm	1.2	1.5	2.0	2.8	4.0
$\delta_{\text{theor}}/\text{mm}$	0.34	0.35	0.39	0.43	0
$\delta_{\text{exper}}/\text{mm}$	0.41	0.41	0.42	0.46	0.48

参 考 文 献

- [1] Oswald RB et al. *J Appl Phys*, 1973, **44**: 3563 ~ 3574.
- [2] Gilath J, Eliezer S. *Advances in plasticity*. New York: Pergamon Press, 1989. 393 ~ 396.
- [3] Eliezer S, Gilath J, and Bar-Noy T. *J Appl Phys*, 1990, **67**: 715 ~ 724.
- [4] Wisniewski HL. AD-A042667, 1977.
- [5] Rudie JN. *Principles and techniques of radiation hardening*. Vol. 1, Western Periodicals Company California, 1976. Chapter 2 and Appendix A.
- [6] Subba RBN. *Nucl Instr Mech*. 1966, **44**: 155 ~ 158.
- [7] Bodner SR, Partom Y. *J Appl Mech*, 1975, **42**: 385 ~ 389.
- [8] Bodner SR. Review of a unified elastic-viscoplastic theory. Edited by Miller AK. In *unified constitutive equations for creep and plasticity*. London: Elsevier, 1987, 273 ~ 301.
- [9] 周益春, 段祝平. 待发表, 1992.
- [10] Tvergaard V, Needleman A. *J Mech Phys*, 1986, **34**: 213 ~ 224.

- [11] Johnson JN. *J Appl Phys*, 1981, **52**: 2812 ~ 2825.
- [12] Yamamoto H. *Int J Fracture*. 1978, **14**: 347 ~ 365.
- [13] Chu CC, Needleman A. *J Eng Mat Tech*, 1980, **102**: 249 ~ 256.
- [14] Pan J, Saje M, and Needleman A. *Int J Fracture*, 1983, **21**: 261 ~ 278.
- [15] Xu XP, Needleman A. *Int J Plasticity*, 1992, **8**: 315 ~ 330.
- [16] Carroll MM, Holt AC. *J Appl Phys*, 1972, **42**: 759 ~ 770 ; **43**: 1626 ~ 1638.
- [17] Royce EB. UCRL-51121, 1971.
- [18] Dalhuijsen AJ, Segal A. *Int J Num Met Eng*, 1986, **23**: 1807 ~ 1829.
- [19] 彭常贤. 爆炸与冲击, 1987, **7**: 250 ~ 256.
- [20] Bodner SR et al. *Int J Solids Structures*. 1991, **27**: 1915 ~ 1924.
- [21] Curran DR, Seaman L. *Phys Rep*, 1987, **147**: 253 ~ 388.
- [22] 王泽平. 延性材料动态损伤研究 (博士论文). 北京: 北京理工大学. 1991.

DAMAGE EFFECT OF ALUMINUM ALLOY MATERIAL CAUSED BY AN ELECTRON BEAM

Zhou Yichun, and Duan Zhuping

Institute of Mechanics, Academic Sinia, Beijing, 100080

ABSTRACT In this paper, 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 the experimental results. The melting process should be adequately taken into account for the studies of the material dynamic response in the intermediate energy deposition range. The equation of state (EOS) model used is a GRAY three phase EOS. When the damage effect of materials is studied, the Bodner-Partom constitutive equation for the elastic-viscoplastic damage materials is modified.

KEY WORDS electron beam, energy deposition, constitutive model, three phase EOS, material response.