

晶粒取向镍-铁合金各向异性的 磁转矩法研究*

何开元 吴宝琴

(钢铁研究院)

提 要

本文测定了冷轧的及冷轧后又经不同温度退火的 50% Ni-50% Fe 合金的磁转矩曲线, 而对试样中的冷轧及再结晶组织作了推断。从具有完整立方组织的试样上测得的磁晶各向异性常数 k_1 和其他作者从单晶体上得到的值相近, 而从保有冷轧组织的试样测得的 k_1 值则较大。考察了影响 k_1 测定值的可能因素; 讨论了磁致伸缩各向异性导致的弹性能以及有序程度对 k_1 值的影响。

一、引 言

磁转矩曲线的分析方法是研究铁磁体磁各向异性的有力工具, 它在测定单晶体的磁各向异性常数上得到广泛应用, 并且已被用来定量地测定某些金属及合金的结晶学组织的成分。从测定组织的应用来说, 这个方法的缺点是, 仅从磁转矩曲线一般难于确切地判定晶体组织的类型, 因为由几种不同取向的晶体的不同组合可以形成同一形状的转矩曲线; 关于这点, 新近有人作了较详细的分析^[1]。但是当晶体的组织类型已经用 X 光方法确定以后, 磁转矩分析方法仍然是一种定量地确定组织成分的简便工具, 并且在特殊情况下还可以补充 X 光方法的不足之处。

值得注意的是, 在已有文献中, 磁转矩方法分析晶体组织大多用在纯铁、纯镍及工业用铁-硅合金中, 而对镍-铁软磁合金的冷加工及再结晶组织的研究则未见采用。这大概是因为这种合金(含镍 50% 以上的)与纯铁、纯镍和铁-硅合金的情况不同, 在早期文献中所见的磁晶各向异性常数的数据分歧很大, 这使得利用磁转矩方法来分析晶体组织遇到困难。就本工作所研究的成分 50% Ni-Fe 而言, 早期 Kleis^[2] 从单晶体测得 $k_1 = 33 \times 10^3$ 尔格/厘米³, $k_2 = -180 \times 10^3$ 尔格/厘米³, 而稍后 Rathenau 和 Snoek^[3] 从多晶试样上所估计的则是 $k_1 = 12-17 \times 10^3$ 尔格/厘米³。这两个 k_1 值相差很大, 并且与后来从单晶体测定的数据相比都偏大, 其主要原因大概是测定方法不够精密或可靠。但是, 后来对于镍-铁合金的有序无序变化及其对磁晶各向异性的影响逐渐清楚了, 观测者对于试样的热处理就特别加以注意, 同时测定磁晶各向异性常数的实验的精密度也有了改进; 因此, 较近的实验数据的相符就比较满意。我们现在已有了三组从单晶测定的数据。Пузен^[4] 对 50% Ni-Fe 所给的是: R_1 制度(从 600°C 淬火), $k_1 = 8.8 \times 10^3$ 尔格/厘米³;

* 1962 年 10 月 5 日收到; 1963 年 2 月 11 日收到修改稿。

R_2 制度(在 600°C 以下以 $150^\circ\text{C}/\text{小时}$ 冷却), $k_1 = 6.7 \times 10^3$ 尔格/厘米³; R_3 制度(从 510°C 經 360 小时冷至 410°C , 再随炉冷却), $k_1 = 5.3 \times 10^3$, $k_2 = -2 \times 10^3$ 尔格/厘米³. 从差不多同时发表的 Bozorth 和 Walker^[5] 的观测结果得到成分 50% Ni-Fe 的数据: $k_1 \approx 10 \times 10^3$ 尔格/厘米³(淬火)和 $k_1 \approx 6 \times 10^3$ 尔格/厘米³(缓冷); 这些是与 Пузен 的结果很好地符合的. 新近 Hall^[6] 所得的数据则稍小些: $k_1 = 5 \times 10^3$ (随炉冷却)和 3×10^3 尔格/厘米³(异常缓慢的冷却). 从这些作者的仔细的工作结果可以结论: 含镍 45—85% 的镍-铁合金的 k_1 值随合金的有序程度增大而减小, 成分 50% Ni-Fe 的 k_1 值变化于 3—10 尔格/厘米³ 的范围内. 以这点知识作为基础, 看来仍可从镍-铁合金的磁转矩曲线的变化来推测试样中晶粒结构的相应变化.

本工作的目的是要观测冷轧 50% Ni-Fe 合金片在回复和再结晶过程的各阶段中的磁转矩曲线, 根据这些曲线并参照已有的 X 射线结构分析的结果, 来对试样中晶体结构的类型的变化作若干有用的推断.

