

低孔隙度疏松铝的高压声速与冲击熔化

宋萍[†] 王青松 戴诚达 蔡灵仓 张毅 翁继东

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 冲击波与爆轰物理国家重点实验室, 绵阳 621900)

(2009年11月6日收到; 2010年7月14日收到修改稿)

对含微孔洞疏松度 $m = 1.04$ 的疏松铝进行了冲击加载-卸载实验, 利用 DISAR (distance interferometer system for any reflector) 测得了 53 至 99 GPa 五个冲击压力下疏松铝/LiF 界面粒子速度波剖面, 获得了各压力下的纵波声速和其中三个压力点的体波声速, 确定出疏松铝的冲击熔化压力约为 81 GPa, 确定出高压下冲击熔化前的泊松比约为 0.372. 通过分析, 微孔洞明显降低了冲击熔化压力, 引起的非谐振效应明显, 状态方程计算中考虑非谐振效应, 非谐振因子 l 约为 30.

关键词: 低孔隙度, 疏松铝, 声速, 冲击熔化

PACS: 62.50.Ef, 64.30.Ef, 64.70.D-, 64.70.dj

1. 引言

近年来, 随着对微观研究的深入, 微观损伤如微孔洞等对材料热动力学性能的影响引起了关注. Erhart^[1] 在研究中指出, 孔洞作为位错源, 汇聚并相互作用, 在材料中形成很高的位错密度, 同时也是热点产生源. Burakovsky 等^[2,3] 基于位错为熔化相转变的媒介, 建立了位错熔化模型. Gomez^[4] 与 Lutsko 等^[5] 曾采用蒙特卡罗和分子动力学方法, 从原子尺度上给出了微孔洞对熔化影响机理性的分析, Lutsko 等^[5] 指出, 在缺陷处的液相成核是熔化决定性的因素. Agrawal^[6] 通过分子动力学计算证实了材料中微孔洞的存在降低了材料在常态下的熔点. Kubota^[7] 采用分子动力学模拟, 计算了含缺陷铝的冲击 Hugoniot, 缺陷包括位错环、孔洞、氦泡, 结果表明, 这些缺陷对冲击 Hugoniot 压力-比容的影响不明显, 但含缺陷铝的冲击温度随冲击压力的增加高于密实铝越明显. 对微孔洞等损伤对材料冲击温度进而熔化等物理特性影响, 还缺乏实验数据. 本文对含几微米大小孔洞的低孔隙度疏松铝在冲击熔化附近的声速进行测定, 探索微孔洞对高压声速、冲击熔化的影响.

2. 疏松铝状态方程与高压声速计算

以密实材料的冲击 Hugoniot $P_H(V)$ 为参考线,

疏松材料的冲击 Hugoniot $P_{H0}(V)$ 为^[8]

$$P_{H0} = \frac{P_H \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{V} \right) (V_0 - V) \right]}{\left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{V} \right) (V_{00} - V) \right]}, \quad (1)$$

V 为比容, V_0, V_{00} 分别为密实铝和疏松铝在常态下的比容, γ 为格律乃森系数, 下标 H 代表 Hugoniot. 密实材料的冲击 Hugoniot 线 $P_H(V)$ 由 GRAY^[9] 三相状态方程计算获得. 假定

$$\gamma/V = \gamma_{00}/V_{00}, \quad (2)$$

$\gamma_{00} = \gamma_0 V_{00}/V_0$, 为疏松铝初态格律乃森系数, γ_0 为密实铝初态格律乃森系数. 由关系式

$$D = V_{00} \sqrt{\frac{P_{H0} - P_0}{V_{00} - V}}, \quad (3)$$

$$u = (V_{00} - V) \sqrt{\frac{P_{H0} - P_0}{V_{00} - V}}, \quad (4)$$

获得的疏松铝冲击波速度 D 与粒子速度 u 的关系曲线, 式中初始压力 $P_0 = 0$. 密实铝材料与初始密度为 2.607 g/cm^3 的疏松铝的 $D-u$ 关系如图 1 所示, 取其线性段, 拟合得出疏松铝的 C_0, S .

