

## 铁磁合金中的磁弹转换\*

王卫国 周邦新

(中国核动力研究设计院核燃料及材料国家重点实验室, 成都 610041)

**摘 要** 测定了 1373 K 退火后的 Fe-Cr-Al 和 Fe-Cr-Al-Si 合金的交换积分、磁晶各向异性常数和饱和磁化强度, 根据铁磁学基本原理计算了合金的畴壁能密度和体密度。经过对畴壁不可逆移动物理过程进行分析后认为, 铁磁合金中畴壁不可逆移动造成的单位体积内弹性振动能的耗散在量值上等于畴壁能密度, 即  $\gamma_w/\delta_w = E\lambda_s^2/2$ 。这是铁磁合金中的一种磁弹转换效应。本实验研究的 Fe-Cr-Al-Si(L), Fe-Cr-Si, Fe-Cr-Al 以及 Fe-Cr-2Al-Si 合金的畴壁能密度依次提高, 在 1373 K 以上温度充分退火并使晶粒充分长大的条件下, 上述四种合金的内耗依次增大。

**关键词** 铁磁合金, 内耗, 阻尼性能, 磁弹转换

中图分类号 TM271

文献标识码 A

文章编号 0412-1961(2000)01-0081-06

TM 274

## MAGNETO-ELASTIC INTERCHANGE IN FERROMAGNETIC ALLOYS

WANG Weiguo, ZHOU Bangxin

Laboratory for Nuclear Fuel and Materials, Nuclear Power Institute of China, Chengdu 610041

Correspondent: WANG Weiguo, assistant professor, Tel: (028)5582199-33862, Fax: (028)5582223,

E-mail: wgwang@npc.ac.cn

Manuscript received 1999-01-05, in revised form 1999-10-14

**ABSTRACT** The magnetic parameters such as exchange integral  $A$ , magnetocrystalline anisotropic constant  $K_1$  and saturation magnetization  $M_s$  of Fe-Cr-Al and Fe-Cr-Al-Si alloys annealed at 1373 K were measured. The energy densities and volume fractions of the domain walls (DWs) of these alloys were calculated based on the theory of ferromagnetism and the magnetic parameters measured. The analysis of the physical process of irreversible movement of DWs reveals that the dissipated elastic energy due to the irreversible movements of DWs is equal in value to the energy densities of DWs, that is  $\gamma_w/\delta_w = \lambda_s E/2$ , which is an effect of magneto-elastic interchange in ferromagnetic alloys. The energy densities of DWs of Fe-Cr-Al-Si(L), Fe-Cr-Si, Fe-Cr-Al and Fe-Cr-2Al-Si alloys involved in the investigation are becoming greater one after another, which is the main reason why the internal frictions (damping capacities) of these four alloys annealed at 1373 K—1473 K are becoming higher successively.

**KEY WORDS** ferromagnetic alloy, internal friction, damping capacity, magneto-elastic interchange

铁磁合金中磁机械滞后的物理机制主要是磁畴壁的不可逆移动, 则畴壁就理当成为磁机械滞后这个“耗能系统”的主体, 而影响畴壁不可逆移动行为的显微组织结构等因素则是客体。过去人们对客体与内耗之间关系的研究较多<sup>[1-3]</sup>, 而对畴壁这个主体对内耗之影响的研究则极少<sup>[4-6]</sup>。本文作者以为畴壁能密度和体积密度等性质可能与内耗有着密切的联系。为此, 本工作通过测定 Fe-Cr-Al 和 Fe-Cr-Al-Si 合金<sup>[7]</sup>的交换积分、磁晶各向异性常数和饱和磁化强度等参数, 并根据铁磁学的有关原理进行计算分析, 从中了解添加 Si 对 Fe-Cr-Al 合金的畴壁能密度和体密度的影响; 同

时结合对畴壁不可逆移动物理过程的分析, 以期找到铁磁合金内耗与畴壁性质之间的某种联系, 这有可能为弄清合金元素影响铁磁合金内耗的物理机制, 以及为如何通过合金化而研究和开发出具有极高内耗的性能优异的阻尼合金提供理论依据。

### 1 实验方法

实验所用材料为: Fe-Cr-Si, Fe-Cr-Al-Si(L), Fe-Cr-2Al-Si 和 Fe-Cr-Al 合金。四种合金样品分别设为样品 1, 2, 3 和 4, 各合金的化学成分见表 1。

