

快报

金属玻璃应变感生磁各向异性 动力学研究

陈 笃 行

(北京钢铁研究总院)

1984年1月20日收到

提 要

本文研究了零磁致伸缩金属玻璃 $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$ 的应变感生磁各向异性 K_u 发展的动力学. K_u 随退火时间 t_a 的变化涉及宽的弛豫时间分布. 对于 440°C 244 MPa 张力退火后的 $280\text{--}320^\circ\text{C}$ 155 MPa 等温张力退火, 得到激活能 $\Delta E = 180\text{--}290\text{ kJ/mol}$ 而相应的指数前因子 $\tau_0 = 10^{-14}\text{--}10^{-22}\text{ s}$ 的结果.

一、引 言

铁磁金属玻璃在张力下退火, 可以感生出磁各向异性. 如果退火温度 T_a 高于居里点 T_c , 则这种各向异性可称为应变感生各向异性 K_u . 在同一 T_a 下退火时, K_u 常与所加张力成正比, 并表现出对张力变化的可逆行为^[1-3]. 我们对近零磁致伸缩金属玻璃 $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$ 作了研究, 发现 K_u 的如上可逆性相当明显, 并且在阶跃张力退火时表现出弛豫行为, 随着 T_a 的提高, K_u 达到平衡值的时间缩短, 因而属于热激活过程^[4]. 本工作对 K_u 变化的动力学进行研究.

二、样品和实验方法

金属玻璃 $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$ 薄带用双辊快淬法制备, 宽约 2 mm, 厚约 0.03 mm. 其室温磁极化强度 $\mu_0 M_s = 0.625\text{ T}$, 饱和磁致伸缩常数 $\lambda_s \approx 10^{-8}$, 居里点 $T_c = 270^\circ\text{C}$, 晶化温度 $T_{\text{cry}} = 540^\circ\text{C}$.

把约 56 cm 长的样品穿入加热区为 20 cm 的石英管卧式炉中进行张力退火, 张力用滑轮砝码系统施加. 每次退火时在约 2 min 内升到指定 T_a , 保温结束后以 $150^\circ\text{C}/\text{min}$ 的初始冷速冷到室温, 并在整个退火期间加张力. 应变感生各向异性常数 K_u 用磁化率法在室温下测量. 为此, 炉管外围以长螺线管对样品进行纵向磁化, 样品中段套上探测线圈用零位冲击反向法测量磁化强度. 当 $K_u < 0$ (张力方向为难磁化轴) 时, 可由下式决定 K_u :

$$K_u = -\mu_0 M_s^2 / 2\chi. \quad (1)$$

式中 M_s 为室温饱和磁化强度, χ 为在 $M = M_s/2$ 点测量的磁化率.

实验表明, 这种合金的 K_{us} 随退火张力作直线变化, 但在去掉张力退火时 K_{us} 变为正值. 为了能用磁化率法决定 K_{us} , 选取两个张应力等级, 先在较大张应力 ($\sigma_a = 244 \text{ MPa}$) 下 440°C 退火 20 s , 再在较小张应力 ($\sigma_a = 155 \text{ MPa}$) 下作 $T_a = 280\text{--}380^\circ\text{C}$ 的等温退火.

三、实验结果和讨论

1. K_{us} 的可逆性

对于本样品共作过 14 次 $\sigma_a = 244 \text{ MPa}$ 的 $440^\circ\text{C} 20\text{--}40 \text{ s}$ 退火(在每次这种退火之前经过 $\sigma_a \leq 244 \text{ MPa}$, $T_a \leq 440^\circ\text{C}$ 的退火), 所得 K_{us} 的算术平均值为 -31.25 J/m^3 , 对于平均值的标准或然偏差为 1.2 J/m^3 . 可见 K_{us} 对于退火温度和张力作可逆变化, 所得 K_{us} 的波动反映了由于 T_a 控制不准等因素引起的随机误差. 同时, 以上情况也说明, 对于 $T_a = 440^\circ\text{C}$ 的退火, 20 s 的时间已足以达到 K_{us} 的平衡值. 因而, 以下做动力学实验时, 每次 440°C 退火后的状态可认为是等同的.