疏松铝 Hugoniot 压力 P_{H0} 可表示为

$$P_{H0} = \rho_{00} C_0^2 \frac{\eta_1}{(1 - S\eta_1)^2}, \quad (5)$$

其中疏松铝初始密度 $\rho_{00} = 1/V_{00}$, 压缩比 $\eta_1 = 1 - V/V_{00}$.

[†] E-mail: Songp1024@yahoo.com.cn

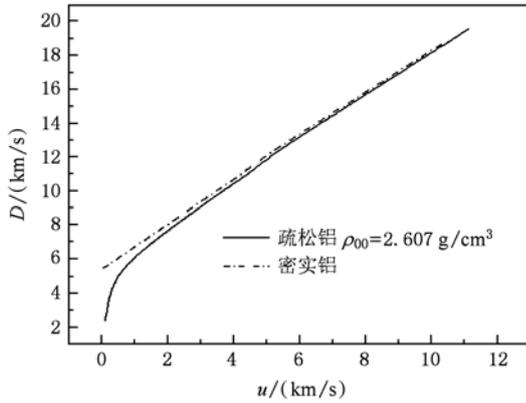


图1 疏松铝的冲击波速度 D 与粒子速度 u 的关系

疏松铝的冲击温度 T_{H0} 满足关系式^[8]

$$\frac{dT_{H0}}{dV} + \frac{\gamma}{V} T_{H0} = \frac{1}{2C_V} \left[P_{H0} + (V_{00} - V) \frac{dP_{H0}}{dV} \right]. \quad (6)$$

定容比热容 C_V 采用 Debye 近似,并考虑电子比热的贡献.其表达式为^[10]

$$C_V = \frac{9R}{A_w} \frac{1}{x^3} \int_0^x \frac{e^y y^4}{(e^y - 1)^2} dy + \beta_e \left(\frac{V}{V_{0K}} \right)^{2/3} T_{H0}, \quad (7)$$

其中 $x = \theta_D/T$, θ_D 为德拜温度, R 为气体常数, A_w 为原子量. β_e 为电子比热系数, V_{0K} 为零温零压下的比容.

熔化温度的计算采用 Lindemann 熔化定律^[10]

$$T_m(V) = T_{m0} \left(\frac{V}{V_{m0}} \right)^{2/3} \exp \left[-2 \int_{V_{m0}}^V \frac{\gamma}{V} dV \right], \quad (8)$$

其中 T_{m0} 为常压下比容 $V = V_{m0}$ 时的熔化温度, V_{m0} 为常压下熔化时的比容,文中疏松材料的熔化温度近似为密实材料的熔化温度.通过冲击温度 T_{H0} 与熔

化温度线的交点,即可得到冲击熔化压力.

冷压 $P_0(V)$ 和冷能 $E_0(V)$ 的计算参照 GRAY 三相状态方程,以 Hugoniot 为参考线^[9]

$$P_0(V) = P_{H0}(V) \left[1 - \frac{\gamma(V)}{2V} (V_{00} - V) \right] + \frac{\gamma(V)}{V} E_0(V), \quad (9)$$

$$E_0(V) = (A - B + E_{0K}) \exp \left(- \int_{V_{00}}^V \frac{\gamma}{V} dV \right),$$

$$A = \int_{V_{00}}^V \frac{\gamma}{V} \exp \left(\int_{V_{00}}^V \frac{\gamma}{V} dV \right) dV,$$

$$B = \int_{V_{00}}^V \left[1 - \frac{\gamma}{2V} (V_{00} - V) \right] P_{H0} \times \exp \left(\int_{V_{00}}^V \frac{\gamma}{V} dV \right) dV, \quad (10)$$

零温零压的能量 $E_{0K} = -900R/A_w$. 冷声速 C_{ct} 表示为

$$C_{ct}^2 = -V^2 \frac{dP_0}{dV}, \quad (11)$$

欧拉体波声速 C_b ^[12] 为

$$C_b^2 = -V^2 \frac{dP_{H0}}{dV} \left[1 - \frac{\gamma}{V} V_{00} \frac{\eta_1}{2} \right] + V^2 \left(\frac{\gamma}{V} \right) \frac{P_{H0}}{2}, \quad (12)$$

欧拉纵波声速 C_l 与体波声速 C_b 满足关系式^[12] 为

$$C_l^2 = 3C_b^2 \frac{1-\nu}{1+\nu}, \quad (13)$$

ν 为泊松比. 计算所用参数如表 1 所示.