用来测定磁性参数的样品为直径 1 mm×1 mm 的柱状试样。该样品与内耗样品<sup>[7]</sup>一起经 1373 K 真空退火 1 h 后空冷。金相观察表明, 样品均发生完全的再结晶和晶粒的

\* 收到初稿日期: 1999-01-05, 收到修改稿日期: 1999-10-14

作者简介: 王卫国, 男, 1965 年生, 助理研究员, 博士

表 1 合金的化学成分和晶粒尺寸  
Table 1 Chemical composition and grain size of the alloys

Sample No.	Alloy	Content, mass fraction, %									Grain size, $L$ $\mu\text{m}$
		Cr	Al	Si	C	N	S	P	Mn	Fe	
1	Fe-Cr-Si	12.64	-	2.80	0.018	0.0080	0.0069	0.015	0.041	Bal	72
2	Fe-Cr-Al-Si(L)	12.92	3.00	1.00	0.015	0.0063	0.0040	0.015	0.020	Bal	200
3	Fe-Cr-2Al-Si	12.78	1.89	1.05	0.013	0.0066	0.0056	0.014	0.024	Bal	264
4	Fe-Cr-Al	12.85	2.99	0.15	0.012	0.0076	0.0080	0.015	0.034	Bal	274

充分长大, 大部分晶界互成  $120^\circ$  [8]. 各样品经 1373 K 退火 1 h 空冷后的晶粒尺寸亦见表 1. 可以看到, 除 Fe-Cr-Si(No.1) 合金的晶粒明显偏细外, 其余三种合金样品的晶粒尺寸都比较接近. 尤其是 Fe-Cr-2Al-Si(No.3) 和 Fe-Cr-Al(No.4) 合金的晶粒大小十分接近. 这就能够尽量避免晶界和位错等晶体缺陷的影响, 通过对交换积分、磁晶各向异性常数和饱和磁化强度等磁性参数的测定, 比较单一地研究畴壁能密度和畴壁体密度等性质与合金内耗之间的关系.

## 2 磁性参数的测定

一般通过测定 Curie 温度后再利用 Weiss 公式 [9]

$$A = \frac{3K_B T_C}{2ZS(S+1)} \quad (1)$$

来估算出交换积分  $A$ . 式 (1) 中  $K_B$  为 Boltzmann 常数,  $T_C$  为 Curie 温度,  $Z$  为基体原子配位数,  $S$  为自旋量子数. 对于 Fe 及其铁磁型合金,  $Z=8$ ,  $S=1/2$ , 式 (1) 可简化为

$$A = 0.25K_B T_C \quad (2)$$

因此, 只要测出 Curie 温度, 就可以利用式 (2) 很方便地估算出交换积分. 测定 Curie 温度基本程序是首先测定样品从 400—700 °C 各温点的饱和磁化强度 (图 1a); 然后从中找出饱和磁化强度随温度升高而降低幅度最大的相邻两个温点, 并确定其对应的饱和磁化强度; 最后以温度为横坐标, 以饱和磁化强度的平方为纵坐标, 重新画出饱和磁

化强度的平方随温度升高而降低幅度最大的两点间的直线  $AB, CD, EF$  和  $GH$  (图 1b), 这些点的直线延长线与横坐标的交点  $B', D', F'$  和  $H'$  即为 Curie 温度.

根据多晶体趋近饱和定律可测定各向异性性能. 趋近饱和定律可表示为 [9]

$$M_H = M_s \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} \dots\right) + \chi_p H \quad (3)$$

式中,  $M_s$  为饱和磁化强度,  $H$  为外磁场,  $M_H$  对应磁场为  $H$  时的磁化强度,  $\chi_p$  为顺磁磁化率. 式 (3) 中的系数  $a, b$  代表了技术磁化过程中所受磁化阻力的大小, 它们随材料的不同而变化. 其中  $b$  与二阶磁晶各向异性常数  $K_1$  及饱和磁化强度  $M_s$  之间的关系为

$$b = \frac{8}{105} \frac{K_1^2}{\mu_0^2 M_s^2} \quad (4)$$

式中,  $\mu_0$  为真空磁导率. 实验中只需求出  $b$  即可方便地利用式 (4) 求出磁晶各向异性常数  $K_1$ . 本实验是在磁化曲线 (图 2) 的高磁场部分选择 5 个实验点代入式 (3), 并建立如下最小二乘目标函数

$$Q = \sum_{i=1}^5 \left[ M_{H_i} - M(H_i, \hat{a}, \hat{b}) \right]^2 = \sum_{i=1}^5 \left[ M_i - M_s \left(1 - \frac{a}{H_i} - \frac{b}{H_i^2}\right) \right]^2 \quad (5)$$