二、试样制备及测试方法

合金在感应炉中熔炼, 出钢前经真空处理, 浇铸成锭. 成分的化学分析结果如下:

C%	Si%	Mn%	S%	Ni%	Fe%
0.04	0.06	0.55	0.008	50.23	其余

合金锭经一般锻造、热轧及酸洗后, 以不同冷轧压下率进行一次冷轧或二次冷轧(经中间退火). 最后轧成厚为 0.1 毫米的薄带. 在带的中部冲切下直径为 16 毫米的圆片作为磁转矩试样. 冷轧的以及冷轧后经过退火的试样的磁各向异性皆在磁转矩仪上测定, 所用的磁场强度为 2800 奥斯特. 实验表明, 在这样大小的磁化场下已足够得到“饱和”的磁转矩曲线, 即转矩曲线的形状和大小皆不再随场强增高而有明显改变. 各类试样的轧制状态如表 1 所示. 表中符号, 例如 50 + 70, 表示: 先冷轧压下 50%, 经 1000°C 氩气内中间退火 1 小时后, 再用 70% 的压下率冷轧到 0.1 毫米厚. 经过这样处理的试样以样号 5—7 表示. 样号 6—8、7—8 及 5—98 表示类似含义的冷轧制度.

表 1 各类试样的冷轧制度

一 次 冷 轧	样 号	1	2	4	5	6	7
	压下率%	80	85	94	98	98.3	99.1
二 次 冷 轧	样 号	5—7	6—8	7—8	5—98	—	—
	压下率%	50+70	60+80	70+80	50+98	—	—

经过冷轧的试样, 所表现的磁各向异性是由两部分迭加起来的. 一部分是具有单轴形式的“轧致各向异性”^[3,7], 这种各向异性是由冷轧引起的¹⁾, 它和磁晶各向异性无关, 其磁转矩曲线表现为 $\sin 2\phi$ 的形式. 另一部分是由于冷轧试样中出现了晶体结构而表现的磁晶各向异性, 这在磁转矩曲线上一表现为 $A_2 \sin 2\phi + A_4 \sin 4\phi$ 的形式, 这一部分转矩曲线的形状和大小能反映试样中结晶学结构成分的类型和量的多寡. 经过不同温度

1) 关于这种各向异性的本质, 近角聪信 (Chikazumi, S., *J. Appl. Phys.*, **29** (1958), 346S) 曾首次对 Ni_3Fe 合金进行过解释, 他认为这是由于原子面的滑移造成合金中原子对的方向有序所引起的.

退火的试样发生回复或再结晶；一般说来，此时单轴形式的“轧致各向异性”消失，试样中仅存在磁晶各向异性，它反映试样中再结晶织构成分的类型和量的大小。为了从测得的只由磁晶各向异性所贡献的磁转矩曲线分析试样中的晶体织构，必须先知道具有相应的理想取向的晶体织构的磁转矩公式。根据对该合金的X光分析的结果^[8,9]，知其冷轧织构主要为(110)[$\bar{1}12$] + (112)[$11\bar{1}$]，再结晶织构主要为(012)[100]及(102)[$20\bar{1}$]。另据Smallman^[10]的工作，则镍-铁合金的冷轧织构的主要成分以用接近(123)[$4\bar{1}2$]的织构描述更为恰当。我们按这几类织构计算了理想织构取向的磁转矩公式，列在表2中。其中(112)[$11\bar{1}$]及(100)[001]织构的转矩直接取用文献[11]中的表式。为了计算上的便利，在推导(123)-及(102)-织构的理想磁转矩公式时，略去了含 k_2 的各项；对于这里所研究的合金来说，这个近似不会带来多大影响。由于采用了这一近似，表2中任何转矩公式皆可简化为

