

冲击加载下 $Zr_{51}Ti_5Ni_{10}Cu_{25}Al_9$ 金属玻璃的塑性行为*

俞宇颖[†] 刁锋 戴诚达 蔡灵仓 谭华 李雪梅 胡昌明

(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重点实验室, 绵阳 621900)

(2011年10月11日收到; 2012年4月12日收到修改稿)

进行了10—27 GPa 应力范围内 $Zr_{51}Ti_5Ni_{10}Cu_{25}Al_9$ 金属玻璃的平面冲击实验以研究其高压 - 高应变率加载下的塑性行为. 由样品自由面粒子速度剖面的分析获得了冲击加载过程的轴向应力, 并通过轴向应力与静水压线的比较获得剪应力. 实验结果表明, 尽管存在明显的松弛效应, 但 Zr 基金属玻璃的 Hugoniot 弹性极限随着冲击应力的增加而增加. 然而, 塑性波阵面上的剪应力则显示先硬化而后软化现象, 而且软化的幅度随冲击应力的增加而增加. 冲击加载下 Zr 基金属玻璃的上述剪应力变化特征与分子动力学模拟结果比较一致, 但与压剪实验结果和一维应力冲击实验结果明显不同.

关键词: 塑性行为, 冲击加载, 金属玻璃, 剪应力

PACS: 62.50.+P, 62.20.Fe, 81.05.Kf

1 引言

金属玻璃内部原子呈长程无序排列状态, 并且不像晶态合金材料那样存在位错和晶界等缺陷. 与传统晶态合金相比, 金属玻璃这种独特微观结构使其具有一系列优异的力学、物理、化学性能, 如高强度、高断裂韧性及弹性、良好的电磁特性、耐腐蚀性和耐磨损性等, 因此被认为是具有广泛应用前景的新型结构和功能材料^[1-3]. 国内外对金属玻璃力学性能已进行了大量研究, Schuh 等^[4]和 Trexler 等^[5]分别对相关研究进行了综合评述. 总的来看, 已有的研究工作主要着眼于金属玻璃在室温、静压、低应变速率等一般力学环境下的响应行为.

近年来, 高压、高应变率等极端条件下金属玻璃的冲击波响应特性逐渐引起重视, 目前已对 Zr 基金属玻璃的冲击绝热线^[6-8]、层裂现象^[9,10]

和弹塑性变形行为^[10-15]进行了一些实验及理论模拟研究. 在塑性变形行为研究中, Zhuang 等^[11]通过测量样品/有机玻璃界面粒子速度剖面获得两种 Zr 基金属玻璃 $Zr_{41.2}Ti_{13.8}Cu_{12.5}Ni_{10}Be_{22.5}$ 和 $Zr_{56.3}Ti_{13.8}Cu_{6.9}Ni_{5.6}Nb_{5.0}Be_{12.5}$ 的 Hugoniot 弹性极限 σ_{HEL} 均小于 0.1 GPa. 然而, Yuan 等^[10]通过测量样品自由面粒子速度剖面获得 $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Cu_{12.5}Ni_{10}Be_{22.5}$ 的 σ_{HEL} 高达 6.15 GPa, 相应屈服强度 (2.78 GPa) 高于静态屈服强度 (1.6—1.8 GPa). Turneure 等^[12,13]实验测得 $Zr_{56.7}Cu_{15.3}Ni_{12.5}Nb_{5.0}Al_{10.0}Y_{0.54}$ 的 σ_{HEL} 结果与 Yuan 等^[10]的结果基本一致. 此外, Turneure 等^[12,13]通过对理想弹塑性模型模拟结果与实测波剖面比较表明, Zr 基金属玻璃在冲击加载过程中存在剪应力衰减现象. Yuan 等^[14]的压剪实验结果则显示 $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Cu_{12.5}Ni_{10}Be_{22.5}$ 金属玻璃剪应力呈现理性塑性特性, 而没有发生硬化和软化现象, 并且屈服强度与静态条件下的屈服强度基本一

* 国家自然科学基金 (批准号: 10732010, 10972206, 11172281, 10802080)、国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 10776029/A06)、冲击波物理与爆轰物理重点实验室 (批准号: 9140C6701021102) 和中国工程物理研究院科学发展基金 (批准号: 2010A0101001 和 2010B0101002) 资助的课题.