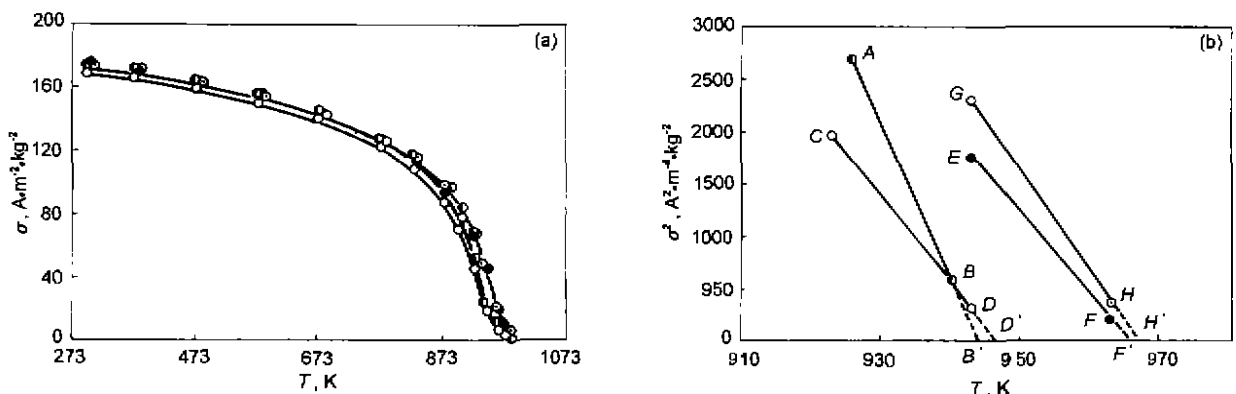


图 1 单位质量饱和磁化强度与温度的关系和 Curie 温度的确定

Fig.1 Saturation magnetization per gram vs temperature (a) and the determination of Curie temperature (b)

—●— No.1 —○— No.2 —●— No.3 —○— No.4

然后通过解如下线性方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial a} &= \sum_{i=1}^5 \left( \frac{M_i - M_s}{H_i} + \frac{M_s a}{H_i^2} + \frac{M_s b}{H_i^3} \right) = 0 \\ \frac{\partial Q}{\partial b} &= \sum_{i=1}^5 \left( \frac{M_i - M_s}{H_i} + \frac{M_s a}{H_i^3} + \frac{M_s b}{H_i^4} \right) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

来求得  $b$  值.

饱和磁化强度  $M_s$  是在图 2 所示的各样品的两条磁化曲线在高磁场处完全重合的部分直接读出.

上述磁性参数的测定在美制 155-VSM (Vibrating Sample Magnetometer) 仪上完成, 测算结果见表 2.

### 3 畴壁能密度和体密度的计算

根据铁磁学的基本原理<sup>[10]</sup>, 单位面积  $90^\circ$  畴壁的能量

$\gamma_w$  可用下式计算

$$\gamma_w = S\sqrt{(AK_1)/a} \quad (7)$$

式中,  $S=1/2$ , 为电子自旋量子数;  $a$  为晶体点阵常数;  $A$  和  $K_1$  分别为交换积分和磁晶各向异性常数.

