

冲击波作用下铝的等效剪切模量^{*}

俞宇颖¹⁾ 谭 华¹⁾ 胡建波¹⁾ 戴诚达¹⁾ 陈大年²⁾ 王焕然²⁾

1) 中国工程物理研究院流体物理研究所, 冲击波物理与爆轰物理国防科技重点实验室, 绵阳 621900)

2) 宁波大学力学与材料科学研究中心, 宁波 315211)

(2007 年 6 月 6 日收到, 2007 年 11 月 22 日收到修改稿)

提出了冲击波作用下通过测量沿着准弹性卸载过程纵波波速与体波波速得到等效剪切模量的方法, 应用该方法对 LY12 铝在 20—70 GPa 冲击压力下的等效剪切模量进行了测量. 实验结果表明, 等效剪切模量随应力线性减少直至反向屈服时为零, 而初始卸载时的等效剪切模量可以由修正的 Steinberg-Cochran-Guinan 模型进行描述. 应用得到的等效剪切模量进行了初步数值模拟, 计算结果与实验测量的粒子速度剖面符合很好, 重现了准弹性卸载到塑性卸载的光滑过渡.

关键词: 等效剪切模量, 波速, 准弹性卸载, 冲击波, 铝

PACC: 6220D, 6250

1. 引 言

固体材料高压本构关系的研究是材料动态响应研究领域的关键问题. 在目前已发展的诸多本构模型中, 应用最为广泛的是 Steinberg, Cochran 和 Guinan^[1]提出的包含了压力和温度影响的高压本构模型(简称 SCG 模型). 然而, 应用该模型对冲击波作用后固体材料的卸载波剖面进行模拟时与实验结果发生明显偏离^[1], 数值模拟得到的粒子速度剖面或应力剖面中弹性卸载波与塑性波出现完全分离, 即弹塑性波之间出现平台, 而实测结果则呈现出弹塑性间的光滑过渡. 冲击波作用后弹塑性卸载波的过渡理论与实验一直有差距, 在早期的一些文献中把这种差距归因于包辛格效应^[1-7], 最近则称为准弹性卸载^[8]. 为了描述这种非理想弹性卸载特性, Steinberg 等^[1]采用了由 Cochran 和 Guinan^[5]定义的宏观物理量——等效剪切模量 G_e 进行描述,

$$G_e = \frac{1}{2} \frac{ds_1}{de_1}, \quad (1)$$

其中 s_1 为偏应力, e_1 为偏应变, 下标 1 表示沿冲击波传播方向. Cochran 等^[5]对铀、铝、钢和铜等金属在一维应力准静态拉-压实验结果进行了分析, 发现等

效剪切模量基本呈双线性关系, 并可以描述为三参数模型, 即初始卸载时的等效剪切模量 G_e^s , 卸载到静水压状态时的等效剪切模量 G_e^h 和卸载进入反向屈服时的等效剪切模量 G_e^r . 对于绝大多数材料, G_e^s 取为材料初始的剪切模量 G_0 , G_e^r 可取为零, 因此, 上述模型通常情况下只有一个参数 G_e^h . 对于如铝合金、钽等材料取 $G_e^h = G_0$ 有较好的近似性.

等效剪切模量模型成为此后 Steinberg 等^[1-4]发展的高压本构模型的重要内容(无论是应变率无关模型还是应变率相关模型), 对改善冲击波作用下准弹性卸载行为的模拟起着重要作用. Moss 等^[9]进一步提出适用于三维数值模拟的等效剪切模量模型. 然而, 已有的等效剪切模量不仅相关实验数据较少, 而且都是在一维应力准静态拉-压实验中得到的结果, 而没有在冲击波作用下的实测结果. 实际上, 在一维应变冲击波作用下由于材料处于复杂的三维应力状态, 因此要像一维应力状态那样通过直接测量偏应力-偏应变关系来得到等效剪切模量是不可能的. 为此, 本文提出了从卸载过程波速测量基础上得到等效剪切模量的方法, 应用该方法实验测量了 LY12 铝在 20—70 GPa 冲击压力下卸载时的等效剪切模量. 将本文得到的等效剪切模量结果用于数值模拟粒子速度剖面, 计算结果与实验结果符合很好.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10672149)和冲击波物理与爆轰物理国防科技重点实验室(批准号: 9140C6702020603)资助的课题.

