

铁基块体非晶合金在纳米压痕过程中的蠕变行为研究^{*}

彭 建 龙志林[†] 危洪清 李乡安 张志纯

(湘潭大学土木工程与力学学院 湘潭 411105)

(2008 年 7 月 29 日收到 2008 年 11 月 24 日收到修改稿)

利用纳米压痕技术研究了 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 铁基块体非晶合金的室温蠕变行为及不同的加载速率对该块体非晶合金蠕变变形的影响. $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 铁基块体非晶合金的室温蠕变变形与加载速率密切相关. 在 3—24 mN/s 加载速率下表现出显著的蠕变变形. 随着加载速率的减小, 蠕变变形逐渐变小. 当加载速率为 1 mN/s 和 0.75 mN/s 时, 蠕变变形基本消失. 采用 elastic-viscoelastic-viscous (EVEV) 模型对该铁基块体非晶合金的蠕变变形进行了模拟. 结果表明: EVEV 模型能很好地模拟实验数据(相关系数 R 达到 0.9392), 并得到了与该块体非晶合金内部结构有关的蠕变柔量和延迟谱. 基于室温蠕变速率敏感指数(m)的分析和纳米压痕的原子力显微镜(AFM)观测, 细致讨论了 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 铁基块体非晶合金的室温蠕变机制.

关键词: 块体非晶合金, 蠕变, EVEV 模型, 蠕变速率敏感指数

PACC: 6140, 6220H

1. 引言

块体非晶合金与传统晶体材料相比具有好的物理、化学及力学性能^[1-5], 因此, 它们是一类很好的结构或功能材料^[6]. 然而, 在拉伸和压缩实验中, 由于应变集中在剪切带内, 块体非晶在断裂前的塑性非常有限^[7-9]. 最近, 一些研究者根据纳米压痕仪具有极高的载荷和位移分辨率的特性, 运用纳米压痕方法研究了块体非晶的塑性变形机理^[10-13]. 在纳米压痕的载荷位移曲线中, 塑性变形以锯齿流变(pop-in)形式出现^[10], 并且锯齿流变在低加载速率下非常明显. Schuh 等^[12]和 Greer 等^[13]认为这与剪切带的形成和充分扩展有关.

目前, 尽管纳米压痕技术在研究块体非晶合金塑性变形方面取得了一定的成功, 但是对其与时间相关的蠕变变形研究比较少. 蠕变变形主要表现为材料在恒定温度和应力下应变随时间而增加的变形. 对于晶体材料, 蠕变的物理机理主要有位错蠕变和扩散蠕变. 低应力时, 位错运动停止或进行的很缓

慢, 但金属原子因扩散运动能连续移动发生蠕变. 这时扩散蠕变是主要的. 高应力下多为位错蠕变. 而非晶合金却没有类似的缺陷, 其蠕变机理尚不清楚, 因而需要更多研究者去探究. Ocelik 等^[14]、Kursumovic 等^[15]和 Russev 等^[16]用传统的高温拉伸蠕变实验对高玻璃转变温度的块体非晶合金(如 Ni 基和 Fe 基)的蠕变变形进行了研究. 他们认为其蠕变机理可能存在三个阶段. 第一阶段为在不破坏原子键的情况下, 局部剪切应力引起的局部原子的剪切运动. 第二阶段为整个应力分布不变情况下, 金属原子间的相互作用引起的局部原子结构的变化. 第三阶段为自由体积重分布引起的拓扑短程有序结构的变化. 传统的蠕变测试方法在高温蠕变研究中发挥了重要的作用, 但表征材料的室温蠕变性能是十分困难的. 另一方面, 根据纳米压痕技术在研究块体非晶合金塑性变形的成功应用及压痕法和传统方法测量传统材料的蠕变性能结果具有可比性^[17], 一些学者用纳米压痕技术来研究块体非晶合金的室温蠕变变形行为. Li 等^[18]和 Concustell 等^[19]利用纳米压痕技术对玻璃转变温度(T_g)不是很高的块体非晶合金(如 Ce

^{*} 湖南省科技计划(批准号 2008FJ3095)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: longzhi@xtu.edu.cn

基、La 基和 Pd 基等)的室温蠕变行为进行了研究. 研究发现,压痕蠕变导致用 Oliver-Pharr 方法^[20]得到的块体非晶合金的硬度和约化弹性模量产生较大的误差,蠕变微观机理可能为压痕应力场下原子的扩散和运动. 迄今为止,块体非晶合金的蠕变行为方面的研究还很有限,尤其是高玻璃转变温度的铁基块体非晶合金的室温蠕变方面的研究尚未见文献报道.