[†] E-mail: yuyinyu@21cn.com

致, 法向应力和静水压力对其影响很小. 最近 Arman 等 [15] 对一维应变平面冲击波加载下二元体系 $\text{Cu}_{46}\text{Zr}_{54}$ 金属玻璃的塑性、层裂及原子结构演化进行了分子动力学模拟. 研究表明, $\text{Cu}_{46}\text{Zr}_{54}$ 金属玻璃的 Hugoniot 弹性极限 σ_{HEL} 为 7.2 GPa, 而塑性波阵面上的剪应力经历短暂硬化效应后发生衰减, 在 60 GPa 冲击压力下 Hugoniot 态对应剪应力几乎衰减为零. 此外, 采用 Voronoi 拼接法分析了 $\text{Cu}_{46}\text{Zr}_{54}$ 金属玻璃 7 类不同原子团簇结构演化, 发现其宏观塑性变形行为与原子团簇结构演化密切相关, 如冲击加载作用使 3 型原子团簇 (Voronoi 指数 $\langle 0, 2, 8, 1 \rangle$) 数量减少会导致剪应力的硬化; 而随着冲击压力的增加, 具有较强剪切抗力的 1 型原子团簇 (Voronoi 指数 $\langle 0, 0, 12, 0 \rangle$) 数量减少从而导致剪应力的软化.

综上所述, 作为一种重要力学性能, 金属玻璃动态塑性变形行为已有结论并不一致, 尚须进一步研究. 本文在冲击绝热线测量实验 [7] 获得的样品自由面粒子速度剖面基础上, 通过波传播特性分析获得冲击加载过程中轴向应力, 结合静水压线性比较法获得塑性波阵面上的剪应力. 以轴向应力和剪应力为宏观度量分析了 Zr 基金属玻璃动态塑性变形行为.

2 实验方法

为了避免窗口材料的弹塑性对实验测得粒子速度剖面的影响, 冲击实验设计为样品自由面粒子速度剖面测量, 实验原理如图 1 所示 [7]. 无氧铜飞片直接冲击金属玻璃样品, 金属玻璃样品安装在透明的 K9 玻璃支架上, 并在样品和 K9 玻璃后界面分别布置 DISAR (displacement interferometer system for any reflector) 系统 [16]. 其中, 布置在样品后界面的 DISAR 系统对样品自由面粒子速度剖面 $u_{\text{fs}}(t)$ 进行测量; 布置在 K9 玻璃后界面的 DISAR 系统则对飞片速度剖面 $W(t)$ 进行测量, 根据碰靶前后飞片速度突变可以获得飞片碰靶速度和碰靶时间 t_0 .

根据 DISAR 测得的飞片速度剖面和样品自由面粒子速度剖面可以计算得到样品弹性前驱波速度 C_{HEL} 为

$$C_{\text{HEL}} = \frac{H}{t_1 - t_0}, \quad (1)$$

其中, H 为样品厚度, t_1 和 t_0 分别为图 1 所示的飞片碰靶时刻和自由面粒子速度起跳时刻 (即弹性前

驱波阵面到达样品自由面时刻). 在简单中心波近似情况下, 后续塑性压缩波的拉格朗日波速 $C(u_{\text{fs}})$ 为

$$C(u_{\text{fs}}) = \frac{H}{\Delta t(u_{\text{fs}}) + H/C_{\text{HEL}}}, \quad (2)$$

Δt 为如图 1 所示的后续塑性压缩波与弹性前驱波阵面 (t_1) 的时间差. 根据特征线的相容关系可以得到相应粒子速度对应的轴向应力 σ 和应变 ε ,

$$d\sigma(u_{\text{fs}}) = \frac{1}{2} \rho_0 C(u_{\text{fs}}) du_{\text{fs}}, \quad (3)$$

$$d\varepsilon(u_{\text{fs}}) = \frac{1}{\rho_0 C^2(u_{\text{fs}})} d\sigma(u_{\text{fs}}), \quad (4)$$

其中 ρ_0 为样品密度. 由 (1)–(4) 式可以获得加载过程的应力 - 应变关系.