2. 一维应变冲击波作用下等效剪切模量与波速关系

在一维应变平面冲击状态下,沿冲击波传播方向的轴向应力 σ_1 、静水压 P 和偏应力 s_1 有如下关系:

$$\sigma_1 = P + s_1. \quad (2)$$

将(2)式对轴向应变 ϵ_1 求导可得

$$\frac{d\sigma_1}{d\epsilon_1} = \frac{dP}{d\epsilon_1} + \frac{ds_1}{d\epsilon_1}. \quad (3)$$

在一维应变条件下,应变 ϵ_1 通常取为真实应变,即有

$$\epsilon_1 = -\ln(V/V_0), \quad (4)$$

其中

$$V_0 = 1/\rho_0$$

为初始比容,

$$V = 1/\rho$$

为瞬时比容.根据波速的定义以及(4)式(3)式可表示为

$$\frac{ds_1}{d\epsilon_1} = \rho(c_1^2 - c_b^2), \quad (5)$$

其中 c_1 为纵波波速, c_b 为体波波速.由于在一维应变状态下,偏应变 e_1 与轴向应变 ϵ_1 有如下关系:

$$\begin{aligned} e_1 &= \epsilon_1 - \frac{1}{3}\epsilon_1 \\ &= \frac{2}{3}\epsilon_1. \end{aligned} \quad (6)$$

由(5)和(6)式可得^[10]

$$\frac{1}{2} \frac{ds_1}{de_1} = \frac{3}{4} \rho(c_1^2 - c_b^2). \quad (7)$$

比较(1)和(7)式,可以得到等效剪切模量与波速关系表达式

$$\begin{aligned} G_e &= \frac{1}{2} \frac{ds_1}{de_1} \\ &= \frac{3}{4} \rho(c_1^2 - c_b^2). \end{aligned} \quad (8)$$

因此,在一维应变冲击波作用下的等效剪切模量可以由沿准弹性卸载过程的纵波波速 c_1 和体波波速 c_b 及其相应的密度 ρ 计算得到.

在 Asay 和 Chhabildas^[11]发展的高压强度测量方法(简称 AC 方法)中,沿准弹性卸载过程的纵波波速和体波波速的测量是该方法的关键. Huang 和 Asay^[12]已对该过程的波速随传播距离的变化特征进

行了比较分析.结果表明准弹性卸载过程的波速并不随传播距离的变化而变化.因此,采用单一冲击加载-卸载粒子速度剖面就可以唯一地确定在一定冲击压力下沿准弹性卸载过程的纵波波速和体波波速.

3. LY12 铝准弹性卸载过程的波速结果分析

在目前已发展的多种方法中,使用可测任意反射面速度干涉仪(velocity interferometer system for any reflector,简称 VISAR)测量高压波速不仅实验装置简单,而且能够实现对接载过程的波速进行连续测量,结合阻抗匹配法还可以进一步得到沿着卸载过程的应力、密度(比容)和应变等,从而确定卸载路径.利用 VISAR 测量高压下的波速就是通过测量稀疏波到达样品与窗口界面时引起的界面粒子速度变化来确定稀疏波在样品中的传播时间,进而计算波速.谭华在文献[10]中已对 VISAR 测量波速及卸载路径的原理进行了详细阐述.

文献[13]应用 VISAR 已对 LY12 铝在 20—70 GPa 冲击压力下沿准弹性卸载过程的波速进行了测量.典型的 LY12 铝样品与 LiF 窗口界面粒子速度剖面及其对应的卸载波速随粒子速度变化分别如图 1 所示.实测的界面粒子速度剖面清楚地显示了 LY12 铝从冲击压缩状态卸载时的准弹性-塑性卸载特性: AB 段是准弹性卸载,BC 是塑性卸载,准弹性与塑性之间光滑过渡,而没有如理想弹-塑性卸载时所描述的那样存在一个平台.相应地,沿准弹性卸载过程的纵波波速也不是突然降低至塑性波速,而是连续光滑过渡.

为了计算等效剪切模量还需要确定沿准弹性卸载过程的体波波速. Asay 等^[11]通过将卸载过程塑性段波速线性外推得到准弹性卸载过程的体波波速,由此获得铝的体波波速与由状态方程计算的结果符合较好,两者之差约为 0.5%.值得注意的是,在上述方法中体波波速的线性外推是在波速-工程应变的坐标系下进行的,文献[14]指出,在波速-粒子速度坐标下,塑性波速与粒子速度的线性更好.因此,本文的体波波速是在波速-粒子速度坐标下线性外推得到,如图 1(b)中的虚线 DB 所示.