$$M = A_2 \sin 2\varphi + A_4 \sin 4\varphi$$

的形式。将实测的由于磁晶各向异性所贡献的磁转矩曲线经谐波分析后，得到 A_2 及 A_4 的值，再和表2公式比较便可推测试样中织构类型的变化。

表2 几种常见的面心立方晶体冷轧及再结晶织构的磁转矩公式

织构类别		磁 转 矩 M
冷 轧	(110)[$\bar{1}12$]	$\frac{k_1}{24} [-2 \sin 2\varphi + 7 \sin 4\varphi] + \frac{k_2}{576} [-3 \sin 2\varphi + 28 \sin 4\varphi - 23 \sin 6\varphi]$
	(112)[$11\bar{1}$]	$\frac{k_1}{24} [2 \sin 2\varphi + 7 \sin 4\varphi] - \frac{k_2}{576} [13 \sin 2\varphi + 20 \sin 4\varphi + 25 \sin 6\varphi]$
再 结 晶	(123)[$4\bar{1}2$]	$\frac{k_1}{24} \left[-\frac{10}{7} \sin 2\varphi + \frac{1}{7} \sin 4\varphi \right]$
再 结 晶	(100)[001]	$-\frac{k_1}{2} \sin 4\varphi$
	(012)[100]	$-\frac{k_1}{100} [16 \sin 2\varphi + 42 \sin 4\varphi]$
	(102)[$20\bar{1}$]	$\frac{k_1}{100} [16 \sin 2\varphi - 42 \sin 4\varphi]$

三、实验结果及分析

一、冷轧试样的磁各向异性 各种经最后冷轧的试样的磁转矩曲线如图1及图2所示(图中角 φ 从轧向计起，下同)。这时试样所表现的各向异性是磁晶各向异性和“轧致各向异性”之和。由于后一种各向异性能较大，所以实验曲线在 φ 为 $0-180^\circ$ 间仅具有两个高峯。为了显示磁晶各向异性所贡献的部分，同时不希望试样中发生再结晶，我们用冷轧后的6号试样数个在 $300-500^\circ\text{C}$ 间不同温度下退火1小时，观察转矩曲线的变化，结果如图3所示。由图可见，“轧致各向异性”在 $300-400^\circ\text{C}$ 退火减退甚速，于 450°C 退火1小时即可将“轧致各向异性”绝大部分消除。由于在 450°C 短时间退火后，试样中只进行了回复而不可能发生再结晶，故测出的转矩曲线必然是由于冷轧织构的各向异性所贡献的。用这个办法我们获得消除了“轧致各向异性”但保有冷轧织构的试样。