本文首先研究了高玻璃转变温度 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{0.96}\text{Cr}_4$ 铁基块体非晶合金在纳米压痕实验下的室温蠕变变形行为和不同加载速率对其蠕变变形的影响,然后用 elastic-viscoelastic-viscous (EVEV) 模型对其蠕变变形进行了模拟,并得到蠕变柔量和延迟谱,最后,基于室温蠕变速率敏感指数 (m) 的分析和纳米压痕的原子力显微镜 (AFM) 观测,细致讨论了 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{0.96}\text{Cr}_4$ 铁基块体非晶合金的室温蠕变机制.

2. 理论模型 :elastic-viscoelastic-viscous (EVEV) 模型

纳米压痕条件下, Yang 等^[21]根据 Kelvin 模型 (弹簧和黏壶并联) 的分析原理,将应力和应变的关系转变为载荷和位移的关系 (见图 1(a)),

$$h_{ve} = \frac{P_0}{K} (1 - e^{-Kt/\varphi}), \quad (1)$$

式中, h_{ve} 表示蠕变中的压痕位移, P_0 表示最大载荷, K 和 φ 分别为与弹簧的弹性常数 k 和黏壶的黏性系数 μ 有关的常数, t 表示蠕变时间. (1) 式描述了线黏弹性材料的压痕蠕变行为. 图 1(a) 中 P_e 和 P_v 分别为弹簧和黏壶的载荷, K_e 表示与弹簧的弹性常数有关的常数.

在压痕过程中,总位移包括瞬时弹性变形、塑性变形、黏弹性变形和黏性流动. 不考虑塑性变形,根据广义 Kelvin 模型 (一系列 Kelvin 模型与弹簧和黏壶串联) 可得出描述压痕蠕变变形的 EVEV 模型^[21] 如图 1(b) 所示,压痕蠕变的位移 h 为

$$h = \frac{P_0}{K_0} + \sum_{i=1}^n \frac{P_0}{K_i} (1 - e^{-K_i t / \varphi_i}) + \frac{P_0}{\varphi_0} t. \quad (2)$$

令 $P_0/K_0 = h_e$, $P_0/K_i = h_i$, $\varphi_0/P_0 = \mu_0$, $\varphi_i/K_i = \tau_i$ ($i = 1, 2, \dots, n$) (2) 式变为

$$h = h_e + \sum_{i=1}^n h_i (1 - e^{-t/\tau_i}) + t/\mu_0, \quad (3)$$

式中, h_e 表示第一个弹簧的压痕深度, h_i 表示第 i 个 Kelvin 体的压痕深度, μ_0 为与最后的黏壶黏性系数有关的常数, τ_i 是第 i 个 Kelvin 体的延迟时间, K_i 表示和第 i 个弹簧有关的常数, φ_i 表示和第 i 个黏壶有关的常数.

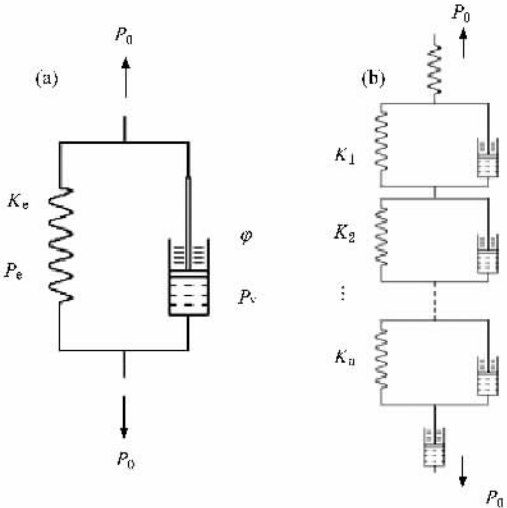


图 1 黏弹性变形模型 (a) 两单元 Kelvin 模型 (b) 广义 Kelvin 模型

3. 实 验

3.1. 块体非晶制备与表征

实验合金成分为 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{0.96}\text{Cr}_4$ (原子百分比表示), 将纯度大于 99.9% 的铁、钴、镍、铬、硼、硅, 按名义成分配制合金, 利用电弧炉熔炼成母合金锭, 然后分别用单辊急冷法和铜模铸造吸铸法制备非晶带和直径为 3 mm 的圆柱棒. 利用 X 射线衍射仪 (Cu 靶、 $K\alpha$ 射线, $\lambda = 0.15418$ nm) 对合金带和棒样品进行 X 射线衍射 (XRD) 分析, 都表现出典型的无尖锐晶化峰的非晶相; 采用差示扫描量热计 (DSC) 在加热速率为 0.67 K/s 下, 对其进行热稳定性分析, 得到玻璃化转变温度 T_g 、晶化温度 T_x 和过冷液相区宽度 $\Delta T (= T_x - T_g)$ 分别为 833 K、874 K 和 41 K.