在获得波速的基础上,结合阻抗匹配法以及沿特征线的相容关系还可以计算得到沿卸载过程应

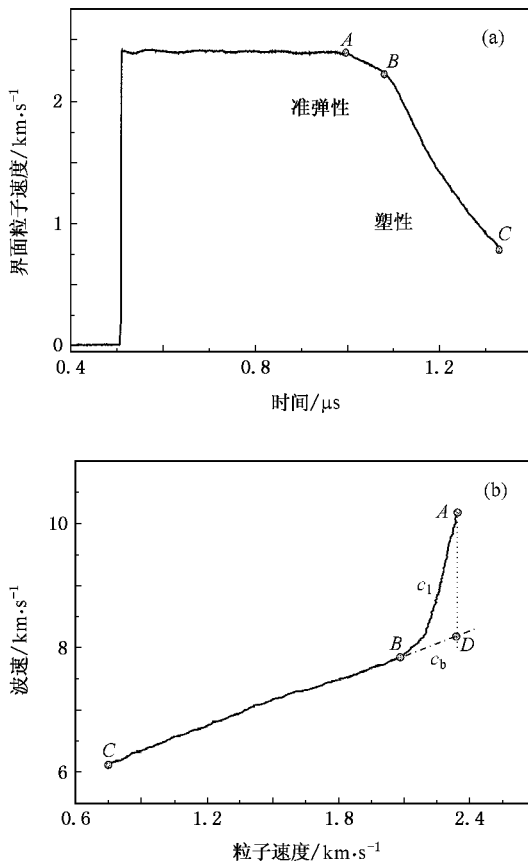


图 1 典型的 LY12 铝与 LiF 窗口界面粒子速度剖面及其对应的沿卸载过程的声速 (a) 粒子速度剖面 (b) 卸载波速

力、应变和密度随粒子速度的变化关系,即卸载路径.在确定卸载路径后即可由(8)式计算得到沿着准弹性卸载过程等效剪切模量的变化.

4. LY12 铝的等效剪切模量

文献[13]已经计算得到了 LY12 铝在 20—70 GPa 冲击压力的卸载路径.应用沿着卸载路径准弹性段的纵波波速(图 1 中的 AB 段)纵波波速(图 1 中的 DB 段)和密度结果,由(8)式计算得到 20—70 GPa 冲击压力下 LY12 铝的等效剪切模量.

等效剪切模量随轴向应力的变化如图 2 所示.从图 2 可以看到,冲击波作用后铝的等效剪切模量随着卸载过程快速减少,直至进入反向屈服时变为零,即 $G_e^s = 0$.虽然这种变化趋势与准静态下一维应力得到的结果类似,但两者还是存在明显不同.在准静态条件下,文献[15]给出铝的等效剪切模量为 $G_e^s = G_e^h = G_0 = 27.6 \text{ GPa}$, $G_e^s = 0$,即直至卸载到静水压状态之后,等效剪切模量才开始减少,在此之前则

保持不变.与此不同,如图 2 所示的冲击波作用下等效剪切模量随着卸载过程一直减少.另外,尽管在接近反向屈服点附近也出现了拐折,但拐折处对应的等效剪切模量要远小于 27.6 GPa.根据 Johnson 等^[8]的观点,准弹性卸载过程包含有塑性变形,这种塑性变形与冲击波加载过程产生的微观结构有关.事实上,微观结构的变化与加载方式密切相关. Meyers^[15]已总结了压力、偏应力和应变等对位错、孪晶、第二相粒子、相变和点缺陷等微观结构的影响.因此,冲击波作用下与一维应力准静态下得到的等效剪切模量差异可能是这两种不同加载方式产生的不同微观结构所致.

