

冲击加载下铝的剪切模量*

胡建波 俞宇颖 戴诚达 谭 华

(中国工程物理研究院流体物理研究所 绵阳 621900)

(2005 年 1 月 27 日收到 2005 年 7 月 22 日收到修改稿)

分别用 Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) 模型、修正的 SCG 模型和有限应变理论对材料的剪切模量做了数值计算,并与一维平面应变加载下铝的实验结果进行了比较.结果表明,修正的 SCG 模型与实验结果较为符合.在 10—80 GPa 的压力范围内,剪切模量随冲击压力的增加而逐渐增大,这是由于压力的影响占主要地位,发生了加工硬化.在 80—125 GPa 的压力范围内,剪切模量随冲击压力的增大快速减小,这是因为温度的影响比较严重,发生了高温软化现象.剪切模量最终在冲击压力为 125 GPa 处趋于零,这是由于在该压力点冲击熔化发生,剪切强度消失.

关键词:剪切模量, Steinberg-Cochran-Guinan 模型,有限应变理论,铝

PACC: 6220D, 6250

1. 引 言

长期以来,动高压研究领域存在两个近似模型,即流体模型和弹性-理想塑性模型.流体模型认为在较高压力下(Hugoniot 弹性极限的 8—10 倍),材料的强度可以完全忽略,把材料看成流体处理;弹性-理想塑性模型认为材料的强度为常数,不随冲击压力变化.但近来的很多实验^[1-3]表明,材料在未发生冲击熔化前,材料的强度是一直存在的,并且随冲击压力和冲击温度变化,最高时可达到若干 GPa.为正确描述材料在动高压下的响应特性,研究反映材料强度信息的参量(如屈服强度、剪切模量等)是非常必要的.

一些本构模型中,如 Steinberg-Cochran-Guinan (SCG)^[4], Johnson-Cook^[5], Zerilli-Amstrong^[6]等,剪切模量与压力和温度的关系都是极为关键的.尤其是 SCG 模型,由于在一维平面冲击加载实验中,当冲击压力较高时可以忽略应变率效应,所以是使用最为普遍的.在一般情况下,它能近似描述材料在高压下的动态行为^[7,8].但是当接近冲击熔化压力时,它与实验的偏离就明显增加,这是因为 SCG 模型本身没有考虑到冲击熔化现象.有鉴于此,李茂生等^[9]对 SCG 模型进行了修正,使它适用于整个压力范围.本文给出了实验测量的 LY12 铝的剪切模量结果,并

结合现有的平面冲击加载下铝(包括纯铝、2024Al、6061Al)的剪切模量的其他结果进行分析,检验 SCG 模型、修正的 SCG 模型与实验结果的符合程度,也采用有限应变理论计算了高压下的剪切模量,以检验由超声实验结果外推动态载荷下材料弹性模量的可行性.

2. 三种计算剪切模量的理论模型

2.1. SCG 模型

实验发现当压力大于 10 GPa 并且应变率大于 10^5 s^{-1} 时,应变率对材料屈服强度的影响是非常小的.基于这种情况,Steinberg 等^[4]于 1980 年提出了适用于动高压区的率无关本构模型.剪切模量可以表达为

$$G = G_0 \left[1 + \frac{G'_P}{G_0} \eta^{-1/3} P + \frac{G'_T}{G_0} (T - T_0) \right], \quad (1)$$

式中, $\eta = \rho/\rho_0$; 下标“0”指参考状态($T_0 = 300 \text{ K}$, $P_0 = 0$, $\epsilon_0 = 0$); G'_P , G'_T 分别表示 G 对 P , T 的一阶偏导.在低压下,参量 G_0 , G'_P , G'_T 可通过超声实验测得.从该模型可以看出 G 是温度 T 和轴向冲击压力 P 的函数.

在 SCG 模型中与温度有关的项只取 T 的一阶项,当加载温度较低时近似程度较好,但对高温情况不适用,因为当材料熔化时,从(1)式并不能得到 G

* 国家自然科学基金(批准号:10232040)资助的课题.

= 0. 为此, 当 $T \geq T_m$ (冲击熔化温度) 时, 计算程序需要强行赋值 $G = 0$, 即剪切模量出现不连续.

