中国科学: 物理学 力学 天文学

2020年第50卷第6期:067004

SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica

physcn.scichina.com



论文

非晶合金材料科学前沿论坛专题



## 铁磁性非晶合金中受磁化调制的局域流变



黄波,王刚\*

上海大学材料科学与工程学院材料研究所,上海 200444 \*联系人, E-mail: g.wang@shu.edu.cn

收稿日期: 2019-09-14; 接受日期: 2019-10-31; 网络出版日期: 国家重点基础研究发展计划(编号: 2015CB856800)、国家自然科学基金(编号: 51901122, 51761135125, 51671120)和香港研究资助局一般研究 基金项目(编号: 9054013)资助

**摘要** 本文研究了铁磁性非晶合金的磁化和不均匀结构的动态弛豫过程的相互作用.研究发现,铁磁性非晶合金的磁化态可以通过表面磨损来被改变.伴随磁化态的改变,非晶合金在纳米压痕实验下的局域动态力学行为发生变化.结合三参量黏弹性模型和态转变理论分析发现,通过磁化,非晶合金的微观结构可以被明显改变,其类液区的有效体积、黏度和弛豫时间可以增加3倍以上.与上述现象相反,通过在弹性极限下的纳米压痕循环加载试验,非晶合金的类液区在纳米尺度上的局域流变可以擦除其磁化效应.非晶合金的磁化和局域流变过程的相互作用与其中的自旋-轨道耦合有关;其磁化态和类液区的变化并不影响其与理想玻璃态相关的瞬时剪切模量.该研究有助于理解非晶态磁性材料的动态磁-力学性能,对其应用有着重要的意义.

关键词 铁磁性非晶合金,动态磁-力学性能,结构非均匀性,动态弛豫

PACS: 75.50.Kj, 81.40.Jj, 75.80.+q, 46.35.+z

#### 1 引言

不同于相应的晶态材料,非晶态材料或玻璃态物 质源于其无序结构有着独特的弛豫、力学和物理性 能,并在凝聚态物理领域引起了广泛的研究兴趣<sup>[1]</sup>.根 据Adam-Gibbs理论、模式耦合理论、随机一级相变 理论、自由体积理论、剪切形变区等流变缺陷模型, 玻璃态物质,特别是脆性(fragile)玻璃态物质,通常具 有由构型熵、密度、自由能或自由体积的微观涨落引 起的不均匀结构<sup>[1,2]</sup>.利用中子散射、X射线衍射、动 态力学分析(Dynamic Mechanical Analysis, DMA)等 技术已经证实, 玻璃态物质多样的动态弛豫行为与其 结构松散区域中的原子或团簇的振动、转动和跃迁紧 密相关<sup>[3-5]</sup>.这些局域原子、团簇的重排或演化对玻璃 态物质的玻璃转变、晶化甚至力学行为都有着重要的 影响. 据报道, 除了改变成分、制备工艺, 玻璃态物质 的结构不均匀性和动态弛豫行为还可以通过热处理和 不均匀变形来调控<sup>[6]</sup>. 另外, 众所周知, 材料的微观结 构和力学性能也可以通过磁化来改变. 在磁场下, 由于 磁化过程和应变的相互作用, 样品中会出现体磁致伸 缩、Joule磁致伸缩、Weidemann和ΔE效应等<sup>[7,8]</sup>. 数十 年前已有报道在软磁非晶合金中存在明显的宏观ΔE

引用格式: 黄波, 王刚. 铁磁性非晶合金中受磁化调制的局域流变. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 067004 Huang B, Wang G. Magnetization-affected localized flows in ferromagnetic metallic glass (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 067004, doi: 10.1360/SSPMA-2019-0325 效应<sup>[9-12]</sup>. 我们先前的研究表明, 在铁基非晶合金中会 出现由应力磁化导致的亚微米尺度的弹性不均匀 性<sup>[13]</sup>. 然而, 对玻璃态物质纳米尺度的动力学不均匀 性和磁场(或磁化过程)相互作用的研究很少.