表1 计算参数列表

T_{m0} ^[10] /K	V_{m0} ^[11] /(cm ³ /g)	γ_0	ρ_{00} /(g/cm ³)	C_0 /(km/s)	S	V_{0K} /(g/cm ³)	θ_D /K	β_e ^[10] /(μJ/g·K ²)
933	0.3983	2.26	2.607	5.080	1.324	0.3788	423	41.53

3. 声速测量实验设计

实验使用的样品为低孔隙度小孔径疏松铝,由有色金属研究院采用纯铝粉研制而成,密度约为 2.607 g/cm³,疏松度约为 1.04.由四川大学分析测试中心扫描电镜对样品进行测试,其结果如图 2 所示.经分析,疏松铝样品晶粒约 30 μm,孔径 5 μm 左右,实验用样品密度偏差小于 0.5%.

实验采用反碰和正碰两种方式.反碰是以疏松铝样品碰撞 LiF 窗口,窗口前贴约 0.008 mm 的铝

箔;正碰是以无氧铜或疏松铝作为飞片,碰撞靶板(疏松铝样品),靶板后界面设置 LiF 窗口.实验采用流体物理研究所二级轻气炮加载系统,利用磁感应技术测量弹丸速度.通过 DISAR 测试技术测量样品/窗口界面的粒子速度剖面.实验装置结构图如图 3 所示.

正碰实验中的波系作用见图 4(a).飞片碰撞样品,产生冲击波,冲击波达到样品/窗口界面时,界面处于冲击压缩状态,同时冲击波在样品/窗口界面反射一弱的反射波,该反射波传入样品,与样品后界面反射的中心稀疏波相互作用.通过计算所得

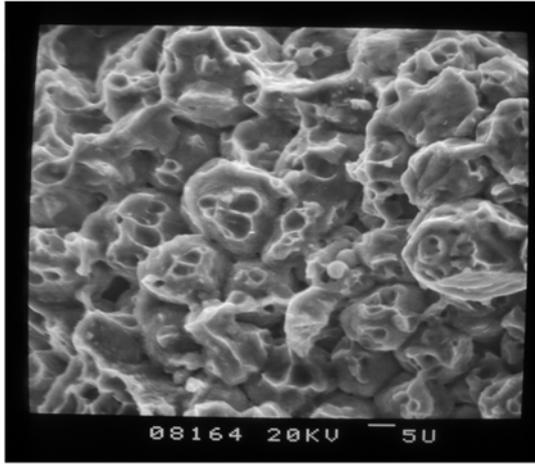


图2 对材料断口的扫描电镜分析

低孔隙度疏松铝和 LiF 的压力-粒子速度曲线非常接近,如图 5 所示,疏松铝材料的阻抗与 LiF 材料的阻抗相差很小,正碰实验中冲击波在样品/窗口界面的反射波很弱,因此该反射波对飞片后界面反射的稀疏波的影响很小,可以忽略.当飞片后界面反射的中心稀疏波到达样品/窗口界面时,界面的粒

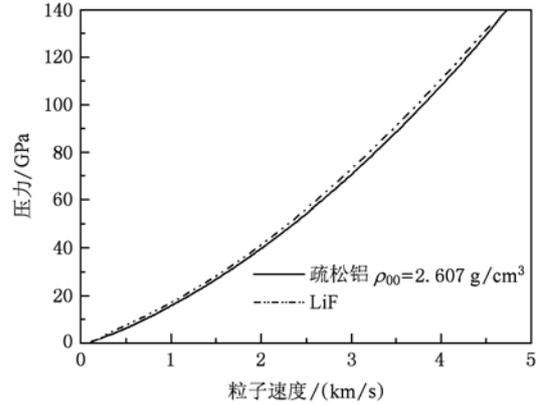


图5 疏松铝与 LiF 的压力与粒子速度关系图

子速度开始下降(t_3),界面处于卸载状态.飞片后界面反射的稀疏波到达样品/窗口界面的时间 t_2 与冲击波到达该界面的时间 t_0 的差设为 Δt ,则样品中的拉格朗日纵波声速 C_{Ls} 的求解如下:

$$\begin{aligned} \Delta t &= h_f/D_f + h_f/C_{Lf} + h_s/C_{Ls} - h_s/D_s, \\ C_{Ls} &= h_s/(\Delta t - h_f/D_f - h_f/C_{Lf} + h_s/D_s), \\ \Delta t &= t_3 - t_0. \end{aligned} \quad (14)$$