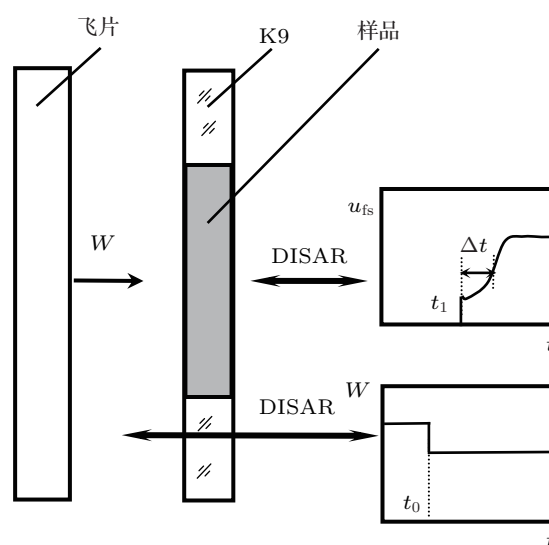


图 1 实验原理图

在获得应变的基础上可以计算得到相应的静水压力 $P(\varepsilon)$ [17] 为

$$P(\varepsilon) = \rho_0 C_b^2 \frac{\varepsilon}{(1 - s\varepsilon)^2}, \quad (5)$$

其中, C_b 为样品的体波声速, s 为样品材料冲击波速度与粒子速度线性关系的斜率. 根据平面冲击加载一维应变状态, 冲击加载过程剪应力 τ 可以由轴向应力和静水压之差计算得到

$$\tau(\varepsilon) = \frac{3}{4} (\sigma(\varepsilon) - P(\varepsilon)). \quad (6)$$

通过对轴向应力 $\sigma(\varepsilon)$ 和剪应力 $\tau(\varepsilon)$ 的分析可以研究 Zr 基金属玻璃的动态塑性行为.

实验用金属玻璃为 $\text{Zr}_{51}\text{Ti}_5\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{25}\text{Al}_9$ (原子百分比), 由哈尔滨工业大学材料科学与工程系提供, 平均密度为 6.740 g/cm³. 经超声测量其常

压纵波声速 C_l 和横波声速 C_t 分别为 4.820 km/s 和 2.193 km/s, 根据测定的纵波和横波声速可以计算得到体波声速 C_b 为 4.101 km/s. 通过对 18—100 GPa 冲击应力范围内冲击波速度与粒子速度实验数据的线性拟合得到 $s = 1.051$ [7]. 实验用样品加工成 $\Phi 20 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, 表面抛光处理, 平行度 2—5 μm .

3 实验结果与分析

在已有 3 发实验 [7] 基础上采用 $\Phi 37 \text{ mm}$ 火炮进行了 1 发 0.843 km/s 的冲击实验 (编号:BMG04), 实验参数列于表 1 中. 由 DISAR 系统测得的 4 发实验的飞片速度历史剖面如图 2 所示. 从图中可以看到, BMG01—03 的飞片速度历史剖面清晰显示了飞片碰靶前后的速度变化, 由此可以获得飞片碰靶速度和碰靶时间 t_0 . 由于没有安装 K9 玻璃, BMG04 实验仅仅获得飞片速度, 没有给出飞片碰靶时间.

由 DISAR 系统测得的 4 发实验的样品自由面粒子速度历史剖面如图 3 所示. 从图

中可以看到, 4 发实验测得的自由面粒子速度剖面都清晰显示了弹塑性双波结构, 而且进入塑性加载前弹性波阵面均存在明显的衰减, 即由图中所示的粒子速度 u_{fs}^U 降低至塑性加载前的 u_{fs}^L . 弹性波阵面的衰减现象在其他 Zr 基金属玻璃 ($\text{Zr}_{567}\text{Cu}_{153}\text{Ni}_{125}\text{Nb}_{5.0}\text{Al}_{10.0}\text{Y}_{0.5}$ 和 $\text{Zr}_{4125}\text{Ti}_{1375}\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{125}\text{Be}_{225}$) 平面冲击实验中都有发生 [10,12,13]. 从图中还可以看到, 无论是 u_{fs}^U 还是 u_{fs}^L 都与飞片冲击速度有关, 并且均随冲击速度的增加而增大.