2.2. 修正的 SCG 模型

李茂生等^[9]在 SCG 模型基础上, 考虑了冲击熔化, 提出了修正的 SCG 模型. 该模型在温度 $T < T_m$ 时, 即材料为固体时, 其剪切模量 $G(T) \neq 0$; 当熔化发生时, 材料可视为流体, 其剪切模量 $G(T_m) = 0$. 模型中剪切模量的表达式为

$$G = G_0 \left[1 + \alpha \frac{P}{\eta^{1/3}} - \frac{T - T_0}{T_m - T_0} e^{\alpha(T/T_{0,m} - 1)} \right], \quad (2)$$

式中, $T_{0,m}$ 为常压下的熔化温度; α, β 为材料常数, α 值等于 SCG 模型中的 G'_p/G_0 值, β 可由熔化条件 $G(T_m) = 0$ 确定,

$$\beta = [\ln(1 + \alpha \eta^{-1/3} P_m)] / (T_m/T_{0,m} - 1), \quad (3)$$

其中 P_m 为冲击熔化压力, 其余参数的意义同 (1) 式.

2.3. 有限应变理论

1978 年, Birch^[10]在原有的有限应变理论的基础上对应力应变进行了归一化处理, 其中应变 f 的定义为

$$f = \frac{1}{2} [(\rho/\rho_0)^{2/3} - 1]. \quad (4)$$

该模型中剪切模量的表达式为

$$G = M_c (1 + 2f)^{5/2}, \quad (5)$$

式中 M_c 为归一化后的剪切模量, 可用一个多项式表示,

$$M_c = a_1 + a_2 f + a_3 f^2. \quad (6)$$

这里

$$a_1 = G_0,$$

$$a_2 = 3K_{0s}G'_0 - 5G_0,$$

$$a_3 = \frac{9}{2} \left[K_{0s}^2 \left(G''_0 + (K'_{0s} - 4) \frac{G'_0}{K_{0s}} \right) + \frac{35G_0}{9} \right],$$

式中, K_{0s}, K'_{0s} 分别为常态下的等熵体积模量及其对压力的一阶偏导; G_0, G'_0, G''_0 分别为常态下的剪切模量及其对压力的一阶、二阶偏导, 它们都可通过超声测量得到. 但在通常情况下, 由于 G''_0 不易获得, 并且应变 f 为小量, 所以一般都忽略 M_c 的二次项.

2.4. 冲击温度的计算

SCG 模型及修正后的 SCG 模型都要考虑温度效应, 因此就要知道碰撞产生的冲击温度. 一般情况下, 可以利用 Grüneisen 状态方程对冲击温度进行估算^[11],

$$T_H = T_0 e^{\gamma_0 \eta} + \frac{C_0^2}{C_V} e^{\gamma_0 \eta} \times \int_0^\eta \frac{\lambda x^2}{(1 - \lambda x)} e^{-\gamma_0 x} dx, \quad (7)$$

式中, 定容比热 C_V 假定为常数, 假定 $\gamma/V = \gamma_0/V_0$.

由 (7) 式计算得到铝在冲击熔化起始压力 $P_m = 125 \text{ GPa}$ ^[12] 下的冲击熔化温度为 $T_m = 4847 \text{ K}$, 与实验测量的结果 4745 K ^[13] 极为接近, 从而验证了该理论计算的可行性.

表 1 给出三种模型计算铝的剪切模量时所需参数的取值^[4, 14, 15].

表 1 计算铝的剪切模量所需参数的取值

$\rho_0/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	$C_0/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	λ	γ_0	G_0/GPa	$G'_p: G_0/\text{GPa}^{-1}$	$G'_T: G_0/10^{-3}\text{K}^{-1}$	$T_{0,m}/\text{K}$	K_{0s}/GPa	K'_{0s}
2.785	5.328	1.338	2.0	27.6	0.065	-0.62	1220	75.9	4.41

3. 剪切模量的实验测量

一维平面应变条件下, 材料的剪切模量可以通过测量材料的高压声速得到. 目前使用较为普遍并且具有较高精度的声速测量方法有两种: 光分析法和加窗 VISAR (velocity interferometer system for any reflector) 测试技术.