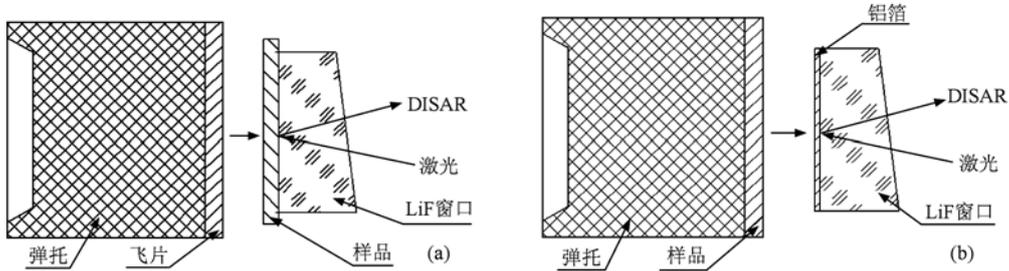


图3 实验装置结构示意图 (a) 正碰实验结构;(b) 反碰实验结构

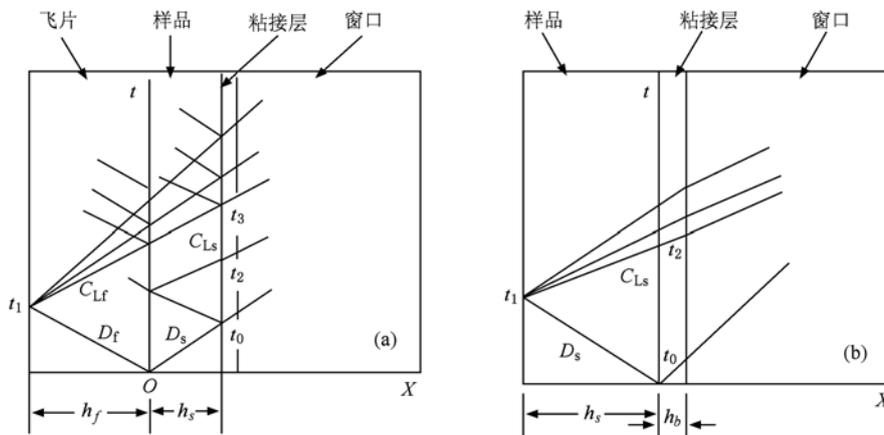


图4 (a) 正碰波系图;(b) 反碰波系图

其中 h_f, h_s 分别为飞片和样品的厚度, D_f, D_s 分别为飞片和样品的冲击波速度, C_{lf} 为飞片的纵波声速. 样品与飞片的 Hugoniot 参数 (C_0, S 和 C_{0f}, S_f) 已知, 则样品与飞片的冲击波速度为

$$\begin{aligned} D_s &= C_0 + Su_s, \\ D_f &= C_{0f} + S_f u_f. \end{aligned} \quad (15)$$

设飞片速度为 W , 碰撞界面的飞片和样品中的压力 (P_f 和 P_s) 相等

$$\begin{aligned} P_f &= \rho_{0f}(C_{0f} + S_f u_f) u_f \\ &= P_s = \rho_{00}(C_0 + Su_s) u_s, \end{aligned} \quad (16)$$

粒子速度 u_f 与 u_s 满足

$$u_f = W - u_s, \quad (17)$$

解(16), (17)两式得

$$u_s = \frac{-(\rho_{00}C_0 + \rho_{0f}C_f + 2\rho_{0f}S_f W) \pm (\Delta)^{1/2}}{2(\rho_{00}S - \rho_{0f}S_f)}, \quad (18)$$

其中

$$\begin{aligned} \Delta &= (\rho_{00}C_0 + \rho_{0f}C_f + 2\rho_{0f}S_f W)^2 \\ &+ 4(\rho_{00}S - \rho_{0f}S_f)\rho_{0f}W(C_f + S_f W). \end{aligned}$$

通过正向碰撞计算求得 u_s 和 u_f 后, 可得到冲击波速度 D_s 与 D_f , 由飞片的声速-粒子速度曲线获得飞片的声速 C_{lf} . 将 D_s, D_f 与 C_{lf} 代入(14)式则得到 C_{ls} .

