

通过磁化曲线测定金属玻璃窄带的感生磁各向异性常数

陈 笃 行

(冶金工业部钢铁研究总院)

一、引 言

由于原子的非晶型排列,铁磁金属玻璃没有磁晶各向异性,但是在磁场或张力下退火,或进行冷轧之后,能够得到感生磁各向异性。这些感生各向异性都有一个特定的对称主轴(磁场轴、张力轴、辊轧轴),其各向异性性能密度至少在带面内可以表示为

$$E_a = K_{u1}\sin^2\theta + K_{u2}\sin^4\theta, \quad (1)$$

其中 θ 为饱和磁化强度 M_s 与主轴的夹角, K_{u1} 和 K_{u2} 为前两个单轴各向异性常数。

为决定 K_{u1} 和 K_{u2} , 一般要取圆片样品在转矩磁强计中测量磁转矩曲线再作傅里叶分析^[1,2]。对于易磁化轴在横向或难磁化轴在纵向的窄带样品,也可以从饱和磁化功或指定磁化强度下的磁化率测量,得到笼统的有效各向异性常数 K_u ^[3,4]。文献[5]中曾介绍过利用磁化曲线决定单晶体的 K_{u1} 和 K_{u2} 的方法,我们发现这种方法对某些金属玻璃窄带特别适用,并且比转矩法简易得多。下面介绍其原理、方法和结果。

二、原 理

在一般情况下, $|K_{u1}|$ 总比 $|K_{u2}|$ 为大,因而 $K_{u1} > 0$ 时有易磁化轴, $K_{u1} < 0$ 时有难磁化轴。图 1(a), (b) 分别表示这两种情况的主轴、饱和磁化强度 M_s 和磁场 H 的取向关系。假设磁化完全由畴转实现,则样品的磁化强度 M 为 M_s 在 H 方向的投影,对两种情况分别为

$$M = M_s \sin\theta; \quad (2)$$

$$M = M_s \cos\theta. \quad (3)$$

对于 $K_{u1} > 0$ 的情况,包括各向异性能和

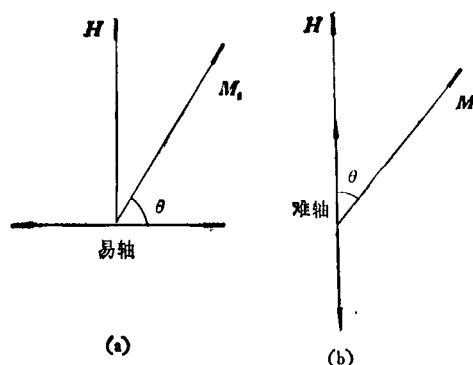


图 1 两种情况的主轴、 M_s 和 H 的取向关系

磁化-外场相互作用能的总势能密度为

$$E = K_{u1}\sin^2\theta + K_{u2}\sin^4\theta - \mu_0 M_s H \sin\theta, \quad (4)$$

它取极小值的条件为

$$\partial E / \partial \theta = 0; \quad (5)$$

$$\partial^2 E / \partial \theta^2 > 0. \quad (6)$$

将式(4)代入式(5)、(6),并考虑到式(2),即得到饱和磁化之前的可逆畴转磁化方程及其必要条件为

$$\frac{H}{M} = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M_s^2} + \frac{4K_{u2}}{\mu_0 M_s^4} M^2; \quad (7)$$

$$K_{u2} > -K_{u1}/6. \quad (8)$$

对于 $K_{u1} < 0$ 的情况,总势能密度为

$$E = K_{u1}\sin^2\theta + K_{u2}\sin^4\theta - \mu_0 M_s H \cos\theta. \quad (9)$$

将式(9)代入式(5)、(6),并考虑到式(3),即得到饱和磁化之前的可逆畴转磁化方程及其必要条件为

$$\frac{H}{M} = -\frac{2K_{u1} + 4K_{u2}}{\mu_0 M_s^2} + \frac{4K_{u2}}{\mu_0 M_s^4} M^2, \quad (10)$$

$$K_{u1}/4 < K_{u2} < -K_{u1}/2. \quad (11)$$

在 $H/M - (\mu_0 M)^2$ 坐标平面上将式(7)和(10)作图都是直线,若已知 M_s ,则由直线的斜率和它在 H/M 轴上的截距就可算出 K_{u1} 和

K_{u2} .