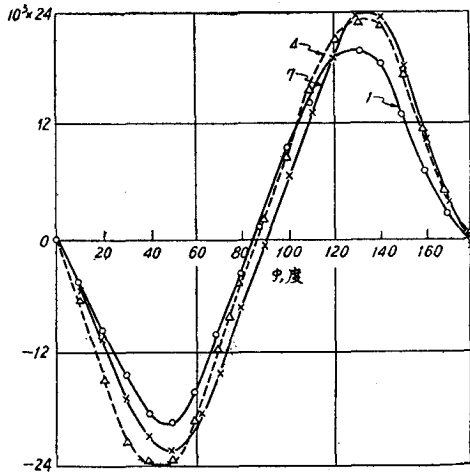


图 1 一次冷轧试样的磁转矩曲线

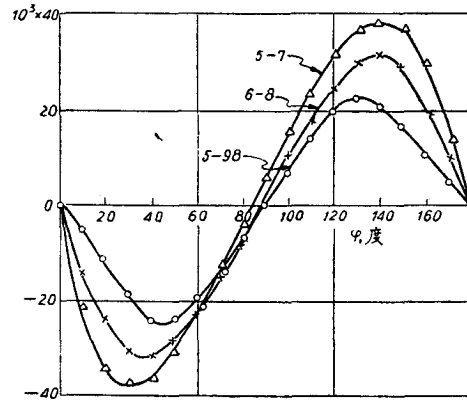


图 2 二次冷轧试样的磁转矩曲线

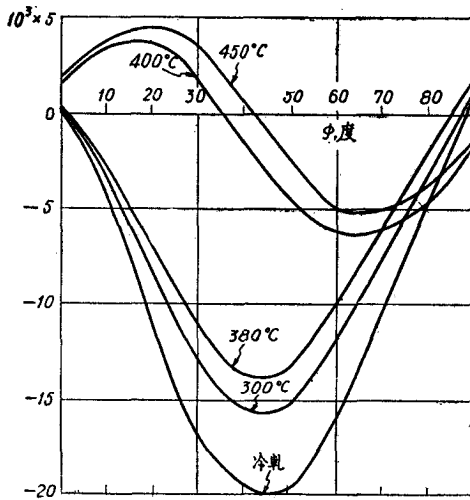


图 3 冷轧试样(6号)经不同温度退火后的磁转矩曲线

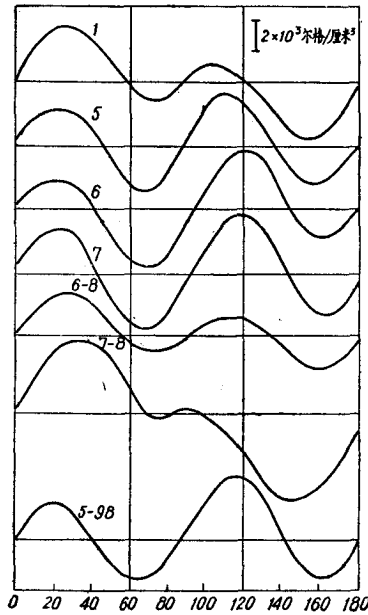


图 4 不同冷轧压下率的试样经 450°C 退火 1 小时后的磁转矩曲线

所有用以测定冷轧织构磁晶各向异性的试样皆预先经 450°C 退火 1 小时以消除“轧致各向异性”，然后进行磁转矩测定。图 4 中示出预经不同加工制度的合金在消除“轧致各向异性”后的磁转矩曲线。将这些曲线和表 2 相比可见，对于一次冷轧的试样，冷轧压下率较小的主要具有(112)[11 $\bar{1}$]织构而冷轧压下率甚大的试样，则(110)[$\bar{1}$ 12]织构较强或几乎和(112)[11 $\bar{1}$]织构相等，这时曲线主要表现为 $\sin 4\varphi$ 型。对于两次冷轧的试样，转矩曲线的形状和一次冷轧试样的不一样，第二次冷轧压下率较小的试样， $\sin 2\varphi$ 项的振幅较大，皆不能用表 2 中所列的理想织构来解释。

冷轧压下率为 98% 的试样的转矩曲线如图 5 中最上面一个曲线所示，这个曲线在 φ 为 0—180° 之间具有四个接近相等的高峯¹⁾，根据表 2 可以断定试样中含有(110)[$\bar{1}$ 12]及

1) 在冷轧压下率为 98% 的数个试样中，有些试样的四个峯的高度有较大差别。

(112)[11 $\bar{1}$] 織构約各占 50%。据此估計 k_1 的值, 得到

$$\frac{50}{100} M_{(110)[\bar{1}12]} + \frac{50}{100} M_{(112)[11\bar{1}]} \approx 2600 \text{ 尔格/厘米}^3$$

或

$$k_1 \approx \frac{24}{7} \times 2600 \text{ 尔格/厘米}^3 \approx 8.9 \times 10^3 \text{ 尔格/厘米}^3.$$

这个数值和 Пузен 从淬火合金所得的结果相近, 而比 Rathenau 的结果要小得多。

二、退火試样的磁晶各向异性 图 5 示出压下率为 98.3% 的冷轧 6 号試样在不同温度下在氩气中退火 1 小时后的磁转矩曲线。由图可见, 經 500°C 及 600°C 退火后, 转矩曲线的形状变化不大; 于 700°C 退火后, 转矩曲线发生明显的变化, 軋向开始从难磁化方向转变为易磁化方向, 这说明此时試样中已发生明显的再结晶。此后, 随着退火温度的提高, 曲线向四倍角正弦(負值)波形过渡, 于 900°C 后曲线已很规则, 到 1100°C 后振幅增大, 波形更规则, 达 1200°C 后正弦波形的规则性减弱, 但幅值仍在增大。

冷轧压下率为 94% 的 4 号試样的磁转矩曲线随退火温度改变的情形和 6 号試样相似(图中未列出)。

从 X 光的测定^[9] 也已肯定, 在 1100°C 退火 1 小时后, 試样中已生成甚为完备的立方織构, 这个结果和所得规则的四倍角正弦(負值)曲线的结果吻合。如果假定在 1100°C 退火 1 小时的 6 号試样(图 5) 已生成 100% 的立方織构, 则其磁转矩曲线可以写成