我们选择具有简单的原子密堆结构的铁磁性非晶 合金来研究上述问题.通过纳米压痕实验,揭示了磁化 对铁磁性非晶合金的动态弛豫行为、局域结构不均匀 性的显著影响,以及局域流变对磁化结果的擦出效应. 研究结果对于理解玻璃态物质的力学、磁学性能以及 推动其应用有着重要的意义.

#### 2 实验方法

我们使用铜模吸铸法和单辊甩带法制备了完全非 晶态的居里温度(T<sub>c</sub>)为596 K的宽40 µm的Fe<sub>83</sub>C<sub>1</sub>B<sub>11</sub>Si<sub>2</sub>P<sub>3</sub> 条带(具体见文献[14]). 我们在很小的正向载荷(100 µN) 下在条带的自由面磨损出深约100 nm的20 µm×20 µm 的光滑方形区域,得到不同的局域的磁性态(具体见补 充材料). 我们使用Bruker公司的Dimension Icon<sup>®</sup>磁力 显微镜(Magnetic Force Microscopy, MFM)探测制备的 条带的自由面和被划区域的局域磁性态. 探测使用抬 起模式(Lift Mode), 探测针头的抬起高度恒定为 150 nm. 我们使用Hysitron公司的TI 950 纳米压痕仪 测试条带表面的动态力学性能. 纳米压痕仪配有直径 为1.181 µm的球形压头. 在每个位置, 我们使用加载-保载-卸载的模式(见图S1)用纳米压痕仪测试三次, MFM和纳米压痕仪测试均在室温下进行. 我们还在无 磁性的Zr<sub>65</sub>Cu<sub>15</sub>Ni<sub>10</sub>Al<sub>10</sub>非晶合金条带上做同样的实验, 以作对比.

#### 3 实验结果及讨论

#### 3.1 铁磁性非晶合金磁化状态的调控

MFM探测的铁磁性非晶合金条带的自由面的磁 化相位图如图1(a)所示.与无磁性的条带相似(见图 S2),磁化相位角ø的绝对值均在0.08°以下.这表明,由 于铁磁性非晶合金长、薄条带较强的形状各向异性, 磁矩方向主要平行于条带表面<sup>[15,16]</sup>.在铁磁性非晶合 金条带表面的磨损区域可以观测到明显的规则的磁畴 结构,如图1(b)所示.相位角ø在–0.21°–0.26°之间波动. 磁畴的宽度大约为3 µm或7 µm.磁畴被方向交替朝上 (红色和黄色的峰)和朝下(蓝色的谷)的锯齿状的布洛 赫壁分隔开<sup>[16]</sup>.即使存在较强的形状各向异性,垂直 于条带表面的磁化态仍然存在.这可能是条带表面区 域被去除以及磨损产生的结构缺陷对磁畴壁的钉扎等 所导致的<sup>[15]</sup>.