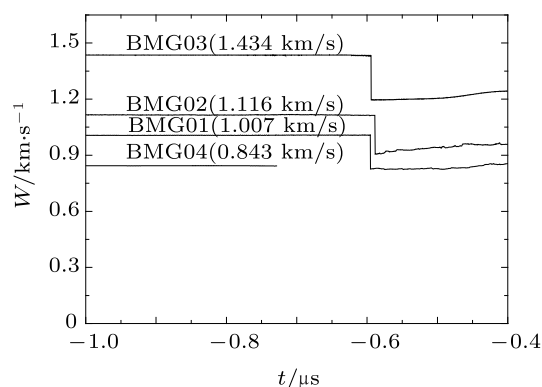


图 2 飞片速度历史剖面

表 1 实验参数及实验结果

实验 编号	样品密度 $\rho_0/(\text{g}/\text{cm}^3)$	样品厚度 H/mm	弹性波速度 $C_{\text{HEL}}/(\text{km}/\text{s})$	冲击应力 σ_H/GPa	冲击压力 P_H/GPa	Hugoniot 弹性极限 $\sigma_{\text{HEL}}^V/\text{GPa}$	剪应力/GPa	
							τ_{HEL}^V	τ_H
BMG01	6.737	3.013	5.056	17.96	15.88	7.71	1.62	1.56
BMG02	6.742	3.012	5.111	20.48	18.24	7.94	1.73	1.68
BMG03	6.737	3.009	5.056	26.64	25.17	10.25	1.95	1.10
BMG04	6.741	3.014	—	10.12	8.10	6.66	1.45	1.52

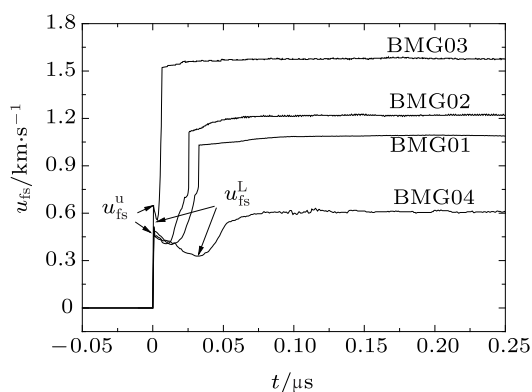


图 3 样品自由面粒子速度历史剖面

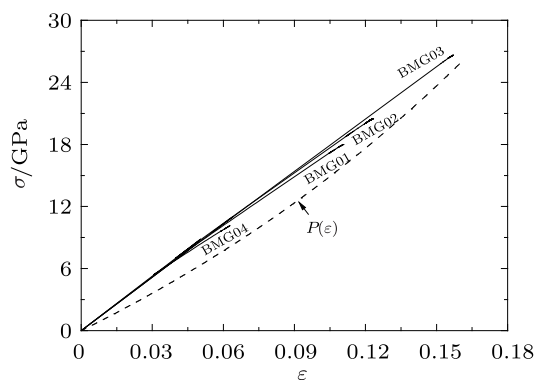


图 4 冲击加载过程应力/压力 - 应变关系

根据图 2 所示的 DISAR 测得的飞片速度剖面
和图 3 所示的样品自由面粒子速度剖面, 由 (1)—
(5) 式计算得到了加载过程的应力 σ 、压力 P 和应
变 ε . 其中 BMG04 实验中弹性前驱波速度 C_{HEL} 取
为 5.056 km/s. 计算结果表明, 4 发实验的冲击应力,
即 Hugoniot 状态轴向应力 σ_{H} 为 10.12—26.64 GPa,
对应的冲击压力 P_{H} 为 8.10—25.17 GPa, 详细结果
列于表 1 中.