光分析法^[16]利用追赶稀疏波赶上冲击波阵面时引起冲击波温度下降的原理, 通过观测冲击波阵面发射的光辐射能量下降来判定稀疏波赶上冲击波

阵面的位置和时间, 进而得到声速. 光分析法更适用于高压段, 因为在低压下发光不够强烈. 光分析法要求同一实验中至少需要 3 块样品, 为提高精度通常采用 5—7 块样品, 这在测量空间极为有限的二级炮实验中是颇为困难的. 此外, 用光分析法较难观测到塑性卸载的起始点, 也就给体积声速的确定引入了较大的误差.

当冲击波到达样品/窗口界面时, 界面粒子速度骤然上升. 当后界面的追赶稀疏波到达该界面时, 界面粒子速度急剧下降. 根据该现象, Duffy 等^[17]建立了利用加窗 VISAR 技术测量金属高压声速的方法.

待测金属样品与窗口的阻抗越匹配,声速测量结果与实际情况就越接近.对于 VISAR 测试窗口,在冲击加载下必须透明,对测试波长既不存在吸收也不存在自发发射现象.目前能较好满足这一条件的窗口材料有单晶 LiF (几乎所有的加窗 VISAR 测量实验都采用单晶 LiF 窗口).对于重(高阻抗)金属,很难找到阻抗与之匹配的窗口材料.

通过加窗 VISAR 测试技术可观测到明显的弹性卸载与塑性卸载的转折点,也就能确定纵波声速与体波声速.但该技术也存在局限性,因为在较高压力下,现有的大部分窗口材料将失去透明性,所以寻找不同阻抗并在高压下保持良好透明性的窗口材料是发展加窗 VISAR 技术的一项重要工作.

由于实验测到的是追赶稀疏波在样品/窗口界面上反射后的粒子速度剖面,为了得到原始入射波的状态,需要用阻抗匹配法^[18]计算样品在卸载过程中的应力状态及卸载声速.通过阻抗匹配法,能够得到拉氏声速与工程应变之间的变化关系.当材料进入塑性卸载后,塑性卸载段近似为一条直线,外推塑性段到冲击加载状态处,就可以得到冲击状态下的体积声速^[19],见图 1.知道欧拉纵波声速 C_1 和欧拉体积声速 C_b 后,可以得到冲击加载状态下的剪切模量 G ,

$$G = \frac{3}{4} \rho_0 (C_1^2 - C_b^2). \quad (8)$$

欧拉声速 C^E 和拉氏声速 C^L 之间的关系为

$$C^L \rho_0 = C^E \rho. \quad (9)$$

LiF 窗口与 Al 冲击阻抗较为接近,加载过程中 Al/LiF 界面由 LiF 窗口向 Al 样品中反射的稀疏波可以忽略.我们以 LiF 为窗口,利用加窗 VISAR 技术测量了 LY12 铝(对应国外 2024Al)的高压声速,得到了其在冲击加载状态下的剪切模量 G .图 2 和表 2 分

别给出了实验测量得到的样品/窗口界面粒子速度剖面和处理后的结果.

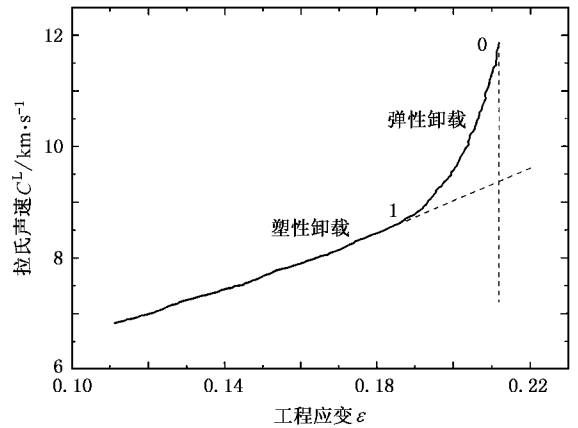


图 1 拉氏声速 C^L 随工程应变 ϵ ($\epsilon = 1 - \rho_0/\rho$) 的变化曲线.实验编号为 20041020.点 0 表示预冲击状态,点 1 表示卸载线与屈服面的交点