$$M = -\frac{k_1}{2} \sin 4\varphi.$$

以振幅 $M \approx 2800$ 尔格/厘米³ 代入, 得

$$k_1 \approx 5600 \text{ 尔格/厘米}^3.$$

这个数值约为前面从冷轧試样中求得值的 60%, 和 Пузен 或 Hall 从炉冷单晶体試样上测得的结果相近, 而比 Kleis 的结果小得很多。

三、从磁转矩曲线分析退火过程中晶体織构的转变 将消除了“軋致各向异性”的不同冷轧及退火条件下試样的实验曲线皆以 $M = A_2 \sin 2\theta + A_4 \sin 4\theta$ 表出。如果不考虑 (123) [4 $\bar{1}$ 2] 織构的存在(理由见后), 从表 2 不难看出 A_2 的大小及符号标志 (110) [1 $\bar{1}$ 2] 及 (112) [11 $\bar{1}$] 織构成分的相对量, 而 A_4 的大小及符号标志冷轧織构及再结晶織构的相对量。应当指出, 对于所試驗的合金, 企图从 A_2 及 A_4 的测定来分析試样中某种織构成分在退火过程中绝对量的改变是不可能的, 因为正如前节实验所指出的, 从保有冷轧織构的以及具有立方織构的試样中测定的磁晶各向异性常数并不相等, 因此, 可以料到在退火过程中, 在織构转变的同时也发生了磁晶各向异性常数的改变而使根据转矩曲线对織构作定量分析带来困难, 但是在考虑了这个因素可能造成的影响的大小以后, 根据 A_2 及 A_4 值的改变, 仍可定性或半定量地推测试样中織构成分的变化。在图 6, 图 7 和图 8 中示明,

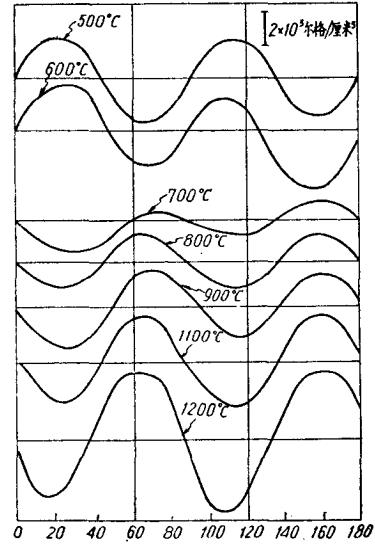


图 5 冷轧試样(6号)在不同温度退火 1 小时后的磁转矩曲线

从实验曲线的谐波分析得出的 A_2 及 A_4 值随退火温度及冷轧压下率的变化。图 6 示出用

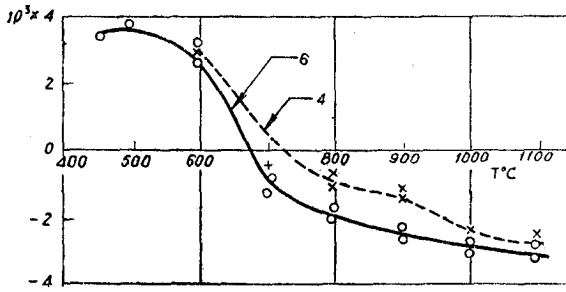


图 6 A_4 随退火温度的变化(6号及4号试样)

两种冷轧压下率一次冷轧后的试样经各种温度退火 1 小时后 A_4 值的大小。由图可见, 于 700°C 附近 A_4 改变符号。6 号试样的转变较 4 号试样迅速, $-A_4$ 的绝对值也较大。这些曲线说明: 于 650°C 到 700°C 间试样开始显著再结晶; 冷轧压下率较大的 6 号试样再结晶进行较快, 最后生成的立方织构也较完善。试样于 1200°C 退

火后, 用肉眼可以发现二次再结晶的晶粒, 此时转矩曲线的形状不变, 但振幅增大。从表 2 看出, 如果二次再结晶的织构为由体积相等的 $(012)[100]$ 及 $(102)[20\bar{1}]$ 两部分组成, 则转矩曲线的形状当保持不变, 至于振幅增大可能是由于立方织构及二次再结晶结构的总量有所增加的缘故。

图 7 示明合金的 A_4 (由经过 450°C 回复处理的试样上测得) 随冷轧压下率的变化。

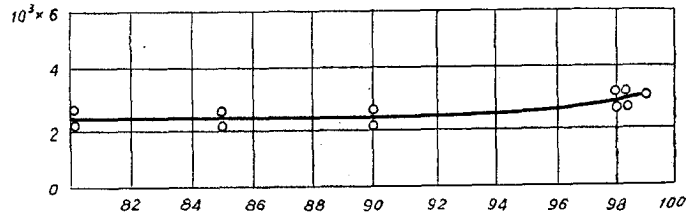


图 7 A_4 随冷轧压下率的变化(一次冷轧)

可以看出, 这个变化是不显著的, 仅当冷轧压下率达 98% 时, A_4 值才稍有增高。这大约是因为主要的冷轧织构有着同样的 A_4 值, 当它们互相消长时, A_4 可保持不变, 仅当二者之和的绝对量增大时, A_4 值才能有所增长。