## **3.2** 铁磁性非晶合金磁化状态的改变对其结构不均匀性的影响

在制备的铁磁性非晶合金条带自由面及其磨损区 域的O.A.B和C位置(如图1(a)和(b)中的黑色圆圈所标 记)的第一次纳米压痕载荷(P)-位移(h)曲线如图2(a)所 示. 在0.005 s的瞬时加载下,每个位置的加载曲线几乎 重叠. 在4000 uN的峰值载荷下弛豫0.1 s以后, 纳米压 痕压入深度h从O点,到B点,到C点,再到A点逐渐增加. 以-40 mN/s的恒定速度卸载后,在不同位置的位移h都 恢复为零. 这表明纳米压痕过程中的变形都是在非晶 合金的弹性极限内进行的.为了清晰地分析在不同位 置的弛豫行为,我们画出了在保载阶段随着弛豫时间 (t-t<sub>o</sub>)变化的纳米压痕弛豫深度(h<sub>o</sub>)曲线,如图2(b)所示. 在相同的弛豫时间t-to下, h。从O点, 到B点, 到C点, 再到 A点逐渐增加.在A点,B点和C点比在O点需要更多的 时间让h.弛豫到饱和值. 纳米压痕卸载时, 在O点, A点, B点和C点随P<sup>2/3</sup>变化的h曲线如图2(c)所示.根据Hertzian理论<sup>[17]</sup>,在弹性极限内准静态的纳米压痕深度  $h_{ela}=[3P(1-v)/8R^{1/2}G]^{2/3}$ ,式中R为纳米压痕压头半径,v 和G分别为样品的泊松比和剪切模量,在大载荷P下, 所有的卸载曲线平行,并且h的变化正比于 $P^{2/3}$ ,符合 Hertzian理论. 当载荷P较小时, 由于磁弹性耦合效应, 在A点, B点和C点的卸载曲线偏离Hertzian理论, 这些 结果和非磁性非晶合金的不一样. 对于非磁性非晶合 金条带,在其自由面的O'点和磨损区域的A'点的纳米 压痕曲线重合(图2(a)-(c)中虚线),并且卸载曲线都符 合Hertzian理论(图2(c)中青色拟合曲线).因此, 磨损处 理在样品表面仅引起少量的结构缺陷,对无磁性非晶 合金的纳米压痕曲线几乎不产生影响. 但磨损处理会 使铁磁性非晶合金垂直于条带表面的磁化态稳定存 在,从而导致其在纳米压痕过程中的一系列异常的现 象. 根据我们先前的研究, 在大载荷P下的纳米压痕曲 线可以用下面的公式拟合,即

$$h = h_{\rm mag} + h_{\rm ela},\tag{1}$$



**图 1** (网络版彩图) (a) 铁基非晶合金条带的自由面及(b)其磨损区域的磁化相位角图. 纳米压痕位置用黑色圆圈标记 Figure 1 (Color online) The magnetic phase images of (a) spun ribbon and (b) scratched area of the Fe-based MG. The nanoindentaion positions are marked by the black circles.



**图 2** (网络版彩图) (a) 在铁磁性非晶合金的O, A, B, C位置以及无磁性非晶合金的O'和A'位置的纳米压痕P-h曲线. (b) 纳米压 痕保载时间内的在O, A, B, C, O'和A'位置的弛豫曲线. 实线为用等式(4)拟合的结果. (c) 卸载过程中在O, A, B, C, O'和A'位置 随P<sup>23</sup>变化的h曲线. 虚点线和青实线是用等式(1)和Hertzian理论拟合的结果. (d) 随h<sub>mag</sub>变化的平均绝对磁化相位角R<sub>a, \u03c6</sub>. 图中 虚线是为了方便观察

**Figure 2** (Color online) (a) The nanoindentation *P*-*h* curves at the positions O, A, B and C of the ferromagnetic glass, and the corresponding O' and A' of the nonmagnetic glass. (b) The creeping curves during the holding time at the positions O, A, B, C, O' and A'. The thick solid lines are the fitting results of eq. (4). (c) The unloading  $P^{2/3}$ -dependent *h* curves at the positions O, A, B, C, O' and A'. The dash-dotted line and the cyan line are the fitting lines with eq. (1) and the Hertzian theory. (d) The  $h_{mag}$ -dependent average absolute phase degree  $R_{a,\phi i}$ . The dashed line is guide for the eye.