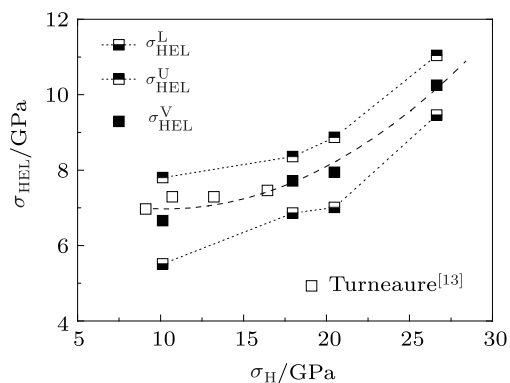


图 5 不同冲击加载下的 Hugoniot 弹性极限

不同冲击加载下的应力 σ /压力 P - 应变 ε
关系如图 4 所示, 从图中可以得到 Hugoniot 弹
性极限 σ_{HEL} . 如前所示, 由于存在衰减现象,
Zr 基金属玻璃的 Hugoniot 弹性极限并不是常
值. 图 5 给出了不同冲击加载下 Hugoniot 弹
性极限的最大值 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{U}}$ (与图 3 的粒子速度 u_{fs}^{U}
对应)、最小值 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{L}}$ (与图 3 的粒子速度 u_{fs}^{L}
对应) 以及平均值 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{V}}$. 从图中可以看到, 在 10.12
—26.64 GPa 冲击应力下, $\text{Zr}_{51}\text{Ti}_5\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{25}\text{Al}_9$ 金
属玻璃 Hugoniot 弹性极限的衰减幅度 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{U}} -$
 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{L}} \sim 2$ GPa; 但是, 平均 Hugoniot 弹性极限 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{V}}$
仍然随冲击应力的增加而增大. 图 5 中同样
给出了 $\text{Zr}_{567}\text{Cu}_{153}\text{Ni}_{125}\text{Nb}_{5.0}\text{Al}_{10.0}\text{Y}_{0.5}$ 金属玻璃
的 Hugoniot 弹性极限, 该值是对弹性波阵面后 10
ns 范围内的结果进行统计平均得到的 [13]. 该结果
与本文的平均值 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{V}}$ 结果基本一致.

通过对剪应力的分析可以进一步研究 Zr 基金
属玻璃的动态塑性行为. 根据图 4 结果, 应用 (6) 式
计算得到的冲击加载过程剪应力 τ - 应变 ε 关系如
图 6 所示. 从图中可以看到, Zr 金属玻璃在平面冲
击加载下剪应力 τ 经历变化复杂过程: 首先是由于
弹性前驱波衰减导致的剪应力快速下降; 随后经历
硬化过程, 并且硬化幅度随冲击应力的增加而增加;
最终发生软化, 而且软化效应也是随着冲击应力的

增加而增强.

Arman 等 [15] 对 $\text{Cu}_{46}\text{Zr}_{54}$ 金属玻璃一维应变
平面冲击的分子动力学模拟结果也显示了剪应力
经历硬化 - 软化过程. 其中, 在 16.33 GPa 冲击应
力下 2τ 首先从初始屈服强度 2.0 GPa 过冲至 2.7
GPa (即硬化幅度达 0.7 GPa), 而后逐渐松弛至 1.7
GPa; 在 35.57 GPa 冲击应力下 2τ 的硬化幅度高
达 3—4 GPa, 显示出硬化幅度随冲击应力的增加
而增加. Arman 等 [15] 通过分析原子团簇结构演化
后指出了剪应力经历硬化 - 软化的微观机理: 剪
应力的硬化与冲击加载时 3 型原子团簇 (Voronoi
指数 (0, 2, 8, 1)) 数量减少有关, 该型原子团簇直
接影响剪切转变区的形核; 而随着压力的增加,
具有较强剪切抗力的 1 型原子团簇 (Voronoi 指
数 (0, 0, 12, 0)) 数量也会发生减少从而导致剪应
力的软化. 当然, 除上述原子团簇演化因素外, 温
度和绝热剪切带、裂纹等损伤的产生也可能导致金
属玻璃剪应力软化, 要确认是否存在上述因素还需
进一步实验研究.