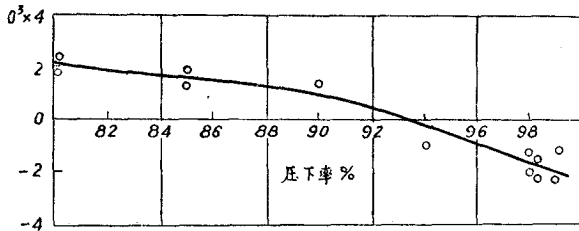


图 8 A_2 随冷轧压下率的变化(一次冷轧)

从图 8 看出, A_2 值(从经过 450°C 回复处理的试样上测得)于冷轧压下率为 93% 附近变号。当冷轧压下率增大时, 单纯从引起 A_2 值由正号变为负号来看, 也可以解释为是由于试样中出现了优先数量的 $(123)[\bar{4}\bar{1}2]$ 织构所致, 但是从 A_4 值并不同时下降

的事实来看, 大量出现 $(123)[\bar{4}\bar{1}2]$ 织构是不可能的。因为从表 2 可见, $(123)[\bar{4}\bar{1}2]$ 织构的转矩公式中的幅值 A_4 仅为 $(110)[\bar{1}\bar{1}2]$ 及 $(112)[11\bar{1}]$ 织构的 $1/49$, 如果试样中存在大量的 $(123)[\bar{4}\bar{1}2]$ 织构, 必将使转矩曲线的 A_4 值大为下降, 但这和实验不符。因此, 参照表 2 中公式, 对实验结果只能作以下推断: 即当冷轧压下率为 93% 以下时, $(112)[11\bar{1}]$ 织构占优先数量, 压下率为 93% 以上时, $(110)[\bar{1}\bar{1}2]$ 织构占优先数量。同时, 可以认为当冷轧压下率在 80% 附近时, 在增大冷轧压下率的过程中, $(112)[11\bar{1}]$ 织构逐渐转变为 $(110)[11\bar{2}]$ 织构而无显著新织构产生, 故此过程中 A_4 值几乎不变而 A_2 值逐渐下降。当冷轧压下率达到 98% 附近, 新的 $(110)[\bar{1}\bar{1}2]$ 织构又继续增加, 故此时 A_4 值增加较多, 而 A_2 的负值也相应增加。

四、討 論

前面的实验結果指出，用磁轉矩方法在保有冷軋織构的試样中定出的磁晶各向异性常数 k_1 值为 8.9×10^3 尔格/厘米³，比从高温退火后具有完善单一立方織构的試样中定出的 k_1 值 5.6×10^3 尔格/厘米³大很多。关于这两种状态試样的各向异性常数值差别的原因尚不完全清楚，但可能的解释是由于有序度不同所引起的。根据引言中所引用的 Пузен 对不同热处理制度的，亦即不同有序状态的試样测得的 k_1 的数据可以看到这一点。但是，要对这种解释找到更可靠的依据尚需关于試样有序状态的直接数据。

关于造成这一实验中两种状态下 k_1 值的差别，也曾考虑过另一可能的原因，即由于試样中存在着复織构(一种以上的晶体織构)而产生的附加弹性能的作用。由于多晶試样中相邻晶粒的結晶学方位不一致，在磁化状态下，不同晶軸方向的磁致伸縮的差异在相邻晶粒間造成附加的弹性能。如果一个含有众多晶粒的試样中没有晶体織构存在，这种弹性能在总体上是各向同性的，但是当試样中具有一定取向关系的一种以上的晶体織构时，相邻晶粒間的磁致伸縮的差异随磁化方向不同而改变，于是在总体上就表现出附加的弹性能的各向异性。但对于单晶体或取向度甚高的单一織构的試样来说，由于磁致伸縮造成的上述应力实际上是不存在的，因此也就没有这种附加的各向异性出现。为了闡明这种附加的各向异性在本实验中可能的影响，我們估算了具有理想取向的冷加工織构(110)[$\bar{1}12$]和(112)[$11\bar{1}$]的試样在磁化时这种附加各向异性性能的大小(見文后附录)。結果指出，对于所研究的合金，这种附加的各向异性性能較磁晶各向异性性能小得多，可略去不計，所以它不可能造成本实验中两种状态試样的 k_1 值的显著差异。但是，可以預料，对于那些具有小磁晶各向异性常数及大磁致伸縮的材料来说，这种附加的磁各向异性会变得重要起来。