3.2. 纳米压痕过程

纳米压痕实验使用的是 TriboIndenter 型纳米压痕仪, Berkovich 三棱锥金刚石压头, 压头尖端半径约为 150 nm, 载荷压力和位移精度分别为 3 nN 和

0.2 nm,温度为 298 K.压痕样品首先用逐渐变细的金相砂纸进行手工研磨,然后用金刚石研磨膏进行抛光到表面粗糙度小于 10 nm,最后用超声波进行清洗.单晶硅作为标准样品进行初始尖端校准. $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{96}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金通过载荷控制模式用不同的恒定加载速率(如 0.75,1,3,6,10,12 和 24 mN/s)加载到最大载荷为 231 mN 后保载 10 s,然后以加载速率相同的速率卸载到零.在每种加载速率下,样品在同样条件下重复测试 4 个点.

4. 结果与讨论

图 2 是 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{96}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金在不同加载速率下纳米压痕实验的荷载-位移($P-h$)曲线.可见,在保载阶段,随着加载速率的增加,蠕变现象越显著(如在 12 mN/s 时,蠕变平台宽约 14.2 nm).这一现象的产生与材料的黏弹性和黏性流动直接相关^[18-22].高加载速率下,黏弹性和黏性流动在加载过程中受到抑制,在保载阶段得到充分发展,表现为最大载荷处的明显蠕变变形;在低加载速率下,黏弹性和黏性流动变形在缓慢的加载过程中已基本完成,表现为最大载荷处的蠕变不明显.另外,我们还发现,残余深度随着加载速率的增加而增大.这可能是由于高加载速率下,产生了非牛顿流动而引起了黏度减小^[23-24],从而在同样的载荷下,高加载速率的变形更大.

由上述分析可知,随着加载速率的增加,加载阶段的黏弹性对保载阶段蠕变的影响减小,这说明当加载速率选择足够大时加载部分的黏弹性可以减到最小.但是,当加载速率太大,如在 24 mN/s 时该合金就出现了可能跟诱导剪切带的生成和流动缺陷的热弥散有关的载荷过冲现象^[21-24](见图 3),即实际的保载载荷高于设定的最大载荷(231 mN).综合考虑这两个方面,我们选择 12 mN/s 的加载速率用来进行蠕变分析.

图 4 显示用(3)式对 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{96}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金在 12 mN/s 加载速率下压痕蠕变与时间关系的非线性拟合结果.表 1 列出了用(3)式拟合实验结果得到的参数值和相关系数.由图 4 和表 1 可以知道,两个指数项($i=2$)和三个指数项($i=3$)模型都能很好地拟合实验数据,并且这两种模型的 R 值都比较高(分别为 0.9390 和

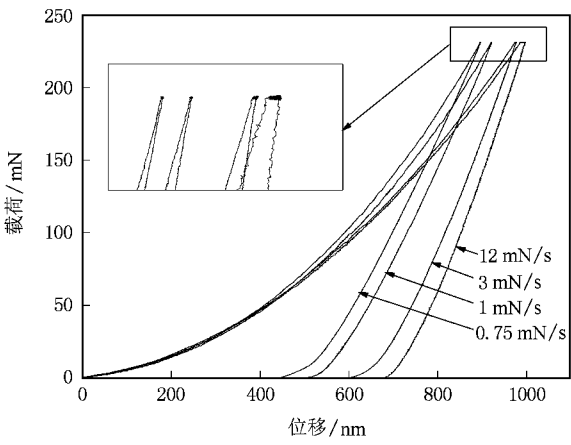


图 2 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{96}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金在不同加载速率下纳米压痕实验的荷载-位移($P-h$)曲线.内插图是图示部分的放大

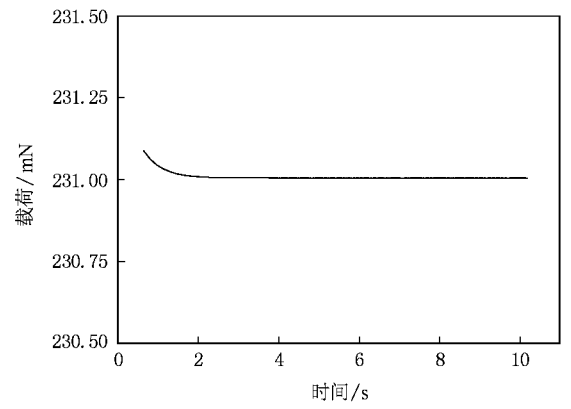


图 3 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{96}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金 24 mN/s 时保载阶段的载荷变化曲线