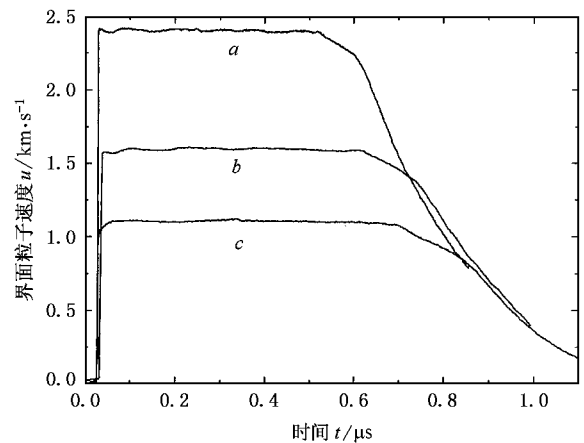


图 2 不同碰撞速度下的样品/窗口界面粒子速度剖面.曲线 a、曲线 b、曲线 c 对应的实验编号分别为 20041028, 20041020, 20041026

表 2 LY12 铝加窗 VISAR 声速测量结果

实验编号	碰撞速度 $W/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	飞片厚度 /mm	样品厚度 /mm	轴向应力 /GPa	轴向 应变	C_1 实验值 $/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	C_b 实验值 $/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	C_b 理论值 $/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	剪切模量 G/GPa
20041020	3.13	2.980	1.518	32.1	0.212	9.244	7.36	7.35	82.70
20041026	2.16	2.959	1.516	20.3	0.159	8.478	6.79	6.81	63.92
20041028	4.69	2.952	1.481	54.7	0.279	10.188	8.20	8.14	105.56

4. 实验与计算结果的比较

根据表 1 所给参数,分别用三种模型计算冲击

加载状态下材料的剪切模量,并与实验所得结果进行了比较,见图 3.

文献 [12] 中发表的声速数据中,部分压力点的体积声速未能测到,我们可以用理论计算^[18]的方法

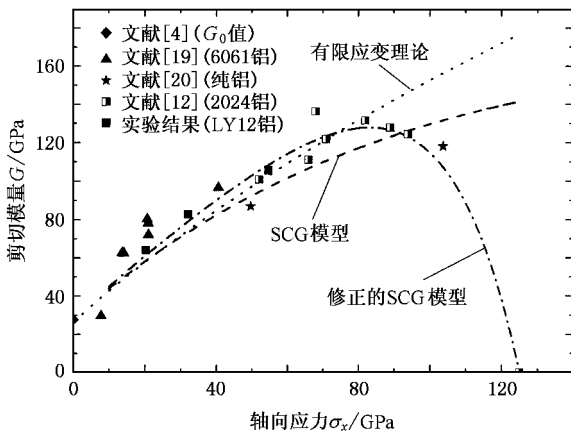


图3 实验结果与三种理论模型的比较

求出体积声速的近似值. 欧拉体积声速 C_b^E 为

$$C_b^E = -V^2 \frac{dP_H}{dV} \left[1 - \left(\frac{\gamma}{V} \right) V_0 \frac{\eta}{2} \right] + V^2 \frac{\gamma}{V} \frac{P_H}{2}, \quad (10)$$

式中

$$\begin{aligned} \frac{dP_H}{dV} &= -\rho_0^2 C_0^2 \frac{1 + \lambda\eta}{(1 - \lambda\eta)^3}, \\ P_H &= \rho_0^2 C_0^2 \eta \kappa (1 - \lambda\eta)^2, \\ \eta &= 1 - \frac{V}{V_0}. \end{aligned}$$

利用(10)式计算所得结果见表2. 比较实验值和计算值可知, 用(10)式计算 C_b 是可行的.

从图3可以看出, 三种理论模型中, 文献9提出的修正的SCG模型在整个压力范围内都是与实验结果较为一致. 在压力范围为10—80 GPa, 剪切模量随加载压力逐渐增大, 加工硬化影响占主导地位,

在压力范围为80—125 GPa, 剪切模量随加载压力以较快的速度减小, 高温软化影响明显. 而SCG模型和应用有限应变理论对超声数据进行的外推在较低压力下与实验值有一定程度的符合, 说明这两个模型在低压范围内是可行的, 但在高压下符合得不是很好, 尤其是在接近冲击熔化时偏离显著. 这是因为两者都没有很好地考虑到冲击熔化, 尤其是有限应变理论的外推没有考虑温度的影响. 这在冲击温度较低的时候是可以的, 但在高压冲击加载下, 导致较高的冲击温度时, 由于温度与压力是耦合在一起的, 因而与实验结果偏离较大.