反碰实验波系作用见图4(b). 样品与窗口碰撞后, 冲击波直接进入窗口, 没有冲击波在靶板与窗口间的反射波的影响, 样品(即飞片)自由面反射的稀疏波直接进入窗口. 考虑铝箔厚度对声速的影响, 铝箔阻抗与样品相差很小, 铝箔声速 C_{lb} 近似为样品声速 C_{ls} , 样品中的拉氏声速计算为

$$C_{ls} = (h_s + h_b)/(t_2 - t_0 + h_b/D_b - h_s/D_s), \quad (19)$$

其中, h 为厚度. 下标 s 和 b 分别代表样品和铝箔.

通过实验测得样品/LiF 界面的粒子速度剖面, 采用文献[12]介绍的阻抗匹配法获得样品中

的粒子速度剖面, 并得到样品在卸载过程中的拉格朗日声速随粒子速度的变化曲线. 通过样品在卸载过程中的拉格朗日声速随粒子速度的变化曲线, 对其塑性响应部分外推到初始卸载点, 得到冲击状态的拉格朗日体波声速^[12]. 在铜飞片碰撞样品的实验中, 由于不知道铜飞片卸载过程中的声速变化, 所以不能得到样品在卸载过程中的粒子速度和体波声速. 欧拉声速与拉格朗日声速的转换关系为

$$C_l = C_l \rho_0 / \rho. \quad (20)$$

实验得到欧拉纵波声速 C_l 与体波声速 C_b , 由关系式(13)得到疏松铝的泊松比 ν .

4. 实验结果与分析

实验测量得到从 53 到 99 GPa 五个压力点的疏松铝/LiF 界面粒子速度 (U_p) 波剖面, 如图 6 所示, 实验参数如表 2 所示. 按照 3 节的数据处理方法, 获得了五个冲击压力下的欧拉纵波声速, 并获得 53, 72 和 91 GPa 冲击压力下的体波声速, 如表 2 和图 7 所示. 静态声速测量测得疏松铝的纵波声速 C_l 约为 6.11 km/s, 横波声速 C_t 约为 3.06 km/s, 静态体波声速由关系式

$$C_b^2 = C_l^2 - 4C_t^2/3 \quad (21)$$

获得, 结果如表 2 中实验编号 Alre6 所示.

由图 7, 疏松铝的静态与动态纵波声速均略低于密实材料, 在 91 GPa, 纵波声速下降到纵波声速与体波声速之间, 由此表明, 材料在 91 GPa 已为固-液混合态, 初始冲击熔化压力应在 74 与 91 GPa 之间, 如图作一虚线, 与纵波声速线相交于约 81 GPa 处, 此即为初始冲击熔化压力. 由反碰法和对称碰撞获得的 53, 72 和 91 GPa 的体波声速与密实材料体波声速相符合.

表 2 实验参数与实验结果

实验编号	飞片	靶板	$W/(km/s)$	P_{H0}/GPa	$C_l/(km/s)$	$C_b/(km/s)$	ν
Alre1	疏松铝	疏松铝	7.10	91	10.04	9.42	0.451
Alre2	铜	疏松铝	5.47	99	9.54	—	—
Alre3	铜	疏松铝	4.47	74	10.44	—	—
Alre4	疏松铝	氟化锂	6.00	72	10.52	8.99	0.373
Alre5	疏松铝	疏松铝	4.92	53	9.73	8.30	0.372
Alre6	—	—	—	0	6.11	4.99	0.333