式中*h*<sub>mag</sub>是由磁弹性耦合效应所贡献的最大的纳米压 痕深度.我们发现用公式(1)拟合不同位置的纳米压痕 曲线得到的*h*<sub>mag</sub>(如表S1所列)和纳米压痕探测区域(面 积约为1 µm<sup>2</sup>)的平均绝对磁化相位角*R*<sub>a,oi</sub>大致呈正比

(图2(d)).  $R_{a,\phii}$ 定义为(1/N) $\sum_{i=1}^{N} |\phi_i|$ ,其中 $\phi_i$ 为i位置的磁化相位角.在纳米压痕实验的正向压应力下,发生转动的垂直于样品表面的磁矩越多,即 $R_{a,\phii}$ 越大<sup>[18]</sup>,由磁

弹性效应引起的位移*h*<sub>mag</sub>也越大.因此,*h*<sub>mag</sub>可以反应 纳米压痕位置垂直于样品表面的磁化强度.

在动态力学意义上,非晶合金的结构通常被认为 是不均匀的,是由纳米尺度的类液区和类固区所组成 的<sup>[19-21]</sup>.对于具有相同玻璃态的非晶合金,关联尺度 以上区域的平均动态力学结构演化行为也是相同 的<sup>[19,22]</sup>.制备的铁基非晶合金条带自由面及其磨损区 域明显不同的纳米压痕曲线表明磁化对其动态力学弛 豫行为产生影响.考虑到磁-应力耦合效应,铁磁非晶 合金可以被看成是由弹性类固态基底和分散于其中的 类液区组成的"复合"材料,并且所有部分都具有磁矩, 如图3(a)和(b)所示.在动态结构演化过程中,类液区中 的原子或团簇的转动或平动,或局域流动被激活,引起 非弹性变形,而类固区的结构发生弹性变形,如图3(c) 所示<sup>[22,23]</sup>.由于自旋-轨道耦合效应,磁矩或磁化强度



**图 3** (网络版彩图) (a) 铁基非晶合金局域不均匀性示意图. 红色区域、周围的蓝色区域和白色箭头分别表示类液区、 类固弹性基底和磁矩,如图(b)所示. (c) 原子或团簇(红色箭 头)的平动和转动(蓝色椭球),即非晶合金中受磁化影响的被 弹性基底(黑色椭球)包裹的类液区在纳米尺度上的局域流 变.磁矩自旋(绿色和黑色箭头)和局域结构相互耦合. (d) 非 晶合金动态力学弛豫过程的三参量黏弹性模型

**Figure 3** (Color online) (a) Schematic illustration of the zones of local heterogeneity in ferromagnetic MG. The red regions, blue surroundings and white arrows represent the liquid-like cores, elastic matrix and magnetic moments, respectively, as illustrated in (b). (c) Sketch of the translational and rotational motion (red arrows) of atoms or clusters (blue ellipsoids), i.e., magnetization-dressed nano-flows in the liquid-like cores surrounded by elastic matrix (dark ellipsoids) in the MG. The spins (green and black arrows) couple with the local structure. (d) The three-parameter viscoelastic model of the dynamic relaxation process in the MG.

方向与局域的各向异性原子结构相互耦合<sup>[16]</sup>.在不同 的磁性态,类液区的微观结构也会不同.类液区的激 活不仅会受到外界施加应力的影响,也会与类液区内 部磁矩间的相互作用及类液区外部原子或团簇的有效 磁场相关.我们使用简单的剪切应力τ下的由并联的弹 簧和Maxwell单元组成的三参量黏弹性模型来描述具 有不同磁性态的铁磁性非晶合金动态结构演化过程 (如图3(d)). 三参量模型的本构关系式可以表示为<sup>[24]</sup>

$$\dot{\gamma} + \frac{G_{\rm I}G_{\rm II}}{\eta(G_{\rm I} + G_{\rm I})}\gamma = \frac{\dot{\tau}}{G_{\rm I} + G_{\rm II}} + \frac{G_{\rm II}}{\eta(G_{\rm I} + G_{\rm II})}\tau,$$
 (2)