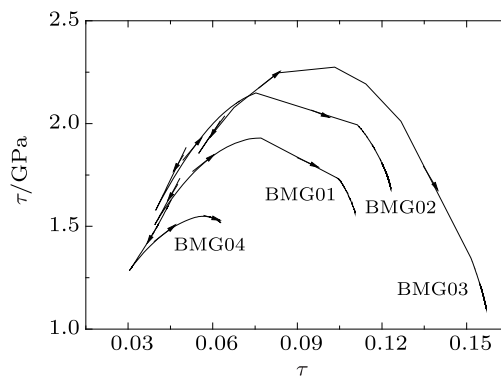


图 6 不同冲击加载过程剪应力 - 应变关系

根据图 6 剪应力结果, 图 7 中给出了不同
冲击应力下 Zr 基金属玻璃的初始屈服时的剪
应力 $\tau_{\text{HEL}}^{\text{V}}$ (对应平均 Hugoniot 弹性极限 $\sigma_{\text{HEL}}^{\text{V}}$)
和冲击终态的剪应力 τ_{H} (对应冲击应力). 从
图中可以看到, 在 10.12—20.48 GPa 冲击应力
下 $\text{Zr}_{51}\text{Ti}_5\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{25}\text{Al}_9$ 金属玻璃的 $\tau_{\text{HEL}}^{\text{V}}$ 与 τ_{H}
基本一致, 这表明在此冲击应力范围内硬化效应和
软化效应基本相当; 而在 26.64 GPa 冲击应力下
的 τ_{H} 小于 $\tau_{\text{HEL}}^{\text{V}}$, 而且也小于较低冲击应力下
的 τ_{H} , 这表明随着冲击应力的增加软化效应逐
渐增强. 至于更高应力下金属玻璃冲击终态剪
应力是否降到零还需进一步实验研究, 需要采
用双屈服面法对其进行测量 [18]. 同时示于图
中的还有 Arman 等 [15] 采用

分子动力学模拟的 $\text{Cu}_{46}\text{Zr}_{54}$ 金属玻璃冲击终态的剪应力 (取其屈服强度的一半). 总的来看, 两种 Zr 基金属玻璃冲击终态剪应力软化趋势总体一致. 当然, 由于组分不尽相同导致的剪应力值及其软化起始应力略有差异.

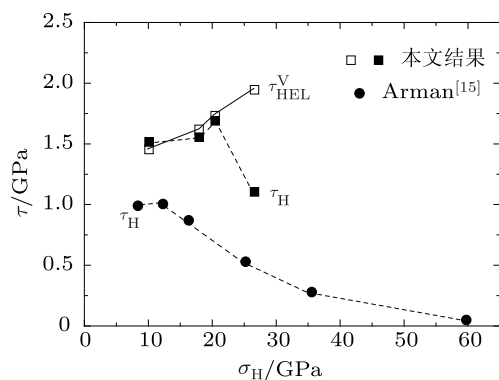


图7 不同冲击加载下的剪应力变化

冲击波作用下金属玻璃的上述塑性变形特性与一维应力和压剪冲击作用下的塑性变形特性存在明显差别. 大量的静态及准静态实验表明, 一维应力加载下金属玻璃的塑性流动应力呈现理性塑性特性, 而没有发生硬化和软化现象^[4,5,19]. Yuan等^[14]的压剪实验结果也没有呈现硬化和软化行为. 如前所述, 一维应变冲击作用下剪应力经历硬化-软化现象主要与相关原子团簇演化有关. 当然, 相关原子团簇的演化是在冲击应力达到一定值

时 (大于 σ_{HEL}) 才会明显发生. 然而, 目前的一维应力和压剪实验的冲击应力都较低, 因此, 一维应变与一维应力、压剪加载下金属玻璃塑性变形特性的差异可能是由于不同加载方式下上述特征原子团的不同演化所致.

4 结论

本文进行了 10—27 GPa 平面冲击应力范围内 Zr 基金属玻璃的自由面粒子速度剖面测量实验. 由速度剖面获得了冲击加载过程的轴向应力, 并通过轴向应力与静水压线的比较获得了剪应力. 通过对轴向应力和剪应力的分析表明, 尽管 Zr 基金属玻璃的 Hugoniot 弹性极限存在明显的松弛效应, 但总体上随着冲击应力的增加而增加; 塑性波阵面上的剪应力则显示出硬化效应后紧跟软化效应, 而且软化的幅度随冲击应力的增加而增加. 平面冲击加载下 Zr 基金属玻璃的上述剪应力变化特征与分子动力学模拟结果比较一致, 但与压剪实验结果和一维应力冲击实验结果不同, 这种差异可能与不同加载方式下金属玻璃某些特征原子团簇的不同演化有关.