由于畴壁太窄或太厚会造成畴壁能量分别因交换能和各向异性能太大而升高, 因此畴壁应有一定的厚度. 同样磁畴也有一定的大小, 通常以下式<sup>[8]</sup>来计算畴壁的体密度  $\rho_w$

$$\rho_w = \frac{\delta_w}{\delta_w + d_0} \times 100\% \quad (8)$$

式中,  $\delta_w$  为畴壁厚度,  $d_0$  为磁畴大小, 并且

$$\delta_w = \pi S\sqrt{A/(aK_1)} \quad (9)$$

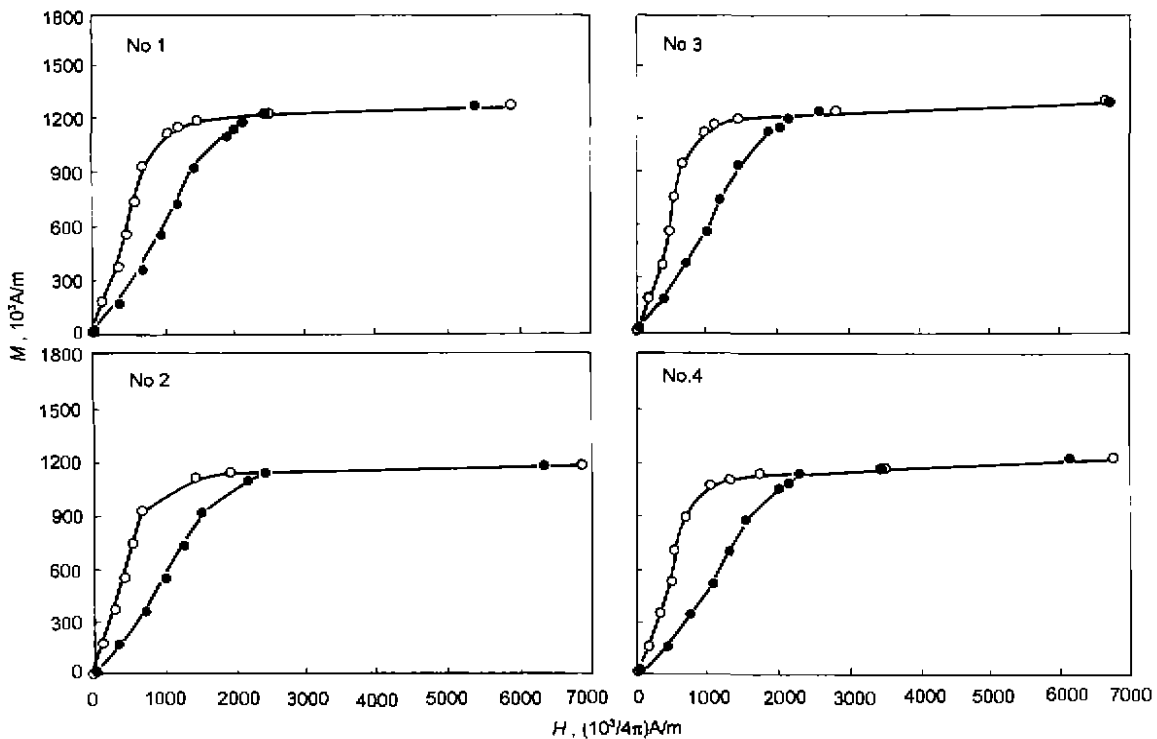


图 2 磁化曲线

Fig.2 Magnetization curves ( $H \parallel z$  and  $H \parallel r$  represent the applied field being parallel to the axial and radial directions of the specimen, respectively)

—○—  $H \parallel Z$       —●—  $H \parallel r$

表 2 磁性参数测算结果

Table 2 Measured results of the magnetic parameters

Sample No.	Alloy	$T_C$ K	$A$ $10^{-21}$ J	$K_1$ $10^4$ J/m <sup>3</sup>	$M_s$ $10^6$ A/m
1	Fe-Cr-Si	944	3.259	12.108	1.271
2	Fe-Cr-Al-Si(L)	947	3.270	11.196	1.192
3	Fe-Cr-2Al-Si	965	3.332	12.675	1.306
4	Fe-Cr-Al	967	3.339	12.094	1.224

显然, 畴壁的能密度 (单位体积畴壁的能量) 应为

$$\gamma_v = \frac{\gamma_w}{\delta_w} \quad (10)$$

可用下式确定  $d_0$  [11]

$$d_0 = \left( \frac{4\gamma_w L}{E\lambda_{100}^2} \right)^{1/2} \quad (11)$$

式中,  $L$  为晶粒尺寸,  $E$  为弹性模量. 如取  $a=2.866 \times 10^{-10}$  m;  $\lambda_{100} = 2.07 \times 10^{-5}$ ;  $E = 2.36 \times 10^{12}$  N/m<sup>2</sup> [11], 由式 (7—11) 算出的畴壁能密度和体密度见表 3.