0.9392).但是在初始阶段,三个指数项模型比两个指数项模型符合得好.因此,本文选用三个指数项蠕变方程分析 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}]_{96}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金的蠕变变形.图 4 的结果还表明,压痕蠕变与传统的单轴压缩蠕变过程极为相似,均由两阶段组成:第一阶段主要发生在保载初期($0 < t < 2$ s),压头位移随时间迅速增加,蠕变速率逐渐降低,类似于瞬态蠕变;第二阶段发生在 t 从 2 s 到保载结束,位移以一极小的速率缓慢增加,蠕变速率逐渐达到恒定,与稳态蠕变类似.比较表 1 的参数值可知,两个指数项模型和三个指数项模型的 h_e 基本相同,且此值与实验值 320 nm 基本符合,这与 h_e 表示和时间无关的弹性变形的物理意义相符,同时也说明了在 12 mN/s 的加载速率下,加载部分的黏弹性对

保载阶段的蠕变影响较小.两指数项的蠕变变形 h_1 与 h_2 之和为 9.5 nm 和三指数项的 h_1, h_2 与 h_3 之和为 10.7 nm 与实验值 14.2 nm 也基本符合,这进一步说明该模型模拟 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}]_{0.96}\text{Nb}_{0.04}]_{0.6}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金的合理性.延迟时间 τ_1, τ_2

和 τ_3 表示不同的时间响应,它们反映了压痕载荷下非晶结构弛豫的影响;另外,我们还发现, τ_1 比 τ_2 和 τ_3 大得多,一些聚合物材料和玻璃转变温度较低的块体非晶^[18-21]也出现这种现象,这可能是由两种不同的蠕变机制引起的.

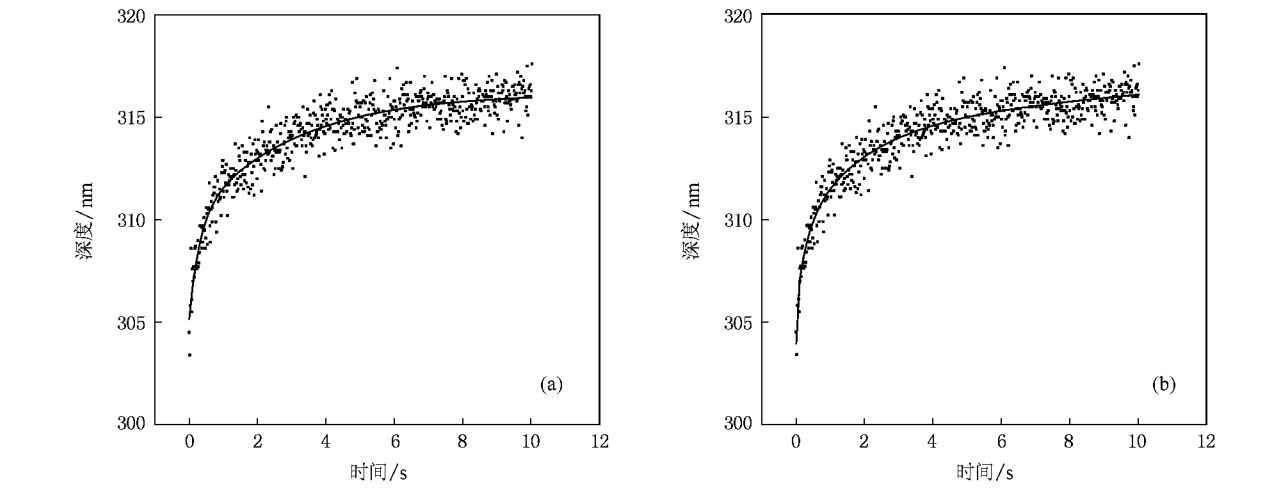


图 4 方程(3)不同指数项拟合的蠕变曲线(a) $i=2$ (b) $i=3$

表 1 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}]_{0.96}\text{Nb}_{0.04}]_{0.6}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金在压痕实验保载阶段用(3)式(i 取2和3)拟合得到的参数值和相关系数

	h_e	h_1	τ_1	h_2	τ_2	h_3	τ_3	μ_0	R
	/nm	/nm	/s	/nm	/s	/nm	/s	/s·nm ⁻¹	
$i=2$	304.9	5.6	1.73	3.9	0.21	—	—	6.2	0.9390
$i=3$	303.9	5.4	1.89	1.9	0.02	3.4	0.31	6.7	0.9392