三、测量方法

图2是测量金属玻璃窄带 K_{u1} 和 K_{u2} 的零位冲击法原理线路。左上是对长磁化螺线管 W_b 和补偿互感的初级绕组 W_{c1} 供电的线路，左下是对标准互感的初级绕组 W_{s1} 供电的线路，开关 K_{12} 可以同步反向螺线管和互感中的电流。右边是测量回路，其中 W_m 是同轴地置于螺线管 W_b 中心的测M线圈，它与补偿互感的次级绕组 W_{c2} 以及标准互感的次级绕组 W_{s2} 均串联反接，并且经开关 K_3 同工作于过阻尼状态的 A54 型冲击检流计 G 构成回路。

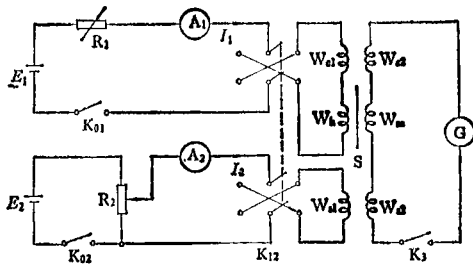


图2 测量线路原理图

在将样品插入 W_m 之前，先断开 K_{02} 接通 K_{01} 和 K_3 ，反向 K_{12} ，调节补偿互感大小使检流计 G 的偏转为零，从而去掉 W_m 中由磁场产生的磁通的贡献。然后插入样品 S 并接通 K_{02} ，给定适当的电流 I_2 ，调节 I_1 使反向 K_{12} 时检流计偏转为零。由 I_1 和 I_2 即得 H 和 M ：

$$H = kI_1; \quad (12)$$

$$M = L_m I_2 / \mu_0 W_m A, \quad (13)$$

其中 k 为螺线管常数， L_m 为标准互感量， W_m 为测量 M 线圈匝数， A 为样品横截面积。

四、测量举例

横截面约 $2 \times 0.035\text{mm}$ 的金属玻璃 $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$ 带，居里温度 $T_C = 270^\circ\text{C}$ ，室温饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s = 0.625\text{T}$ ，

饱和磁伸常数 $\lambda_s \approx 10^{-7}$ 。在 T_C 以上的温度进行张力退火，感生出难轴在纵向的应变感生各向异性，其它各向异性都很小，可以用上述方法测量 K_{u1} 和 K_{u2} 。

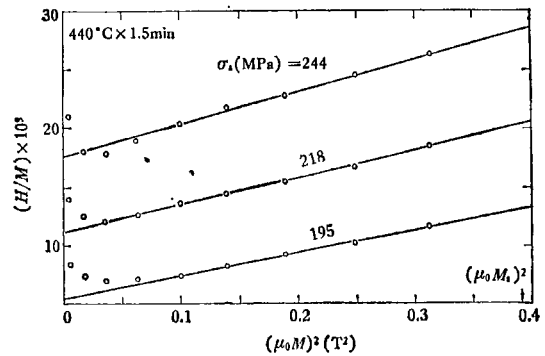


图3 张力退火后近零磁伸金属玻璃的 $H/M \sim (\mu_0 M)^2$ 曲线

图3给出在三种张力 ($\sigma_a = 244$ 、 218 和 195MPa) 下 440°C 1.5mm 退火后在室温下测量的 H/M 随 $(\mu_0 M)^2$ 的变化情况。可以看到，靠右的实验点各在一条直线上，若斜率为 $\Delta(H/M)/\Delta(\mu_0 M)^2$ ，截距为 $(H/M)_0$ ，则由(10)式得

$$K_{u2} = \frac{(\mu_0 M_s)^4}{4\mu_0} \frac{\Delta(H/M)}{\Delta(\mu_0 M)^2}; \quad (14)$$

$$K_{u1} = -\frac{(\mu_0 M_s)^2}{2\mu_0} \left(\frac{H}{M} \right)_0 - 2K_{u2}. \quad (15)$$

把实验结果代入此二式，得到 K_{u1} 和 K_{u2} 见表1。为了对比，表中同时给出由 $M = M_s/2$ 下的磁化率并假定 $M-H$ 曲线为恒导磁型时算出的有效各向异性常数 K_u 。

表1 试样的 K_{u1} 、 K_{u2} 和 K_u 随退火张力 σ_a 的变化

σ_a , MPa	244	218	195
K_{u1} , J/m ³	-43.8	-31.1	-19.8
K_{u2} , J/m ³	8.2	6.7	5.5
K_u , J/m ³	-31.6	-21.3	-11.7

本方法特别适用于经过退火的近零磁伸金属玻璃感生各向异性常数的测量。如果得到的 $H/M \sim (\mu_0 M)^2$ 关系远离直线，则说明有其它形式各向异性的干扰和畴壁位移的贡献，本法将不宜采用。

(下转第465页)