式中ŋ表示黏壶的黏度, G<sub>1</sub>和G<sub>II</sub>分别表示并联弹簧和 串联弹簧的剪切模量.为了阐明等式(2)的物理意义, 我们从平均场的角度通过态转变理论分析了在弹性极 限下的变形过程中构型的转变,得到(具体见补充 材料)

$$\dot{\gamma} + 2\nu e^{-\frac{\Delta G}{kT}}\gamma = \frac{\dot{\tau}}{\mu} + 2\nu e^{-\frac{\Delta G}{kT}} \left(\frac{\beta\Omega}{kT} + \frac{1}{\mu}\right)\tau,$$
(3)

式中v,  $\Delta G$ , k, T,  $\mu$ ,  $\beta \pi \Omega \Omega \beta$ 别是特征频率、构型转变 激活能、波尔兹曼常数、温度、瞬时剪切模量、类液 区的敏感系数和激活体积.由于式(2)和(3)等价,我们 得到 $G_{I} = \mu/(1+\alpha)$ ,  $G_{II} = a\mu/(1+\alpha)$ ,  $\alpha = \beta \Omega \mu/kT$ ,  $\eta = t_{c}\mu$ 以及 $t_{c} = e^{\Delta G/kT}/(2v)$ .如果 $\alpha$ 趋于无穷大, $G_{I}$ ~0 GPa,  $G_{II} \sim \mu$ .这相应于变形过程中,非晶合金的类固 态的弹性基底被完全破坏,其结构完全呈现为类液态. 另一方面,如果 $\alpha$ 趋于零, $G_{I} \sim \mu$ 并且 $G_{II} \sim 0$  GPa.这相应 于不含类液态的完全类固态的弹性非晶态结构.所以,  $\alpha$ 可以视为体现非晶合金在动态弛豫过程中类液区效 应的参量. $G_{II}$ 反应类液区所贡献的剪切模量或者玻璃 态系统的构型熵<sup>[22,25]</sup>. $G_{I}$ 是准静态弹性模量,并且  $G_{I} = \mu - G_{II}$ .如下文所要阐明, $t_{c}$ 为系统的弛豫时间, $\eta$ 表 示类液区的黏度.

下一步,我们将使用上述模型来分析不同位置的 纳米压痕曲线以研究磁化对铁磁性玻璃态物质的动态 力学不均匀性的影响.通过积分变换(具体见补充材 料),与式(2)一致的纳米压痕保载曲线可以表示为

$$h_{\rm c} = \left(\frac{3(1-\upsilon)P}{8\sqrt{R}(G_{\rm I}+G_{\rm II})}\right)^{2/3} \times \left(\left(\frac{G_{\rm II}}{G_{\rm I}}(1-{\rm e}^{-(t-t_0)/t_{\rm c}})+1\right)^{2/3}-1\right),\tag{4}$$

式中 $t_c = \eta/\mu = e^{\Delta G/kT} / (2\nu)$ . 可见,  $t_c$ 正是表观弛豫时间, 即系统的弛豫时间. 我们使用等式(4)非线性拟合实验 数据(图2(b)中粗线), 得到 $G_1$ ,  $G_{II}$ 和 $\eta$ 等黏弹性参量的数 值(见补充材料). 相应地, 室温下(T = 293 K),  $\mu$ ,  $t_c$ 和 $\beta\Omega$ 的数值也可以计算得到. 拟合得到的数值列于表S1中.