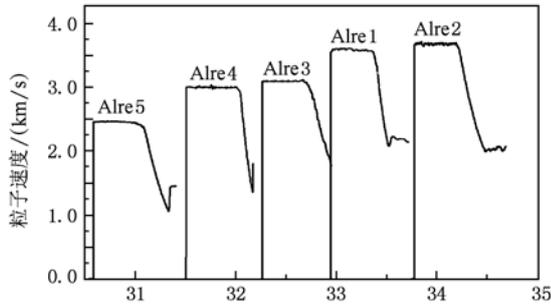


图6 界面粒子速度剖面

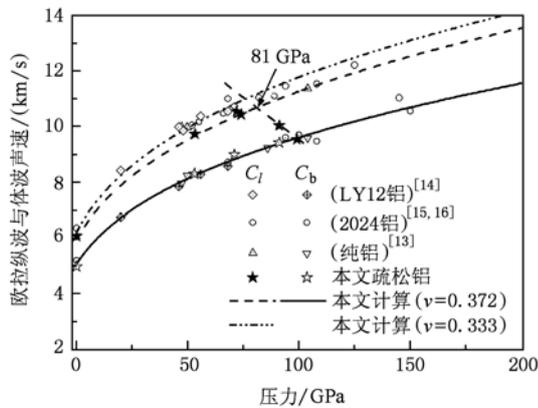


图7 欧拉纵波和体波声速与压力关系

密实材料的冲击熔化压力约为 125 GPa^[15], 在谐振近似下计算出疏松铝的冲击熔化压力值约为 104 GPa, 如图 8 中 $l=0$ 的 Hugoniot 线与熔化线的交点, 显然, 实验所得疏松铝的冲击熔化压力, 远低于密实材料的熔化压力, 也明显低于谐振近似下的计算结果, 微孔洞的存在, 明显降低了冲击熔化压力. 考虑材料中存在微孔洞, 在冲击压缩过程中, 孔洞边缘及离开孔洞处的粒子速度不一样, 发生内摩擦而耗费冲击波能量, 这种能量的吸收以热的形式表现出来, 它将使得晶体的非谐振现象与电子激发增加^[10], 而在计算中, 忽略了非谐振效应贡献, 因此计算所得冲击温度要比实际低, 计算的冲击熔化压力要高于实际冲击熔化发生的压力值.

参照文献[10]考虑非谐振效应时的能量表达式(第四章式(13.15)), 则考虑非谐振效应时的比热为

$$C_V = \frac{3R}{A_w} \left(\frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{e^y y^4}{(e^y - 1)^2} dy - \frac{1}{2} \frac{\zeta(\zeta + 2)}{(1 + \zeta)^2} \right)$$

$$+ \beta_e \left(\frac{V}{V_{OK}} \right)^{2/3} T_{HO}. \quad (22)$$

按文献[10]定义 $\zeta = lRT/(A_w C_{ct}^2 - 2P_0 V)$, l 为非谐振因子, C_{ct}^2 为冷声速. 非谐振因子 $l=30$ 时, 冲击熔化压力约为 81 GPa, 与实验所得冲击熔化压力一致, 计算的冲击温度曲线如图 8 所示.

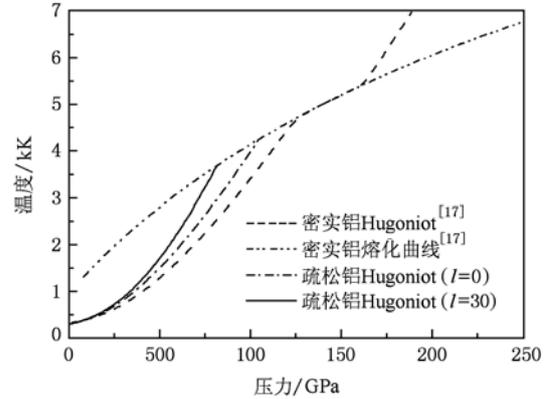


图8 疏松铝、密实铝的冲击温度和熔化温度与压力的关系

通过实验得到的纵波声速与体波声速, 由(13)式得到泊松比 ν , 如表 2 所示. 由(12)式获得疏松铝体波声速随压力变化的曲线, 将实验所得泊松比代入(13)式, 得到欧拉纵波声速随压力变化的曲线, 如图 7 所示. 泊松比取 0.333 得到的纵波声速曲线高于疏松铝实验结果, 与密实材料的实验值一致; 泊松比取 0.372 得到的纵波声速曲线才与疏松铝的实验结果一致, 由此, 疏松铝高压下的泊松比采用常压泊松比近似, 声速计算误差会明显增大.