2. K_{us} 随阶跃张力等温退火的变化

图 1 给出在 $440^\circ\text{C} 20 \text{ s} 244 \text{ MPa}$ 张力退火后, 进行 $T_a = 280\text{--}380^\circ\text{C} 155 \text{ MPa}$ 等温张力退火时 K_{us} 随退火时间 t_a 的对数的变化, 纵坐标 ΔK_{us} 是 T_a 退火的 K_{us} 减去 440°C 退火的 K_{us} . 由图可见, 对于每个 T_a , ΔK_{us} 随 $\log t_a$ 的直线变化大致在 20 倍的 t_a 改变内很好地保持, 这反映弛豫过程包含宽的弛豫时间谱. 并且, $T_a \leq 320^\circ\text{C}$ 和 $T_a \geq 330^\circ\text{C}$ 的行为很不相同. 前者在增大 t_a 时有明显的饱和趋势, 最大 ΔK_{us} 约为 20 J/m^3 ; 后者的 ΔK_{us} 则明显增大. ΔK_{us} 过大时 K_{us} 将接近零值, 已不能用磁化率法测定, 故以下着重分析 $T_a \leq 320^\circ\text{C}$ 的结果.

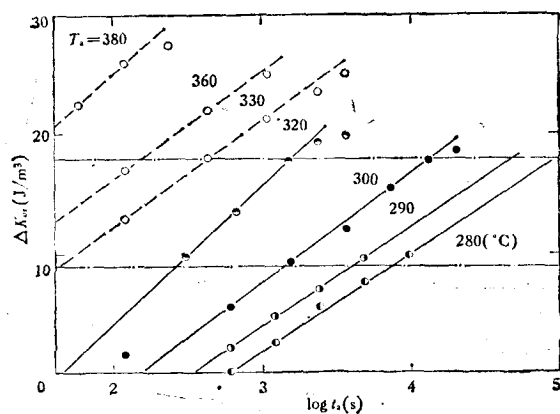


图 1

3. $T_a \leq 320^\circ\text{C}$ 等温退火动力学

对于单一激活能的弛豫过程, 弛豫函数为

$$g(t) = 1 - \exp(-t/\tau). \quad (2)$$

时间常数 τ 对每一指定温度 T 是单一的

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E/NkT). \quad (3)$$

式中 ΔE 为激活能, N 为阿伏伽德罗常数, k 为玻尔兹曼因子, τ_0 为指数前因子.

单一激活能的过程是少见的. 如果激活能具有一个分布, 则弛豫函数没有(1)式的形式, 而常常表现为 $g(t)$ 对于 $\log t$ 在相当间隔内的直线关系. 对于这种情况的动力学分析有各种方法, 经常采用由平均时间常数得出平均激活能和指数前因子, 再指出时间常数分布宽度的方法^[5]; 文献[2]在对一种金属玻璃的应变感生各向异性的研究中, 假定激活能随时间增大, 从而给出指数前因子和最小、最大激活能的方法; Chen 认为不同的激活能属于不同的弛豫体, 这些弛豫体的运动多少相互独立, 因而应对它们分别考察, 从而得出激活能和指数前因子均有分布的动力学分析^[6]. 我们按后一种观点进行分析, 并假定弛豫体随着 ΔK_{us} 的增大而转移.

图 1 中用点划线画出 $\Delta K_{us} = 18$ 和 9 J/m^3 直线, 它们和 $\Delta K_{us} = 0$ 的线一起均与 $T_a = 280, 290, 300$ 和 320°C 的直线相交, 交点的横坐标分别表示在相应的 T_a 下 $\Delta K_{us} = 18, 9$ 和 0 J/m^3 所需的 $\log t_a$, 记作 $\log \tau$. 把它们对 $T_a^{-1}(\text{K}^{-1})$ 作图, 见图 2. 对于三个 ΔK_{us} , $\log \tau$ 都与 T_a^{-1} 成直线关系, 可以写成