在磨损区域,铁磁性非晶合金的黏弹性参数随  $h_{mag}$ 发生明显变化; 而铁磁性非晶合金的黏弹性参数 变化很小. 铁磁性非晶合金随 $h_{mag}$ 变化的 $G_{II}$ 和 $\beta\Omega$ 如图 4(a)所示. 随 $h_{mag}$ 或垂直于样品表面的磁化强度的增 加,  $G_{II}$ 从8.6 GPa增加到44.6 GPa,  $\beta\Omega$ 从0.39×10<sup>-5</sup>增加 到2.56×10<sup>-5</sup> nm<sup>3</sup>. 这表明磁化对非晶合金的构型熵和 类液区的有效体积存在显著影响. 铁磁性非晶合金类 液区的黏度 $\eta$ 和弛豫时间 $t_c$ 也随着 $h_{mag}$ 增加(如图4(b)所 示). 随着磁化强度的增加,  $\eta$ 从8.1增加到100 MPa s,  $t_c$ 从0.79增加到3.91 ms. 由于 $\Delta G = kT \ln(2vt_c)(v$ 近似等于 德拜频率), 可以计算得到随着磁化强度的增加 $\Delta G$ 从 0.604增加到0.645 eV(见表S1和图S3). 在纳米压痕实 验中,铁磁性非晶合金的 $\beta\Omega$ ,  $t_c$ 和 $\Delta G$ 随着磁化强度增 加的现象与Vit105合金的 $\beta\Omega$ ,  $t_c$ 和 $\Delta G$ 随着最大载荷增



**图 4** (网络版彩图)随着 $h_{mag}$ 变化的(a)  $G_{II}$ ,  $\beta\Omega$ 和(b)  $\eta$ ,  $t_c$ . 方 形、圆形和菱形符号分别表示第一次、第二次和第三次纳 米压痕循环加载的数据. 图中带箭头的曲线是为了方便观察 **Figure 4** (Color online) The  $h_{mag}$  dependent (a)  $G_{II}$ ,  $\beta\Omega$ ; and (b)  $\eta$ ,  $t_c$ . The square, circle and diamond symbols are the data for the first, second and third cycling nanoindentaion, respectively. The lines with arrows are guide for the eye.

加的现象十分类似<sup>[22]</sup>. 它们都是由被激活类液区的扩展所导致. 可见,由于自旋磁矩和局域各向异性微结构的耦合<sup>[16]</sup>,随着磁化强度的增加,更多的原子可以被转化为类液态.

#### **3.3** 铁磁性非晶合金中类液区的局域流动对其磁 化效应的影响

此外,我们发现不同于非磁性玻璃态材料,在铁基 非晶合金同一位置的弹性极限内的三次纳米压痕压入 最大深度和卸载*P-h*都存在差异.我们画出了在A点第 一、第二和第三次纳米压痕卸载过程中随*P*<sup>2/3</sup>变化的*h* 曲线,如图5(a)所示.可以看到,随着纳米压痕循环加 载次数的增加,对Hertzian理论的偏离越来越少,最后 消失.但对于非磁性非晶合金的纳米压痕卸载曲线始



**图 5** (网络版彩图) (a) 在A和A'位置第一次、第二次和第 三次纳米压痕实验卸载过程中的随*P*<sup>2/3</sup>变化的h曲线. 插图为 *h*<sub>mag</sub>随着纳米压痕实验次数增加而变化的情况. 虚点线和灰 色实线是用等式(1)和Hertzian理论拟合的结果. (b) 随着*h*<sub>mag</sub> 变化的μ和*G*<sub>1</sub>. 方形、圆形和菱形符号分别表示第一次、第 二次和第三次纳米压痕循环加载的数据. 图中带箭头的虚线 是为了方便观察

**Figure 5** (Color online) (a) The unloading  $P^{2/3}$ -dependent *h* curves at the positions A and A' for the first, second and third times of nanoindentation with the inset showing the change of  $h_{\text{mag}}$  with the nanoindentation time. The dash-dotted line and the gray line are the fitting lines with eq. (1) and the Hertzian theory. (b) The  $h_{\text{mag}}$ -dependent  $\mu$  and  $G_{\text{I}}$  for the first, second and third times of nanoindentation at different positions. The dashed lines with arrows are guide for the eye.