表 3 畴壁能密度和体密度的计算结果

Table 3 Calculated results of energy density ( $\gamma_w, \gamma_v$ ) and volume fraction ( $\rho_w$ ) of DWs

Sample No.	Alloy	$\gamma_w$ 10 <sup>-4</sup> J/m <sup>2</sup>	$\gamma_v$ 10 <sup>4</sup> J/m <sup>3</sup>	$\rho_w$ %
1	Fe-Cr-Si	5.87	3.86	0.118
2	Fe-Cr-Al-Si(L)	5.66	3.56	0.075
3	Fe-Cr-2Al-Si	6.08	4.05	0.060
4	Fe-Cr-Al	5.94	3.90	0.060

### 4 讨论

测算出的经 1373 K 退火 1 h 空冷的四种合金的畴壁能密度的大小与同样状态的四种合金的内耗大小成一对对应关系 (见文献 [7] 和图 3), 即合金的畴壁能密度越大, 其内耗也就越大. 本文作者认为这并非偶然巧合, 可能是畴壁在不可逆移动过程中, 磁畴、振动应力和畴壁三者之间能量相互传递以及磁性能和弹性能之间相互转换的一种客观反映.

通常, 铁磁合金中 90° 畴壁两侧的磁畴的磁化矢量方向均平行于各自的易轴, 且彼此成 90°. 磁畴内各原子间的自旋方向彼此平行, 磁畴的静磁能为零. 如果忽略显微组织结构的起伏分布造成的局域弹性能 [12], 则畴壁两侧磁畴能均为零, 而畴壁因其内部原子的自旋方向彼此存在夹角且其磁矩方向偏离易磁化轴而具有  $\gamma_w$  的能量 (单位面积畴壁能). 如图 4 所示, 设在外加振动应力  $\sigma$  的作用下, 畴壁由左向右发生了不可逆移动, 其移动的距离  $\delta$  正好是畴壁的厚度, 即  $\delta = \delta_1 = \delta_2 = \delta_w$ . 则区域 I 将由原来的畴壁变为磁畴 A 的一部分; 区域 II 则由原来的磁畴 B 的一部分变成畴壁.

由于畴壁厚度相对于磁畴大小是一极小量, 畴壁位于区域 II 和区域 I 对合金系统来说是不可区分的, 因此畴壁在外加振动应力作用下发生不可逆移动对合金系统产生的“净效果”就是使区域 II 发生了量值为  $\lambda_s$  的永久变形 (力致收缩), 这就是外加振动应力对合金系统所作的功, 也就是合金系统所消耗的弹性振动能. Smith 和 Birchak [13,14] 就是基于这一“净效果”而提出其著名的局部内应力理论 (即 S-B 理论) 的. 应该指出: S-B 理论是从畴壁不可逆移动所造成的结果来处理问题的. 当从畴壁不可逆移动的具体过程来考察这一问题时, 就会得到另外一个结果, 如图 5 所示, 取 90° 畴壁及其左右磁畴的一个原子层进行研究. 根据磁致伸缩