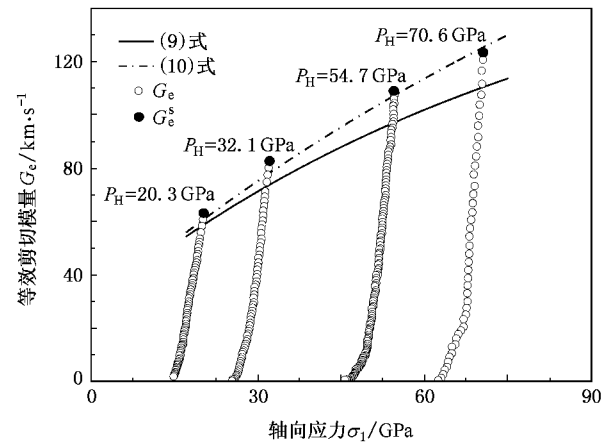


图 2 实验测量得到 LY12 铝的等效剪切模量

从图 2 还可以看到,忽略范围相对较小的非线性段,等效剪切模量与卸载过程轴向应力呈现较好的线性关系.在初始冲击压力 P_H 为 20.3, 32.1, 54.7 和 70.6 GPa 的情况下,等效剪切模量与卸载过程轴向应力的变化率分别为 12.5, 15.2, 19.2 和 27.0,呈现出随初始冲击压力增加而增加的趋势.在获得等效剪切模量随轴向应力的变化率后,只须确定初始卸载时的等效剪切模量就可以对等效剪切模量进行完全描述.事实上,初始卸载时的等效剪切模量 G_e^s 是目前普遍认同的 Hugoniot 状态下的剪切模量,而高温、高压情况下剪切模量 G 通常由 SCG 模型^[11]进行描述,即

$$G_e^s = G = G_0 \left[1 + \left(\frac{G_p'}{G_0} \right) \frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{G_T'}{G_0} \right) (T - 300) \right], \quad (9)$$

其中 G_0 为材料初始的剪切模量, $\eta = V_0/V$ 为压缩比 (V_0, V 为比容), P 和 T 分别为压力和温度, G_p'

和 G'_T 分别表示剪切模量 G 对压力 P 和温度 T 的一阶偏导数. 对于铝, 文献 [1] 已给出相关参数: $G_0 = 27.6 \text{ GPa}$, $G'_P/G_0 = 6.5 \times 10^{-11} \text{ Pa}^{-1}$, $G'_T/G_0 = -6.2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. 采用上述参数由 SCG 模型计算得到的结果与实验结果比较示于图 2 中. 从图 2 可以看到, 计算的剪切模量比实验结果相比系统偏小, 而且随着冲击压力的增加偏离程度显著增大, 这可能与 SCG 模型将剪切模量的压力相关性表示为压力和压缩比的组合 $P/\eta^{1/3}$ 有关. 文献 [1] 采用这种组合方式是为了使得在超高压状态下能够符合托马斯-费米理论的下列要求: 当 $\eta \rightarrow \infty$ 时, P 与 $\eta^{5/3}$ 成正比,

而 G 与 $\eta^{4/3}$ 成正比, 即 G 与 $P/\eta^{1/3}$ 成正比. 实际上, 冲击波作用下绝大多数金属材料的压缩比不超过 $5\text{--}6$ [16]. 铝在完全熔化时的压缩比 η 也仅为 1.70 (161 GPa) [17], 此时剪切模量已变为零. 显然, 在冲击波作用下, 压缩比 $\eta \ll \infty$, 因此 G 与 $P/\eta^{1/3}$ 成正比的假定并不适用. 而在相对较低的压力范围内, 剪切模量 G 随压力 P 呈线性变化. 因此, 本文采用下列公式对初始卸载时的等效剪切模量 G_e^s 进行描述:

$$G_e^s = G_0 \left[1 + \left(\frac{G'_P}{G_0} \right) P + \left(\frac{G'_T}{G_0} \right) (T - 300) \right]. \quad (10)$$