蠕变方程的重要意义在于它与材料的其他力学性能有着密切的关系,一般可以通过蠕变方程得到反映蠕变位移和时间关系的蠕变柔量 $J(t)$,有

$$J(t) = \frac{A_0}{P_0 h_{in}} h(t) = \frac{A_0}{P_0 h_{in}} [h_e + h_1(1 - e^{-t/\tau_1}) + h_2(1 - e^{-t/\tau_2}) + h_3(1 - e^{-t/\tau_3}) + t/\mu_0]. \tag{4}$$

令 $J_e = A_0 h_e / P_0 h_{in}$, $J_i = A_0 h_i / P_0 h_{in}$ ($i=1, 2, 3$), $\eta_0 = P_0 h_{in} \mu_0 / A_0$ (4)式则可以变为

$$J(t) = J_e + J_1(1 - e^{-t/\tau_1}) + J_2(1 - e^{-t/\tau_2}) + J_3(1 - e^{-t/\tau_3}) + t/\eta_0, \tag{5}$$

式中 P_0 是最大载荷, A_0 为加载结束时的接触面积, h_{in} 定义为载荷达到最大时弹塑性位移之和, $J_e (= 1/E)$ 是没有黏弹性时的瞬时柔量, E 是瞬时弹性模量, J_i 是第 i 个 Kelvin 体的长期蠕变柔量. 根据(5)和(3)式拟合的参数,我们可以得出蠕变柔量随时间的变化(如图5所示).由图5可以看出,相似于非晶

聚合物蠕变柔量随着时间的增加而增大^[25].在非晶合金压痕蠕变实验中,柔量的增加对应于弹性模量的减小($E = 1/J$)^[22],反映更为显著的松弛现象.另外,在蠕变柔量曲线中出现了两个拐点,这种结果与由流变仪测得的结果相似^[26].

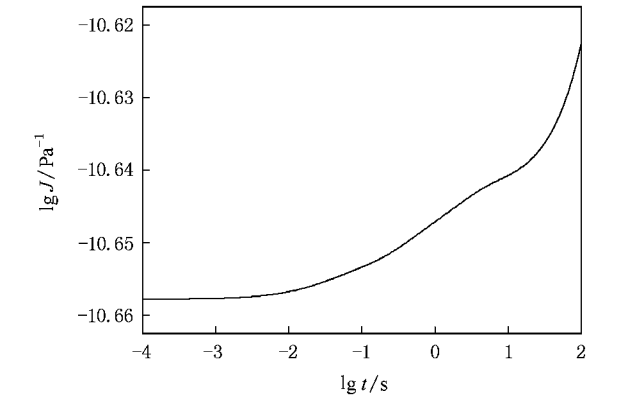


图 5 压痕蠕变过程中蠕变柔量和保载时间的关系

进一步研究蠕变柔量,我们可以得到 $\text{[(Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}]_{0.96}\text{Nb}_{0.04}]_{0.6}\text{Cr}_4$ 的室温压痕下的延迟谱 $L(\tau)$ ^[27],有

$$L(\tau) = dJ(t)/d\ln t - d^2J(t)/d(\ln t)^2 \big|_{t=2\tau}. \tag{6}$$

把(4)式代入(6)式中,得

$$I(\tau) = \left(\frac{h_1}{\tau_1^2} e^{-t/\tau_1} + \frac{h_2}{\tau_2^2} e^{-t/\tau_2} + \frac{h_3}{\tau_3^2} e^{-t/\tau_3} \right) \frac{A_0}{P_0 h_{in}} t^2 \Big|_{t=2\tau} \quad (7)$$

图6为 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金室温压痕下的延迟谱.它直接以权重函数的形式表示出不同延迟时间 τ 相应的Kelvin单元对 $I(t)$ 的贡献.由图6可知,类似于非晶薄带延迟谱中有三个峰,Ocelik等^[14]认为这种现象与非晶合金弛豫过程中的化学短程序和拓扑短程序变化相关.Bernatz等^[25]认为,这些极值表示延迟过程的集中,可以通过它们对柔量的贡献测得.这些现象和块体非晶结构的关系尚不完全清楚,需要进一步的研究.