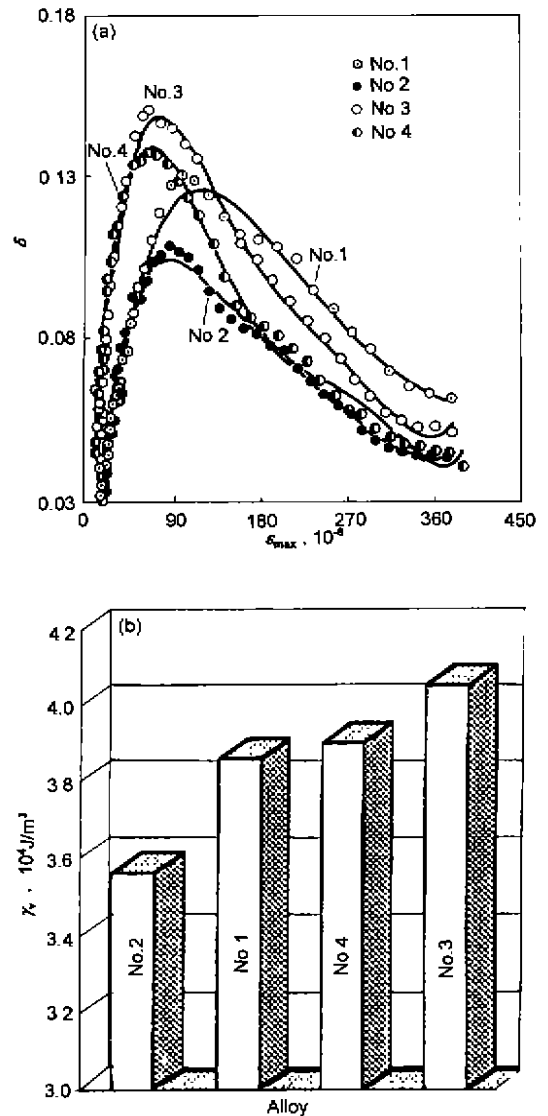


图 3 内耗和畴壁能密度的对比

Fig. 3 The comparison of internal friction (a) with energy density  $\gamma_v$  of DWs (b)

No. 1 — Fe-Cr-Si, No. 2 — Fe-Cr-Al-Si(L)  
No. 3 — Fe-Cr-2Al-Si, No. 4 — Fe-Cr-Al

的电子云模型 [10], 左边磁畴沿  $y$  方向处于饱和磁致伸缩状态, 其电子云椭球长轴相连, 原子之间的距离较大, 磁化方向沿  $y$  轴; 右边磁畴沿  $y$  方向未到饱和磁致伸缩状态, 其电子云椭球短轴相连, 原子间的距离较短, 其磁化方向垂直纸面向里. 设自发磁化状态下, 畴壁处于  $AB$  之间的能量谷, 畴壁两侧的能量均比  $AB$  区的高, 畴壁右侧有一晶体缺陷造成的势垒, 其高度为  $\epsilon_0$  (或应力幅为  $\sigma_0$ ). 有一弹性波由左向右传播, 并认为该应力波在  $AB$  区间内的应力幅值为一常数  $\sigma$ ,  $\sigma$  大于  $\sigma_0$ , 其弹性能  $\epsilon$  大于  $\epsilon_0$ . 显然, 当应力波由左向右传播时, 由于左边被应力波扫过的区域的能量要高于右边尚未被扫过的区域, 畴壁会随着应力波的传播由左

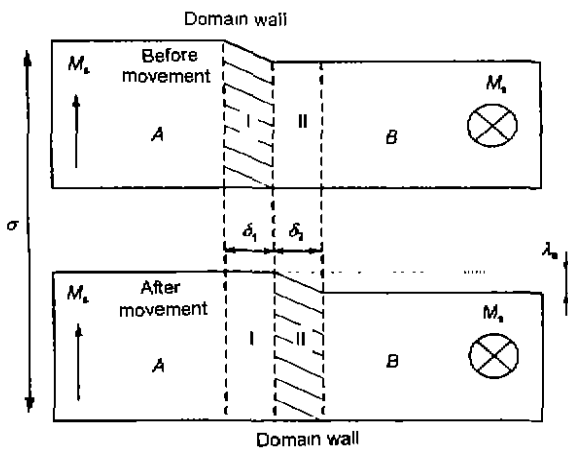


图 4 90° 磁畴壁不可逆移动造成的永久变形示意图

Fig.4 Sketch map of the permanent strain induced by the irreversible movement of 90° domain walls

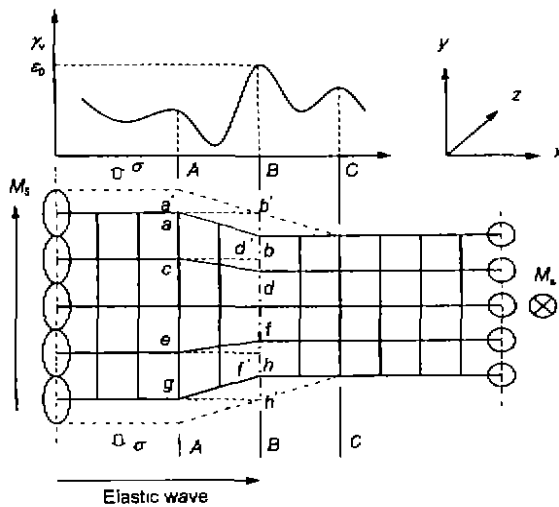


图 5 90° 磁畴壁不可逆移动物理过程示意图

Fig.5 Sketch map of the physical process of irreversible movement of 90° domain walls