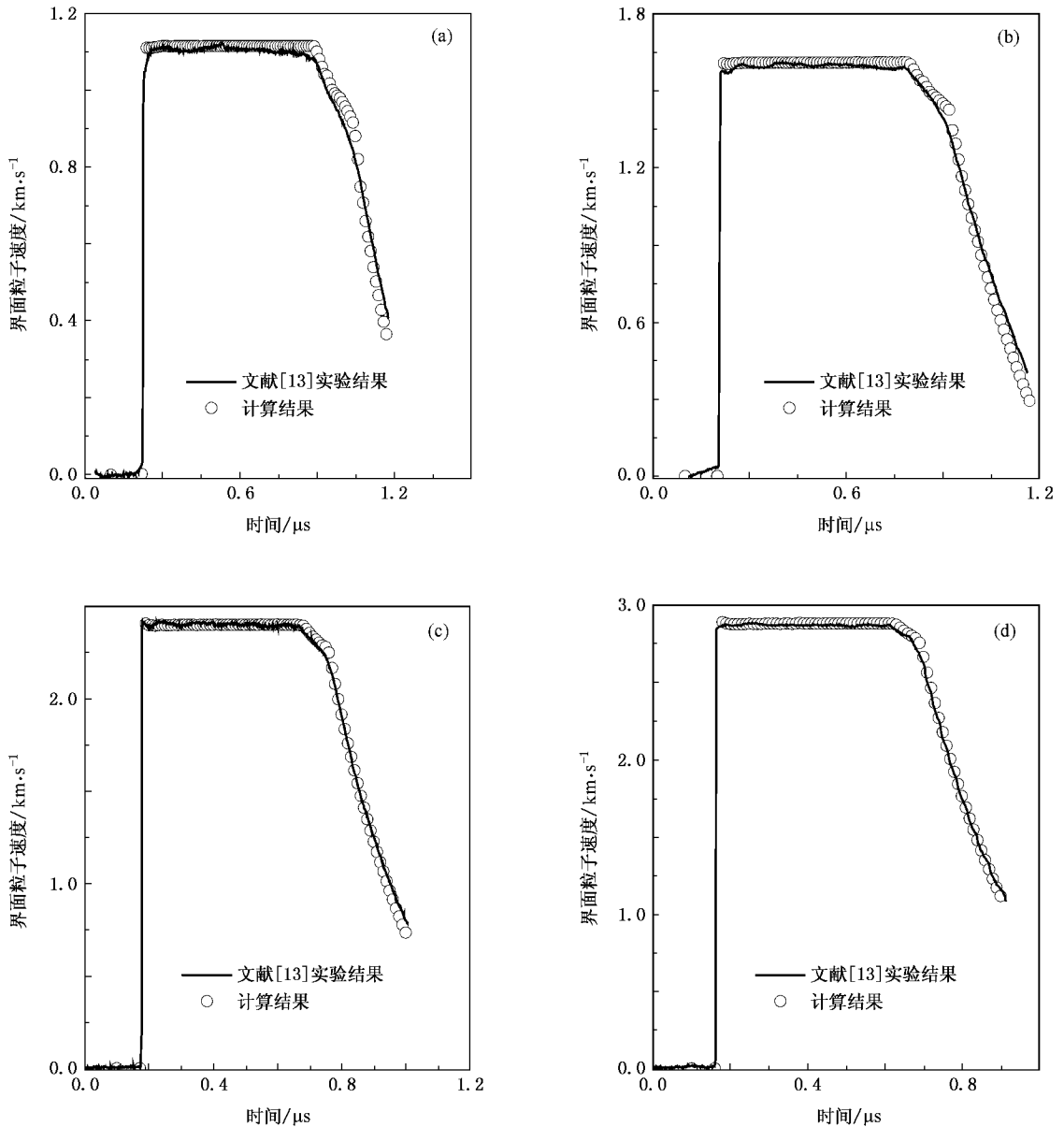


图 3 不同冲击压力下应用等效剪切模量计算的界面粒子速度剖面与实验结果比较 (a) $P_H = 20.3 \text{ GPa}$ (b) $P_H = 32.1 \text{ GPa}$ (c) $P_H = 54.7 \text{ GPa}$ (d) $P_H = 70.6 \text{ GPa}$

采用与(9)式相同的参数,应用(10)式进行了计算.从图2可以看到,应用(10)式计算的结果与实验结果符合很好.

应用实验测量得到的等效剪切模量对LY12铝-LiF窗口界面粒子速度剖面进行了数值模拟.此时,准弹性卸载时的应力偏量 S_1 由下式计算得到:

$$\dot{S}_1 = \frac{4}{3} G_e \dot{\epsilon}_1 \quad (G_e \geq 0), \quad (11)$$

而加载过程及塑性卸载过程的应力偏量 S_1 的计算如文献[2]所描述.计算得到的粒子速度剖面与实验测量所得结果的比较如图3所示.从图3可以看到,计算结果与实验结果符合很好,重现了准弹性卸载到塑性卸载的光滑过渡.这表明本文通过沿准弹性卸载过程的波速得到等效剪切模量的方法是可行的.