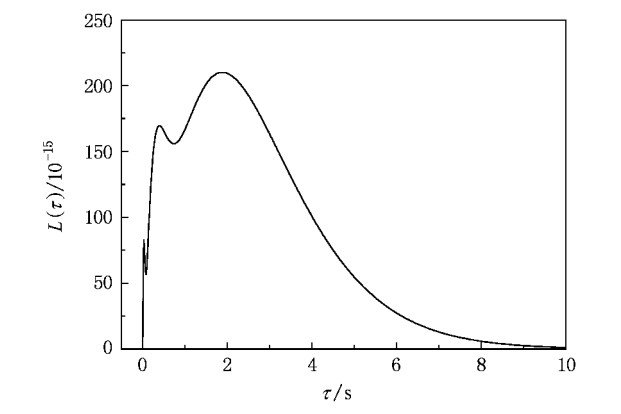


图6 纳米压痕蠕变实验中(7)式得到的 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金延迟谱

根据接触刚度 S 和瞬时压入深度 h 的线性关系^[28],可以得出保载段瞬时硬度 H 和瞬时压入深度 h 的关系,再由图4所示的保载段的 $h-t$ 曲线可计算 H 和保载时间 t 的双对数曲线,且 $\lg H$ 和 $\lg t$ 存在线性关系(见图7),其斜率即为压痕蠕变速率敏感指数 m 的相反数^[29].由图7可知, $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}$

$\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 块体合金在12 mN/s时的 m 值为0.00582, H 在保载过程中逐渐减小,但在整个保载阶段的变化较小,其值在13.9—14.4 GPa之间.为了比较,我们还计算出 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 块体合金在6和10 mN/s加载速率下的 m 值分别为0.00339和0.0043.由于 m 值远小于1,表明 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 在室温下的压痕蠕变变形为非均匀变形,且 m 值随加载速率的增加,略有增大,表明蠕变抗力减小,而块体非晶的塑性变形主要由剪切带的形成和扩展引起.因此,推导该材料的压痕蠕变可能由高加载速率下压头周围材料多重剪切带的形成和扩展导致材料的软化引起,而低加载速率下,单个剪切带的形成和扩展不足以使压痕周围材料软化.在10 mN/s的加载速率下,我们用原子力显微镜(AFM)观测到由剪切带扩展引起的pile-up现象(见图8),堆起高度达69.852 nm,这进一步证实了上述的推导.

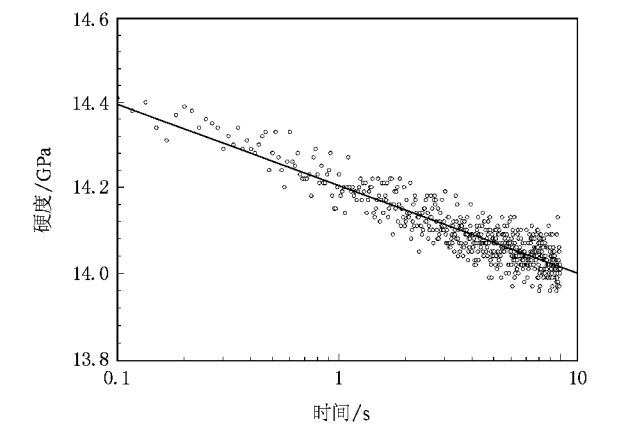


图7 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金在加载速率为12 mN/s时的硬度和时间的双对数关系

Kim等^[30]用Berkovich压头在最大载荷为60 mN,加载速率2 mN/s下对Zr-Cu-Ni-Al-Ti进行室温

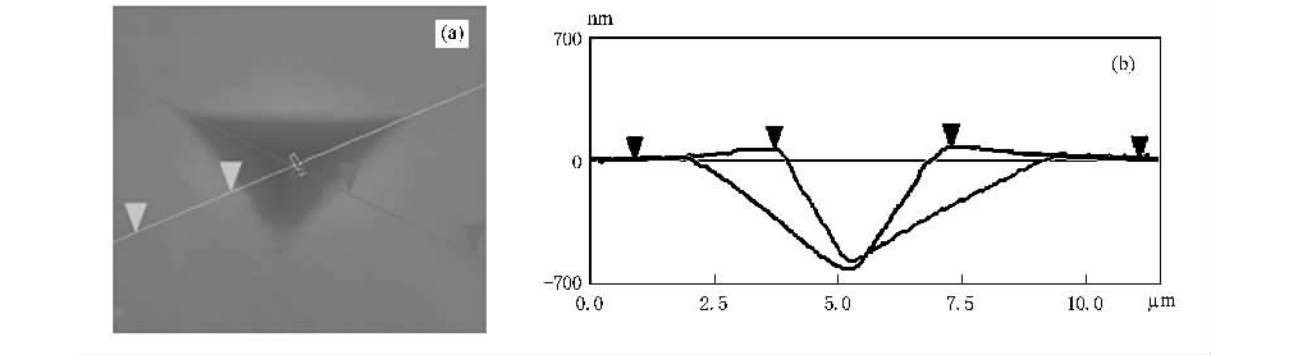


图8 $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ 块体非晶合金纳米压痕的(a)AFM图和(b)截面分析