5. 结 论

通过测量疏松度约为 1.04 的疏松铝在 53 至 99 GPa 五个冲击压力的粒子速度波剖面, 获得了各压力下的纵波声速与 53, 72 和 91 GPa 的体波声速, 确定出该疏松铝的冲击熔化压力约为 81 GPa, 远低于密实材料的值(125 GPa). 通过分析, 材料中的微孔洞明显降低了冲击熔化压力, 对晶体的非谐振效应影响明显, 状态方程计算中考虑非谐振效应, 非谐振因子约为 30. 由纵波声速与体波声速数据, 获得疏松铝静态泊松比约为 0.33, 高压下冲击熔化前的泊松比约为 0.37.

- [1] Erhart P, Bringa E M, Kumar M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 052104
- [2] Burakovsky L, Preston D L, Silbar R R 1999 *Phys. Rev. B* **61** 15011
- [3] Burakovsky L, Preston D L, Silbar R R 2000 *J. App. Phys.* **B 88** 6294
- [4] Gomez L, Dobry A, Diep H T 2001 *Phys. Rev. B* **63** 224103
- [5] Lutsko J F, Wolf D, Phillpot S R 1989 *Phys. Rev. B* **40** 2841
- [6] Agrawal P M 2003 *J. Chem. Phys.* **118** 9680
- [7] Kubota A, Reisman D B, Wolfer W G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 241924
- [8] Tang W H, Zhang R Q 1999 *Equation of state theory and calculation conspectus* (Hunan: National University of Defense Technology Press) p517 (in Chinese) [汤文辉、张若棋 1999 物态方程理论及计算概论(湖南:国防科技大学出版社)]
- [9] Royce E B 1971 GRAY, A *Three-phase Equation of State for Metals*. UCRL-51121
- [10] Xu X S, Zhang W X 1986 *Introduction to practical equation of state theory* (Beijing: Science Press) p517 (in Chinese) [徐锡申、张万箱 1986 实用物态方程理论导引(北京:科学出版社)]
- [11] Jeong J W, Lee I H, Chang K J 1999 *Phys. Rev. B* **59** 329
- [12] Jing F Q 1999 *Introduction to experimental equation of state* (Beijing: Science Press) p191 (in Chinese) [经福谦 1999 实验物态方程导引(北京:科学出版社)第 191 页]
- [13] Asay J R, Chhabildas L C *High pressure strength of shocked aluminum*. SAND-85-0157C
- [14] Song P, Zhou X M, Unpublished. (in Chinese) [宋萍、周显明 数据尚未发表]
- [15] McQueen R G, Fritz J N and Morris C E 1983 in *Shock Waves in Condensed Matter* p95
- [16] Stanley P M 1980 *LASL Shock Hugoniot Data* (University of California Press) p166
- [17] Song P, Cai L C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1879 (in Chinese) [宋萍、蔡灵仓 2009 物理学报 **58** 1897]

Sound velocity and shock melting of low porosity aluminum

Song Ping Wang Qing-Song Dai Cheng-Da Cai Ling-Cang Zhang Yi Weng Ji-Dong

(National Key Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 6 November 2009; revised manuscript received 14 July 2010)

Abstract

Shock loading-release is performed on the porous aluminum with micropore and porosity $m = 1.04$. Time-resolved interfacial velocity between the porous aluminum and LiF window is measured with distance interferometer system for any reflector (DISAR) under five pressures ranging from 53 GPa to 99 GPa. From the interfacial velocity, the Euler longitudinal sound velocities under five pressures and the bulk sound velocities under 53 GPa, 72 GPa and 91 GPa are obtained. The melting pressure of the material is about 81 GPa. The poisson ratio before shock melting is about 0.37. From the analysis, the existence of the micropore in the material reduces the shock melting obviously. So, its induced anharmonic effect cannot be neglected. Considering anharmonic effect into the equation of state, the anharmonic parameter is calculated to be about 30.

Keywords: low porosity, aluminum, sound velocity, shock melting

PACS: 62.50.Ef, 64.30.Ef, 64.70.D-, 64.70.dj

† E-mail: songp1024@yahoo.com.cn