感谢哈尔滨工业大学材料科学与工程系沈军教授提供样品材料, 感谢张毅、傅秋卫、汪小松、景海华、蓝强、方茂林、向曜明和靳开诚等在实验测试和运行中的帮助.

- [1] Johnson W L 1999 *MRS bull.* **24** 42
 [2] Inoue A 2000 *Acta Mater.* **48** 279
 [3] Wang W H, Dong C, Shek C H 2004 *Mater Sci Eng.* **44** 45
 [4] Schuh C A, Hufnagel T C, Ramamurty U 2007 *Acta Mater.* **55** 4067
 [5] Trexler M M, Thadhani N N 2010 *Prog Mater Sci.* **55** 759
 [6] Mashimo T, Togo H, Zhang Y, Uemura Y, Kinoshita T, Kodama M, Kawamura Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 241904
 [7] Xi F, Yu Y Y, Dai C D, Zhang Y, Cai L C 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 083537
 [8] Togo H, Zhang Y, Kawamura Y, Mashimo T 2007 *Mat. Sci. Eng. A* **449-451** 264
 [9] Turneure S J, Dwivedi S K, Gupta Y M 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 043514
 [10] Yuan F P, Prakash V 2007 *J Mater. Res.* **22** 402
 [11] Zhuang S, Lu J, Ravichandran G 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4522
 [12] Turneure S J, Winey J M, Gupta Y M 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1692
 [13] Turneure S J, Winey J M, Gupta Y M 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 063522
 [14] Yuan F P, Prakash V, Lewandowski J J 2010 *Mechanics and Materials.* **42** 248
 [15] Arman B, Luo S N, Germann T C, Cagin T 2010 *Phys. Rev. B* **81** 144201
 [16] Weng J D, Tan H, Wang X, Ma Y, Hu S L, Wang X S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 111101
 [17] Zaretsky E B, Kanel G I, Razorenov S V, Baumung K 2005 *Int. J. Impact Engng.* **31** 41
 [18] Hu J B, Tan H, Yu Y Y, Dai C D, Ran X W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 405 (in Chinese) [胡建波, 谭华, 俞宇颖, 戴诚达, 冉宪文 2008 物理学报 **57** 405]
 [19] Conner R D, Dandliker R B, Scruggs V, Johnson W L 2000 *Int. J. Impact Engng.* **24** 435

Plastic behavior of $Zr_{51}Ti_5Ni_{10}Cu_{25}Al_9$ metallic glass under planar shock loading*

Yu Yu-Ying[†] Xi Feng Dai Cheng-Da Cai Ling-Cang Tan Hua
Li Xue-Mei Hu Chang-Ming

(National key Laboratory of Shock Waves and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics,
Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 11 October 2011; revised manuscript received 12 April 2012)

Abstract

Planar shock compression experiments are performed on a Zr-based bulk metallic glass (BMG), $Zr_{51}Ti_5Ni_{10}Cu_{25}Al_9$ at peak shock stresses from 10 GPa to 27 GPa to investigate its plastic behavior under high pressure and high strain-rate. The particle velocity profiles measured at the free surface of the samples are analyzed to estimate longitudinal stresses of the Zr-based BMG in the shock loading process, and then shear stresses are obtained by comparing longitudinal stresses with a hydrostat. Though there is an obvious relaxation effect after elastic front, the Hugoniot elastic limit of the Zr-based BMG is found to increase with shock stress increasing. However, the shear stresses across the plastic shock front display stress hardening above the Hugoniot elastic limit followed by a stress relaxation (softening) to Hugoniot state, and the relaxation level also increases with shock stress increasing. The changes of shear stresses under planar shock compression are consistent with the results from molecular dynamic simulations, but obviously different from the pressure-shear impact experimental results or uniaxial stress impact experimental results.

Keywords: plastic behavior, shock loading, bulk metallic glass, shear stress

PACS: 62.50.+P, 62.20.Fe, 81.05.Kf

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10732010, 10972206, 11172281, 10802080), the NSAF (Grant No. 10776029/A06), the Science and Technology Foundation of National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics (Grant No. 9140C6701021102), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2010A0101001 and 2010B0101002).

[†] E-mail: yuyinyu@21cn.com