纳米压痕实验发现,温度只升高了 0.05 K. Li 等^[31]采用 Berkovich 压头压入试样表面,达到最大载荷后并保载,由于施加应力一般在几到几十 GPa,包括陶瓷、金刚石在内的绝大多数材料在室温可发生类似拉伸蠕变在 $0.5 T_m$ 到熔点温度范围发生的蠕变现象. 本文纳米压痕实验,载荷在 231 mN 下,由适用于纳米压痕实验的经验公式 $H \approx K \cdot \sigma_y$ ($K \approx 3$)^[32],可得出压痕附近材料的应力不小于屈服强度 σ_y 为 4.73 GPa,或不小于该材料由宏观压缩实验测得的屈服强度 σ_y 为 3.86 GPa^[33](压痕周围材料发生了塑性变形). 因此,本文 $(\text{Fe}_{0.6} \text{Co}_{0.4})_{0.75} \text{B}_{0.2} \text{Si}_{0.05} \text{Nb}_{0.04} \text{Cr}_4$ 的室温纳米压痕蠕变变形可能主要因局部高应力产生,在弹塑性区域,压头正下方材料的主应力比样品表面材料大,导致产生化学势梯度和扩散流动,从而产生压痕蠕变,温度的影响可以忽略. 高应力下,加载速率的增加一方面使多重剪切带开动,在保载阶段,剪切带才充分扩展从而发生蠕变现象;另一方面,高应力下也可能产生纳米晶粒且大的

加载速率纳米晶化产生的晶粒尺寸较大^[34,35],而晶界的滑移和运动是纳米材料变形的的主要机制^[36],这也可能有利于蠕变现象的产生.

5. 结 论

1) 在纳米压痕实验中, $(\text{Fe}_{0.6} \text{Co}_{0.4})_{0.75} \text{B}_{0.2} \text{Si}_{0.05} \text{Nb}_{0.04} \text{Cr}_4$ 块体非晶合金出现了室温蠕变现象,并且蠕变现象随着加载速率的增加而显著.

2) 保载阶段的蠕变可以分为两个阶段:在初始阶段,蠕变变形的速率很大,变形呈指数上升;随后进入稳态过程,蠕变变形随时间变化很小.

3) 保载阶段的压痕蠕变变形用 EVEL 模型进行了描述,模型和实验数据符合得相当好,并根据此模型获得了蠕变柔量和延迟谱.

4) $(\text{Fe}_{0.6} \text{Co}_{0.4})_{0.75} \text{B}_{0.2} \text{Si}_{0.05} \text{Nb}_{0.04} \text{Cr}_4$ 块体非晶合金的室温纳米压痕蠕变行为可能主要因局部高应力产生.

[1] Concustell A, Zielinska M, Revesz A, Varga L K, Surinach S, Baro M D 2004 *Intermetallics* **12** 1063

[2] Leonhard A, Xing L Q, Heilmaier M, Gebert A, Eckert J, Schultz L 1998 *Nanostruct. Mater.* **10** 805

[3] Ohtsuki M, Tamura R, Takeuchi S, Yoda S, Ohmura T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4911

[4] Pang S J, Zhang T, Asami K, Inoue A 2002 *Acta Mater.* **50** 489

[5] Liu L, Sun M, Chen Q, Liu B, Qiu C L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1930 (in Chinese) [柳林、孙民、谌祺、刘兵、邱春雷 2006 物理学报 **55** 1930]

[6] Salimon A I, Ashby M F, Brechet Y 2004 *Mater. Sci. Eng. A* **375-377** 385

[7] Mukai T, Nieh T G, Kawamura Y, Inoue A, Higashi K 2002 *Scripta Mater.* **46** 43

[8] Deng Y F, Yang F, Yang J L, Zhang W 2007 *Chin. Phys.* **16** 2051

[9] Subhash G, Dowding R J, Kecskes L J 2002 *Mater. Sci. Eng. A* **334** 33

[10] Golovin Y I, Ivolgin V I, Khonik V A, Kitagawa K, Tyurin A I 2001 *Scripta Mater.* **45** 947

[11] Schuh C A, Nieh T G 2003 *Acta Mater.* **51** 87

[12] Schuh C A, Lund A C, Nieh T G 2004 *Acta Mater.* **52** 5879

[13] Greer A L, Castellero A, Madge S V, Walker I T, Wilde J R 2004 *Mater. Sci. Eng. A* **375-377** 1182