向右越过势垒  $\epsilon_0$  移动。当应力波传播至稍微超过 B 点时，畴壁已从 AB 区移至 BC 区，此时 B 点左侧所有的原子均在弹性波的作用下发生了  $\sigma/E$  的弹性应变（图 5 中点划线所示， $E$  为弹性模量）。如果这个时候突然撤去外力，则由于势垒  $\epsilon_0$  的阻挡，畴壁会停留在 BC 处，A 左侧的原子会回到原位，其弹性能全部回复；而 AB 区间内的原子则不能回复到原位（实线部分），因为它此时已变成左侧磁畴的一部分。此时 AB 区间内的原子只回复到  $ab', cd', ef'$  和  $gh'$  等位置上，即 AB 区间内的弹性能没有完全回复，而是有一部分被弛豫掉了。考察单元格  $abb'a'$  的情形，在应力波  $\sigma$  作用下，单位体积内的弹性储能  $\sigma/E$  由  $\epsilon_{abb'}$  和  $\epsilon_{ab'a'}$  两部分构成，其中  $\epsilon_{ab'a'}$  是可回复部分， $\epsilon_{abb'}$  是不可回复或弛豫

部分。当畴壁由 AB 区移至 BC 区后， $\epsilon_{abb'}$  已不是实际意义上的弹性能，它只表征了畴壁移动过程中应力波  $\sigma$  克服与磁晶各向异性力和磁交换力之和等值反号的约束力<sup>[12]</sup>，使  $ab$  上各原子由畴壁格点位置移动到磁畴格点位置所作的功  $W$ ，显然  $W$  与畴壁的能密度  $\gamma_w$  等值。因此，应力波  $\sigma$  与磁畴壁的交互作用使畴壁由 AB 区不可逆移至 BC 区所造成的弹性振动能的损耗为

$$\Delta\epsilon_e = \frac{\sigma}{E} - \epsilon_{ab'a'} = \epsilon_{abb'} = W = \frac{\gamma_w}{\delta_w} \quad (12)$$

可见，铁磁合金的畴壁能密度越高，畴壁每发生一步不可逆移动所消耗的弹性振动能就越多，其内耗自然就越大。将式 (12) 和 S-B 理论进行比较后，得

$$\frac{\gamma_w}{\delta_w} = \frac{\lambda_s^2 E}{2} \quad (13)$$

式中， $E$  为弹性模量，式 (13) 表明磁性能和弹性能之间是可以相互转换的，这种转换是通过磁致伸缩  $\lambda_s$  而实现的。这是铁磁合金具有磁机械滞后内耗的根本原因。

显然，只有当各合金样品的内部环境一样或基本一样时，内耗与畴壁能密度之间的正比关系才能表现出来。亦即，只有当合金内的位错和晶界等各种显微组织结构的起伏分布相近或基本相近时，各合金内畴壁发生不可逆移动的频度才可能彼此相近。畴壁不可逆移动造成的能量损耗才能和畴壁能密度的大小——对应起来。通常退火温度越高，合金内部的缺陷就回复得越充分，各合金之间的内部环境就越趋于接近。这就是本文作者在文献 [7] 报道的 1373 和 1473 K 退火后各合金内耗的高低能够与本文测算的畴壁密度对应的原由。至于 1473 K 退火后的 Fe-Cr-2Al-Si 合金的内耗显著高于同样状态的 Fe-Cr-Al，可能与前者的局部内应力更有利于畴壁的不可逆移动有关，这方面问题将另文报道。