关于冷軋試样中主要織构成分的类型問題，前面曾經得出冷軋試样中不可能存在大量(123)[$\bar{4}\bar{1}2$]类型的織构成分的推断。这个結論和 Smallman 从X光分析所得的結果不同。他曾进行了大量的面心立方金属及合金的冷軋織构的实验研究，其中包括冷軋压下率为95%的鎳-鐵合金(52%Ni)。他的結論是，織构的主要成分为(123)[$\bar{4}\bar{1}2$]，这和我們的論断不一致。这种实验結果上的差异有两种可能的原因，一种是实验条件如合金的成分、純度及軋制条件的不同，另一种是两种实验方法以及对实验結果分析的严密程度的不同。我們相信，后者更近乎事实。虽然X光方法对单晶体的取向可作充分严密的測定，但是，一般說来，对于具有微細晶粒的多晶体的織构类型的分析，現有X光分析方法并不是充分严格的。这是因为通常用X光方法分析織构时是用理想取向的极图和实验极图比較得出的。为了和实验极图相符合，对于理想取向的选择就帶有一定的不严格性。特別在下述情况下，即当所选用的理想取向的极点不全是落在实测极图的強度最高点附近时，往往出现一种理想取向的某些极点附近的实测极图的強度大于第二种理想取向的某些极点在同一位置附近的实测极图的強度，但对于另一些极点来说，強度大小的次序是相反的；在这种情况下，要决定試样中主要織构的类型是有困难的，这种困难已从某些作者的工作^[12,13]中反映出来。对于(112)[$11\bar{1}$] + (110)[$\bar{1}12$]和(123)[$\bar{4}\bar{2}1$]两类織构来说，X光分析正好遇到上述困难；而对磁轉矩分析来说，由于这两种类型織构的轉矩曲綫有明显的差异，因

此采用磁轉矩分析方法可对主要織构成分的类型作正确的判断。Jones^[4]等人从弹性模量的測定对胡郁和 Beck^[11]的工作提出异議，认为銅的主要冷軋織构不可能是(123)[$\bar{4}\bar{2}1$],如果主要用(110)[$\bar{1}12$] + (112)[$11\bar{1}$]織构来描述就能和他們的实验符合;这是采用其他方法校核 X 光分析結果的另一个重要例子。

五、总 結

用磁轉矩方法对具有完善立方織构的 50%Ni-Fe 合金測得的磁晶各向异性常数为 $k_1 = 5.6 \times 10^3$ 尔格/厘米³, 这和新近文献中用单晶体測得的数据相近。用冷軋同一合金的磁轉矩曲綫計算出的各向异性常数值比上述 k_1 值大得很多,其原因可能是由于两种状态試样的有序度不同所致。

本文提出了下述概念,即当試样中存在两种(或更多)以上織构时,由于磁致伸縮的各向异性能造成附加的弹性各向异性。但据估計結果,在 50%Ni-Fe 合金中,这种附加的各向异性远小于該合金的磁晶各向异性,它不可能是从上述两种状态試样定得的 k_1 值的差异的主要原因。

用磁轉矩方法对这种合金的晶体織构轉变的分析得出:冷軋合金于 450°C 退火 1 小时后可基本上消除“軋致各向异性”;700°C 退火 1 小时后产生显著的再結晶織构;1100°C 退火 1 小时后形成完善的立方織构。冷軋織构在較低压下率(93%以下)时可主要用(112)[$11\bar{1}$]描述;在高压下率(93%以上)时可主要用(110)[$\bar{1}12$]描述。在高压下率的試样中,不存在大量的(123)[$\bar{4}\bar{2}1$]类型的冷軋織构。

这一工作得到戴礼智先生的关怀和鼓励,刘壬宝同志参加部分工作,帅仁杰同志协助繪制曲綫,謹此致謝。

附 录

設所考虑的冷軋試样中仅有两类織构,而第一类織构(110)[$\bar{1}12$]及第二类織构(112)[$11\bar{1}$]所占的体积相等。在經過大压下率冷軋的試样中的所有晶粒必然皆成为狭长的薄片状,这些具有第一类及第二类織构的薄片晶粒可以认为是相互交替迭合的,在磁化过程中,在迭合的面上传递磁弹性力。为了使計算簡化,我們假定每一类織构中晶粒的取向皆相对于軋向作对称分布,則其磁致伸縮应符合条件 $\lambda(\varphi) = \lambda(-\varphi)$, φ 以軋向作起点。这样,按照阿庫洛夫^[15]各向异性磁致伸縮公式求得两类織构基体的磁致伸縮分别为

$$\lambda_{(110)[\bar{1}12]}(\varphi) = \frac{7}{32}(\lambda_{111} - \lambda_{100})\cos 4\varphi + \frac{1}{8}(\lambda_{100} - \lambda_{111})\cos 2\varphi + \frac{1}{32}(11\lambda_{100} + 21\lambda_{111})$$