[14] Ocelik V, Csach K, Kasardova A, Bengus V Z 1997 *Mater. Sci. Eng. A* **226-228** 851

[15] Kursumovic A, Cantor B 1996 *Scripta Mater.* **34** 1655

[16] Russew K, Hey P D, Sietsma J, Beukel A V D 1997 *Acta Mater.* **45** 2129

[17] Lucas B N, Oliver W C 1999 *Metall. Mater. Trans. A* **30** 601

[18] Li W H, Shin K, Lee C G, Wei B C, Zhang T H, He Y Z 2008 *Mater. Sci. Eng. A* **478** 371

[19] Concustell A, Sort J, Greer A L, Baro M D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 171911

[20] Oliver W C, Pharr G M 1992 *J. Mater. Res.* **7** 1564

[21] Yang S, Zhang Y W, Zeng K Y 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3655

[22] Zhang L C, Wei B C, Xing D M, Zhang T H, Li W H, Liu Y 2007 *Intermetallics* **15** 791

[23] Heilmaier M 2001 *J. Mater. Proc. Tech.* **117** 374

[24] Bletry M, Guyot P, Brechet Y, Blandin J J, Soubeyrou J L 2004 *Intermetallics* **12** 1051

[25] Bernatz K M, Echeverria I, Simon S L, Plazek D J 2002 *J. Non-Cryst. Solids* **307-310** 790

[26] Khonik V A, Kosilov A T, Mikhailov V A, Sviridov V V 1998 *Acta Mater.* **46** 3399

[27] Ferry J D 1980 *Viscoelastic Properties of Polymers* (New York: Wiley) p83

[28] Tan M X 2005 *Acta Metall. Sin.* **41** 1020 (in Chinese) [谭孟曦 2005 金属学报 **41** 1020]

[29] Zhang J M, Xu K W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2439 (in Chinese) [张建民、徐可为 2004 物理学报 **53** 2439]

[30] Kim J J, Choi Y, Suresh S, Argon A S 2002 *Science* **295** 654

[31] Li W B , Henshall J L , Hooper R M , Easterling K E 1991 *Acta Mater.* **39** 3099

[32] Schuh C A , Nieh T G 2004 *J. Mater. Res.* **19** 46

[33] Long Z L , Shao Y , Xie G Q , Zhang P , Shen B L , Inoue A 2008 *J. Alloys Compd.* **462** 52

[34] Ye F , Lu K 1999 *Acta Mater.* **47** 2449

[35] Jiang W H , Pinkerton F E , Atzmon M 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 9287

[36] Schiotz J , Tolla F D D , Jacobsen K W 1998 *Nature* **391** 561

Creep behavior of a Fe-based bulk amorphous alloy using nanoindentation ^{*}

Peng Jian Long Zhi-Lin[†] Wei Hong-Qing Li Xiang-An Zhang Zhi-Chun
(College of Civil Engineering and Mechanics , Xiangtan University , Xiangtan 411105 , China)
(Received 29 July 2008 ; revised manuscript received 24 November 2008)

Abstract

The creep behavior of a $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ bulk amorphous alloy and effects of different loading rates on its creep deformation behavior were investigated using nanoindentation technique at room temperature. It is found that the creep deformation of this alloy is strongly dependent on the indentation loading rate : when the loading rate ranges from 3 to 24 mN/s , distinct creep deformation occurs ; but when the loading rate decreases to 1 mN/s or 0.75 mN/s , the creep deformation is completely suppressed. The creep deformation behavior of the $(\text{Fe}_{0.6}\text{Co}_{0.4})_{0.75}\text{B}_{0.2}\text{Si}_{0.05}\text{Nb}_{0.04}\text{Cr}_4$ bulk amorphous alloy was modeled using the elastic-viscoelastic-viscous (EVEV) model and a high correlation coefficient (R) of 0.9392 was obtained , implying that this creep behavior studied can be well described by the EVEV model. Based on the EVEV model , the creep compliance and retardation spectrum , which are related to the interior structure of the bulk amorphous alloy , were further calculated by the EVEV model. Finally , the creep mechanism at room temperature was discussed in detail according to the analysis of the creep rate sensitivity index (m) as well as the observation on the morphology of indents using the atomic force microscope (AFM).

Keywords : bulk amorphous alloy , creep , EVEV model , creep rate sensitivity index

PACC : 6140 , 6220H

^{*} Project supported by the Planned Science and Technology Project of Huan Province , China(Grant No.2008FJ3095).

[†] Corresponding author. E-mail :longzl@xtu.edu.cn