5. 结 论

从实验和理论计算的比较可以看出, 修正的SCG模型与实验结果较为一致. 在冲击压力较低情况下, 修正的SCG模型也比SCG模型及有限应变理论与实验值符合得更好. 而在冲击压力很高时, 材料的高温软化效应渐趋明显, 剪切模量随冲击压力快速减小, 最终在熔化发生时剪切强度消失, 剪切模量为零, 这与对熔化现象的认识是一致的.

修正的SCG模型能够较好地描述整个压力范围内的剪切模量随冲击压力的变化关系, 并给出剪切模量对压力和温度的一阶偏导 G'_p, G'_T . 从剪切模量与冲击压力间的变化曲线容易看出 G'_p 并不是一个常量, 而是冲击压力的函数. G'_T 类似于 G'_p , 是冲击温度的函数. 为了进一步验证修正的SCG模型, 还需要进行更高压力点(接近冲击熔化压力)的高压声速测量实验.

[1] Asay J R, Chhabildas L C, Dandekar D P 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 4774
 [2] Vogler T J, Reinhart W D, Chhabildas L C 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 4173
 [3] Asay J R, Lipkin J 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 4242
 [4] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1498
 [5] Johnson G R, Cook W H 1985 *Eng. Fract. Mech.* **21** 31
 [6] Zerilli F J, Armstrong R W 1987 *J. Appl. Phys.* **61** 1816
 [7] Peng J X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2194 (in Chinese) [彭建祥 2005 物理学报 **54** 2194]
 [8] Hua J S, Jing F Q, Tan H et al 2002 *J. Phys.* **14** 10843

[9] Li M S, Chen D Q 2001 *Chin. J. High Pres. Phys.* **15** 24 (in Chinese) [李茂生、陈栋泉 2001 高压物理学报 **15** 24]
 [10] Birch F 1978 *J. Geophys. Res.* **83** 1257
 [11] Tan W H, Zhang R Q 1999 *Introduction to Equation of State and Calculation* (Changsha: National University of Defence Technology Press) p273 (in Chinese) [汤文辉、张若棋 1999 物态方程理论及计算概论(长沙:国防科技大学出版社)第273页]
 [12] McQueen R G, Fritz J N, Morris C E 1984 *Shock Waves in Condensed Matter*-1983 (Amsterdam: Elsevier Science Press) p95
 [13] Dai C D, Tan H, Geng H Y 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 5019
 [14] Carter W J 1973 *High Temp. High Pres.* **5** 316
 [15] Duffy T S, Ahrens T J 1992 *J. Geophys. Res.* **97** 4503

- [16] McQueen R G , Hopson J W , Fritz J N 1982 *Rev. Sci. Instrum.* **53** 245
- [17] Duffy T S , Ahrens T J 1995 *J. Geophys. Res.* **100** 529
- [18] Jing F Q 1999 *Introduction of Experimental Equation of State* (Beijing : Science Press) p226 (in Chinese) [经福谦 1999 实验物态方程导引(北京 : 科学出版社)第 226 页]
- [19] Asay J R , Chhabildas L C 1981 *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals* (New York : Plenum Press) p417
- [20] Asay J R , Chhabildas L C , Kerley G I *et al* 1986 *Shock Waves in Condensed Matter-1985* (New York : Plenum Press) p145

Shear modulus of aluminum under shock loading^{*}

Hu Jian-Bo Yu Yu-Ying Dai Cheng-Da Tan Hua

(*Institute of Fluid Physics , China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 , China*)

(Received 27 January 2005 ; revised manuscript received 22 July 2005)

Abstract

Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) model , the corrected SCG model and the finite strain theory were reviewed with respect to the basic assumptions and applicability , and the shear modulus data of aluminum under shock compression predicted by these models were compared with the available data obtained in one-dimensional plate impact experiments . The comparison shows that the corrected SCG model is the best one , being capable of describing the variation of the measured shear modulus of aluminum with shock pressure , although the other two are applicable at lower pressure . It is found that the shear modulus increases gradually with the increase of shock pressure in the range of 10—80 GPa due to the work-hardening effects . As the shock pressure goes above ~ 80 GPa , the shear modulus of aluminum falls quickly due to the dominating effect of high-temperature softening , and when the shock pressure reaches ~ 125 GPa , corresponding to the onset of melting on Hugoniot , the shear modulus of aluminum decreases to zero .

Keywords : shear modulus , Steinberg-Cochran-Guinan model , finite strain theory , aluminum

PACC : 6220D , 6250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10232040).