终符合Hertzian理论(见灰色拟合线).如图5(a)插图所 示,在A点,h<sub>mag</sub>随着纳米压痕次数的增加而减少;而 在A'点,h<sub>mag</sub>始终恒定在零附近.这表明局域非弹性结 构转变对磁化的擦除效应.随着h<sub>mag</sub>的增加,G<sub>1</sub>从82.6 减小到64.0 GPa,说明磁化可以导致微结构的恢复(Rejuvenation)<sup>[22]</sup>.然而,随着纳米压痕循环加载次数的增 加,G<sub>1</sub>逐渐恢复,并最终恒定在~91.3 GPa(如 图5(b)所示),反映了与h<sub>mag</sub>减小相应的磁化效应的消 除.随着纳米压痕循环加载次数的增加,G<sub>II</sub>,βΩ,η和t<sub>c</sub> 逐渐增加,并最终恒定为固定值(如图4(a)和(b)的方 形、圆形和菱形符号所示).这表明非晶合金中磁化激 活类液区的缩小或消失.与原子或团簇的不可逆转动 相应,类液区中的局域流动显著影响非晶合金的磁性 态和微观结构.有趣的是,不论h<sub>mag</sub>和纳米压痕循环加 载次数怎样变化,拟合的与原子势相关的μ始终恒定为 ~102.9 GPa. 因此, 在所有的力学处理、磁性能变化后, 虽然玻璃态系统的构型熵发生明显变化, 但其总的原 子势和理想玻璃态仍然没有发生变化<sup>[26]</sup>.

#### 4 结论

总之,我们研究了铁基非晶合金中的磁化和动态 结构弛豫行为的相互作用.研究发现,通过垂直于样 品表面的磁化,非晶合金的不均匀结构能够被明显地 改变.类液区的有效体积βΩ、黏度η和玻璃态系统的 弛豫时间t<sub>c</sub>能够增加3倍以上.反之,在纳米压痕循环 加载过程中,玻璃态系统的纳米尺度类液区的局域流 动可以擦出磁化效应.我们的研究有助于理解非晶态 物质的动态力学和磁学性能,对其改善和应用有着重 要的意义.

致谢 感谢王安定副研究员为本实验提供样品,以及刘锦川教授、王庆研究员为相关工作提供建议.

#### 补充材料

本文的补充材料见physen.scichina.com.补充材料为作者提供的原始数据,作者对其学术质量和内容负责.

#### 参考文献。

- 1 Elliott S R. Physics of Amorphous Materials. 2nd ed. New York: Longman, 1990
- 2 Wang W H, Yang Y, Nieh T G, et al. On the source of plastic flow in metallic glasses: Concepts and models. Intermetallics, 2015, 67: 81-86
- 3 Angell C A, Ngai K L, McKenna G B, et al. Relaxation in glassforming liquids and amorphous solids. J Appl Phys, 2000, 88: 3113-3157
- 4 Lunkenheimer P, Schneider U, Brand R, et al. Glassy dynamics. Contemporary Phys, 2000, 41: 15-36
- 5 Ngai K L. Relaxation and Diffusion in Complex Systems. New York: Springer, 2011
- 6 Sun Y, Concustell A, Greer A L. Thermomechanical processing of metallic glasses: Extending the range of the glassy state. Nat Rev Mater, 2016, 1: 16039
- 7 Lee E W. Magnetostriction and magnetomechanical effects. Rep Prog Phys, 1955, 18: 184-229
- 8 De Lacheisserie E D T. Magnetostriction: Theory and Applications of Magnetoelasticity. New York: CRC, 1993
- 9 Berry B S, Pritchet W C. Magnetic annealing and directional ordering of an amorphous ferromagnetic alloy. Phys Rev Lett, 1975, 34: 1022–1025
- 10 Arai K I, Tsuya N. Magnetomechanical coupling and variable delay characteristics by means of a giant  $\Delta E$  effect in iron-rich amorphous ribbon. J Appl Phys, 1978, 49: 1718–1720
- 11 O'Handley R C, Chou C P. Magnetoelastic effects in metallic glasses. J Appl Phys, 1978, 49: 1659
- 12 Kaczkowski Z. Magnetomechanical properties of rapidly quenched materials. Mater Sci Eng A, 1997, 226: 614-625
- 13 Huang B, He Q F, Wang A D, et al. Tunable elastic heterogeneity caused by deformation-induced magnetization in flexible metallic glass. Scripta Mater, 2017, 130: 7–11
- 14 Wang A, Zhao C, Men H, et al. Fe-based amorphous alloys for wide ribbon production with high Bs and outstanding amorphous forming ability. J Alloys Compd, 2015, 630: 209–213