$$\log \tau = \log \tau_0 + (\Delta E/NkT_a) \times 0.4343. \quad (4)$$

此式与(3)式是一致的. 把图 2 中三条直线的斜率和截距代入(4)式, 可得三个 ΔK_{us} 相

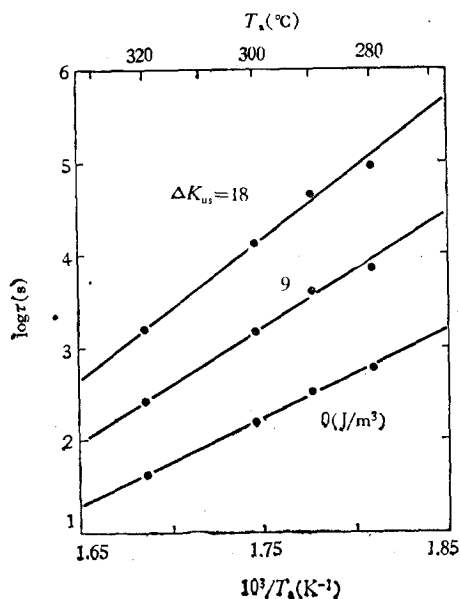


图 2 $\Delta K_{us} = 0, 9$ 和 18 J/m^3 时 $\log \tau$ 随 T_a^{-1} 的变化

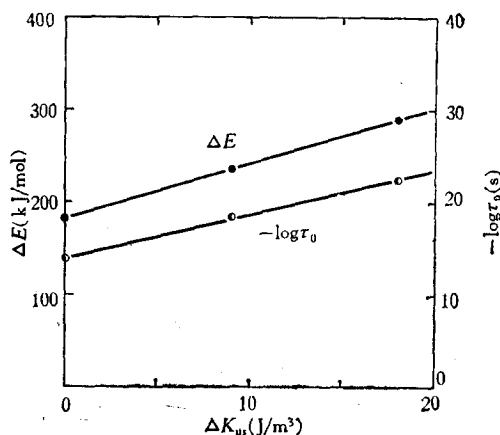


图 3 激活能 ΔE 和指数前因子 τ_0 随 ΔK_{us} 的变化

应的 ΔE 和 τ_0 , 把它们对 ΔK_{us} 作图, 见图 3. 可以看到, ΔE 和 $\log \tau_0$ 均与 ΔK_{us} 成直线关系, 当 ΔK_{us} 从零增至 18 J/m^3 时, ΔE 从 $180 (1.86)$ 增至 $290 (3.01) \text{ kJ/mol (eV)}$, τ_0 从 10^{-14} 减至 10^{-22} s .

以上得到的 ΔE 比文献[2]对于 $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Mo}_2\text{Si}_{16}\text{B}_{12}$ 的 K_{us} 得出的 $\Delta E_{\min} = 1.66 \text{ eV}$,

$\Delta E_{\max} = 1.81 \text{ eV}$ 要高, τ_0 则比该文所得的 $1.1 \times 10^{-12} \text{ s}$ 要小. 除了处理方法的差别之外, 这可能反映了两种合金感生各向异性机制的不同. 如果把图 3 与文献[6]的图 9 相比, 则又十分相似, 该图的 ΔE 从 1.6 增至 2.6 eV 时, τ_0 从 10^{-15} 减至 10^{-22} s . 这说明, 本合金 K_{us} 变化的动力学在 320°C 以下与文献[6]的 $\text{Pd}_{48}\text{Ni}_{32}\text{P}_{20}$ 在甚低于玻璃温度的结构弛豫有某种相似性.

四、小 结

从金属玻璃 $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$ 的应变感生各向异性常数 K_{us} 随张力退火的变化可以得出:

1. 在 440°C 退火得到的 K_{us} 对于降低张力和温度的退火表现出可逆行为, 即重新进行 440°C 退火可再得到原来的 K_{us} ;

2. 降低温度和张力的退火使 $|K_{us}|$ 减小, 并在相当大的区域内随退火时间的对数作线性变化.

3. 在 440°C 244 MPa 张力退火后进行 $280\text{—}320^\circ\text{C}$ 的 155 MPa 退火, K_{us} 变化的激活能随 ΔK_{us} 的增大从 180 增至 290 kJ/mol, 相应地指数前因子从 10^{-14} 减至 10^{-22} .

对中国科学院物理研究所詹文山、吴宗林、沈保根等同志在实验上的支持表示感谢.

参 考 文 献

- [1] O. V. Nielsen, H. J. V. Nielsen, T. Masumoto and H. M. Kimura, *J. Magn. Magn. Mat.*, **24** (1981), 88.
- [2] H. R. Hilzinger, *Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals* (Sendai, 1981), (1982), 791.
- [3] 陈笃行, 物理学报, 待发表.
- [4] 陈笃行, 已投物理学报.
- [5] G. W. Rathenau and G. de Vries, in *Magnetism and Metallurgy*, ed. A. E. Berkowitz and E. Knebler (Academic Press, New York and London), (1969), p. 749.
- [6] S. H. Chen, *J. Non-Cryst. Solids*, **46** (1981), 289.

A STUDY ON KINETICS OF STRAIN-INDUCED MAGNETIC ANISOTROPY IN A METALLIC GLASS

CHEN DU-XING

(*Central Iron and Steel Research Institute, Beijing*)

ABSTRACT

The kinetics of development of strain-induced magnetic anisotropy K_{us} has been studied in a zero-magnetostriction metallic glass $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$. The variations of K_{us} with annealing time t_a involve the effect of a wide distribution of relaxation times. It was found that $\Delta E = 180\text{--}290\text{kJ/mol}$ and $\tau_0 = 10^{-14}\text{--}10^{-22}\text{s}$ for 155 MPa isothermal annealing at $280\text{--}320^\circ\text{C}$ after 244MPa annealing at 440°C .