及

$$\lambda_{(112)[11\bar{1}]}(\varphi) = \frac{7}{32}(\lambda_{111} - \lambda_{100})\cos 4\varphi - \frac{1}{8}(\lambda_{100} - \lambda_{111})\cos 2\varphi + \frac{1}{32}(11\lambda_{100} + 21\lambda_{111}).$$

两类織构間磁致伸縮的差为

$$\Delta\lambda(\varphi) = \lambda_{(110)(112)}(\varphi) - \lambda_{(112)(111)}(\varphi) = \frac{1}{4}(\lambda_{100} - \lambda_{111})\cos 2\varphi.$$

在磁化时，我們略去同类織构基体的晶粒間由于取向不同所造成的磁致伸縮的差异所带来的影响，而主要考虑两类織构基体間的作用力。在作近似計算时，可以认为这种作用力 σ 是和 $\Delta\lambda$ 成正比的，即

$$\sigma(\varphi) \propto \Delta\lambda(\varphi),$$

而相互作用的弹性能

$$E_c \approx \Delta\lambda^2(\varphi)E = \frac{E}{16}(\lambda_{111} - \lambda_{100})^2 \cos^2 2\varphi,$$

式中 E 为平均楊氏模量(由于 E 是 φ 的緩变函数，故在这里可以不考虑其各向异性)。故轉矩

$$L_c = -\frac{\partial E_c}{\partial \varphi} \approx \frac{E}{8}(\lambda_{111} - \lambda_{100})^2 \sin 4\varphi.$$

取 $E = 1.6 \times 10^{12}$ 达因/厘米³[16]， $\lambda_{111} = 27 \times 10^{-6}$ ， $\lambda_{100} = 8 \times 10^{-6}$ [17]，得

$$L_c \approx 72 \sin 4\varphi \text{ 达因/厘米}^3.$$

这显然比磁晶各向异性部分的贡献小得很多。

参 考 文 献

- [1] Dunn, C. G. and Walter, J. L., *J. Appl. Phys.*, **30** (1959), 1067.
- [2] Kleis, D., *Phys. Rev.*, **50** (1936), 1178.
- [3] Rathenau, G. W. and Snoek, J. L., *Physica*, **8** (1941), 555.
- [4] Пузен, И. М., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **16** (1952), 549.
- [5] Bozorth, R. M. and Walker, J. G., *Phys. Rev.*, **89** (1953), 624.
- [6] Hall, R. C., *J. Appl. Phys.*, **30** (1959), 816.
- [7] Conradt, H. W., Dahl, O. and Sixtus, K., *Z. Metallkunde*, **32** (1940), 231.
- [8] Rathenau, G. W. and Custers, J. F. H., *Philips Res. Rep.*, **4** (1949), 242.
- [9] 戴礼智、张信钰、刘壬宝，*中国科学*，**11** (1962)，753.
- [10] Smallman, R. E., *J. Inst. Metals*, **84** (1955—56), 10.
- [11] Bozorth, R. M., *Phys. Rev.*, **50** (1936), 1076.
- [12] Hu H. (胡邨) and Beck, P. A., *Trans. AIME*, **188** (1950), 1214; **194** (1952), 76.
- [13] Parthasarathi, M. N. and Beck, P. A., *Trans. AIME*, **221** (1961), 461.
- [14] Jones, E. R. W. and Fell, E. A., *Act. Met.*, **5** (1957), 689.
- [15] Акулов, Н. С., *Z. für Physik*, **54** (1928), 389; Bozorth, R. M., *Ferromagnetism* (1953), 650.
- [16] Белов, К. П., *Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах* (1951), 168.
- [17] Becker, R. and Doring, W., *Ferromagnetismus* (1943), 281.

MAGNETIC TORQUE STUDIES OF THE ANISOTROPY OF A GRAIN ORIENTED NICKEL-IRON ALLOY

HO KAI-YUAN WU PAO-CHING

(Iron and Steel Research Institute)

ABSTRACT

The magnetic anisotropy of a 50% Ni-50% Fe alloy, after (1) cold reduction and (2) cold reduction and annealing at various temperatures, has been determined from magnetic torque curves, from which the types of the rolling and recrystallization textures in the specimens have been deduced. In the specimens with perfect cube texture, the magnetic anisotropy constant k_1 has been determined; the result is consistent with that of other authors' using single crystal specimens. The k_1 value in the cold rolled specimens is, however, larger. The factors which may possibly influence the determined k_1 values are considered; the influences due to the degree of ordering and the elastic energy induced by anisotropic magnetostriction are finally discussed.