- 15 Kronmüller H. Micromagnetism and the microstructure of modern magnetic materials. In: Magnetic Hysteresis in Novel Magnetic Materials. Dordrecht: Springer, 1997.85–108
- 16 Stöhr J, Siegmann H C. Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics. Berlin: Springer, 2006
- 17 Fischer-Cripps A C. Introduction to Contact Mechanics. New York: Springer, 2000
- 18 Hartmann U. Magnetic force microscopy. Annu Rev Mater Sci, 1999, 29: 53-87
- 19 Liu Y H, Wang D, Nakajima K, et al. Characterization of nanoscale mechanical heterogeneity in a metallic glass by dynamic force microscopy. Phys Rev Lett, 2011, 106: 125504
- 20 Wagner H, Bedorf D, Küchemann S, et al. Local elastic properties of a metallic glass. Nat Mater, 2011, 10: 439-442
- 21 Yang Y, Zeng J F, Volland A, et al. Fractal growth of the dense-packing phase in annealed metallic glass imaged by high-resolution atomic force microscopy. Acta Mater, 2012, 60: 5260–5272
- 22 Huo L S, Zeng J F, Wang W H, et al. The dependence of shear modulus on dynamic relaxation and evolution of local structural heterogeneity in a metallic glass. Acta Mater, 2013, 61: 4329–4338
- 23 Huang B, Zhu Z G, Ge T P, et al. Hand in hand evolution of boson heat capacity anomaly and slow β-relaxation in La-based metallic glasses. Acta Mater, 2016, 110: 73–83
- 24 Christensen R M. Theory of Viscoelasticity: An Introduction. 2nd ed. New York: Academic Press, 1982
- 25 Cheng Y Q, Ma E. Configurational dependence of elastic modulus of metallic glass. Phys Rev B, 2009, 80: 064104
- 26 Debenedetti P G, Stillinger F H. Supercooled liquids and the glass transition. Nature, 2001, 410: 259-267

# Magnetization-affected localized flows in ferromagnetic metallic glass

#### HUANG Bo & WANG Gang

Institute of Materials, School of Materials Science and Engineering, Shanghai University, Shanghai 200444, China

In this paper, the interaction between magnetization and dynamic relaxation of heterogeneous structure in a ferromagnetic metallic glass (MG) is investigated. It is found that the magnetic state of the MG can be changed through wearing its surface. Accompanying with the change of magnetic state, the local dynamic mechanical behavior of the MG was detected by nanoindentation varies. Through analyzing with combination of the three-parameter viscoelastic model and state-transition theory, it is discovered that the microstructure of the glass can be apparently changed by magnetization with the effective size, viscosity of the liquid-like cores and the relaxation time increased by more than 3 times. Inversely, with cycling loading below the elastic limit of the MG using nanoindentation, it is revealed that localized flows of nano-liquid in the glass erase the effect of magnetization. The interaction between magnetization and localized flows relates to spin-orbit coupling in the MG; the change of magnetic state and liquid-like regions in the MG does not affect its instantaneous shear modulus associated with its ideal glassy state. The studies help understand the dynamic magneto-mechanical properties of amorphous magnetic materials, and have technological importance for their applications.

### ferromagnetic metallic glass, dynamic magneto-mechanical properties, structural heterogeneity, dynamic relaxation

PACS: 75.50.Kj, 81.40.Jj, 75.80.+q, 46.35.+z

doi: 10.1360/SSPMA-2019-0325