5. 结 论

本文提出了在冲击波作用下通过测量沿着准弹性卸载过程纵波波速与体波波速来计算等效剪切模量的方法,并对LY12铝在20—70 GPa冲击压力下的等效剪切模量进行了测量.实验结果表明,等效剪切模量与卸载过程轴向应力基本呈线性关系,初始卸载时的等效剪切模量可以由本文提出的修正的SCG模型进行描述.应用本文得到的等效剪切模量对实验结果进行了初步数值模拟研究,计算结果与实验测量的粒子速度剖面符合很好,重现了准弹性卸载到塑性卸载的光滑过渡.表明本文由沿着准弹性卸载过程的波速得到等效剪切模量的方法是有效的.通过分析不同加载条件下等效剪切模量的变化规律可以进一步研究准弹性卸载的物理机制.

- [1] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1496
- [2] Steinberg D J, Lund C M 1989 *J. Appl. Phys.* **65** 1528
- [3] Steinberg D J 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 3827
- [4] Steinberg D J, Sharp R W 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 5072
- [5] Cochran S G, Guinan M W 1976 *Lawrence Livermore National Laboratory UCID 17105*
- [6] Hua J S, Jing F Q, Dong Y B, Tan H, Shen Z Y, Zhou X M, Hu S L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2005 (in Chinese) [华劲松、经福谦、董玉斌、谭华、沈中毅、周显明、胡绍楼 2003 物理学报 **52** 2005]
- [7] Gray G T 1992 *High-pressure Shock Compression of Solids* (New York: Springer-Verlag) p206
- [8] Johnson J N, Hixson R S, Gray G T, Morris C E 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 429
- [9] Moss W C, Glenn L A 1984 *Shock Waves in Condensed Matter* (1983) (Amsterdam: North-Holland) p133
- [10] Tan H 2007 *Introduction to Experimental Shock-wave Physics* (Beijing: National Defense Industry Press) p147 (in Chinese) [谭华 2007 实验冲击波物理导引(北京:国防工业出版社)第147页]
- [11] Asay J R, Chhabildas L C 1981 *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals* (New York: Plenum) p417
- [12] Huang H, Asay J R 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 033524
- [13] Yu Y Y, Tan H, Hu J B, Dai C D, Chen D N 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1742
- [14] Hu J B, Yu Y Y, Tan H, Dai C D 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 1265
- [15] Meyers M A 1994 *Dynamic Behavior of Materials* (New York: John Wiley & Sons, Inc.) p386
- [16] Trunin R F 1988 *Shock Compression of Condensed Materials* (Cambridge: Cambridge University Press) p26
- [17] Furnish M D, Chhabildas L C, Reinhart W D 1999 *Int. J. Impact Eng.* **23** 261

Effective shear modulus in shock-compressed aluminum^{*}

Yu Yu-Ying¹⁾ Tan Hua¹⁾ Hu Jian-Bo¹⁾ Dai Cheng-Da¹⁾ Chen Da-Nian²⁾ Wang Huan-Ran²⁾

1 $\text{\textcircled{X}}$ Key Laboratory of National Defense Science and Technology for Shock Wave and Detonation Physics , Institute of Fluid Physics ,
China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China)

2 $\text{\textcircled{X}}$ Center for Mechanics and Materials Science Research , Ningbo University , Ningbo 315211 , China)

(Received 6 June 2007 ; revised manuscript received 22 November 2007)

Abstract

A method to determine the effective shear modulus under shock loading conditions by using longitudinal and bulk sound velocities along the quasi-elastic release was introduced in present paper. The effective shear modulus was calculated for LY12 aluminum over shock pressures range of 20—70 GPa. Results show that the effective shear modulus decreases linearly with the stress , reaching to zero at the reverse yield point , and the effective shear modulus at first release can be depicted by the modified Steinberg-Cochran-Guinan model. Using the effective shear modulus data , simulation has been successful in reproducing the experimental data with quasi-elastic release behavior , showing smooth transition from elastic wave to fully plastic wave.

Keywords : effective shear modulus , sound velocity , quasi-elastic release , shock wave , aluminum

PACC : 6220D , 6250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10672149) and the Key Laboratory of National Defense Science and Technology for Shock Wave and Detonation Physics , China (Grant No. 9140C6702020603).