至于畴壁的总体积密度对合金内耗的影响，传统的观点认为畴壁的总体积密度越大，就相当于单位体积内畴壁的数量越多，畴壁发生不可逆移动的几率就越大，内耗就应该越大。但从本工作的实验及测算结果来看，情况并非如此。如 Fe-Cr-2Al-Si 和 Fe-Cr-Al 合金经 1473 K 退火后，其晶粒尺寸均约为  $380 \mu\text{m}$ <sup>[8]</sup>，畴壁的总体积密度均降至约 0.03%（为 1373 K 退火后畴壁体密度的一半），但它们的内耗却都大幅增加，这一结果似乎与传统观点相反。事实上，Lee 等人<sup>[15]</sup> 在研究 Fe-Al 合金以及 Karimi 等人<sup>[16]</sup> 在研究 Fe-Cr 基合金的过程中均发现：合金的内耗普遍地是随着退火温度的升高和晶粒的长大（畴壁体密度的降低）而提高；只有当合金在高温长时间退火以致晶粒长得足够大（大于  $500 \mu\text{m}$ ），且畴壁的体密度足够小时，合金的内耗才会显著下降。依据上述研究结果本文作者认为，铁磁合金中畴壁体密度对内耗的影响应存在一个阈值（或临界值），即畴壁的体密度在阈值以

上时,它对内耗的影响甚微或没有影响,畴壁密度在阈值以下时则会对内耗产生明显影响,表现为畴壁密度越大,内耗也就越大,反之亦然。尽管传统的观点只适用于阈值以下的情况,而本文的实验结果显然属于阈值以上的情形。因此,经 1373 K 退火的四种不同成分合金的畴壁密度相差很大,但由于其影响很小,四种合金内耗的大小并未表现出与其畴壁密度大小的对应关系;对于经 1373 和 1473 K 退火的同一合金如 Fe-Cr-2Al-Si 或 Fe-Cr-Al 来说,尽管其畴壁密度从 1373 K 退火后的 0.06% 减至 1473 K 退火后的 0.03%,但由于其影响甚小,故其内耗主要受其它影响因素如局部内应力等影响而显著提高。

经过以上分析可知,畴壁能密度和体密度均会对铁磁合金的内耗造成影响,只是由于畴壁的体密度对内耗的影响存在临界值问题,而一般情况下该临界值又是在再结晶温度以上较高温度退火后才可能出现,因此在 Fe-Cr-Al 合金的基础上添加 Si 导致合金内耗改变是由于 Si 的加入改变了合金的畴壁能密度。实际上合金经再结晶温度以上退火后,合金内部的位错应力场急剧减小,相当多的畴壁附近相当大的区域内只存在一些由合金原子排列引起的内禀内应力,在某一稍大于这种局部内应力的振动应力作用下,畴壁就会随着应力波的传播连续越过多个局部内应力起伏而实现多步移动,这种多步移动在磁学上叫做 Barkhausen 跳跃<sup>[9]</sup>。显然,一个畴壁的多步移动和多个畴壁的一步移动所造成的内耗效果相同,故畴壁的体积密度不应成为影响内耗的主要因素。一种更确切的提法应是:在振动应力作用下,合金内部被畴壁扫过的体积分数越大,其内耗越大。

## 5 结论

(1) 铁磁合金中磁畴壁不可逆移动造成的单位体积内弹性振动能的耗散应和畴壁能密度的大小是等值的。只有当合金的内部环境接近理想状态时,即合金经过较长时间的高温退火,合金内部的位错和晶界等显微组织结构的起伏尽量少,畴壁均处于无强钉作用的状态时,内耗才能随畴壁能密度的提高而提高。

(2) 以质量分数为 1% 的 Si 代替 Fe-Cr-Al 中 1% 的 Al,几乎不降低 Curie 温度,但却明显提高各向异性能,畴壁能密度明显提高;在 Fe-Cr-Al 基础上添加 1% 的 Si,可使 Curie 温度和各向异性能均明显降低,畴壁能密度显著降低。这是造成 1373 K 以上温度退火后,Fe-Cr-2Al-Si 合金比 Fe-Cr-Al 合金具有更大内耗<sup>[7]</sup>,以及 Fe-Cr-Al-Si(L) 合金的内耗<sup>[7]</sup>显著低于 Fe-Cr-Al 合金的主要原因。

## 参考文献

- [1] Masumoto H, Sawaya S, Hinai M. *Trans JIM*, 1979; 20: 409
- [2] Astie B, Deguaugue J. *J Phys Colloq*, 1981; 42(C5): 627
- [3] Golovin I S. *J Alloys Compound*, 1994; 211/212: 502
- [4] Frank R C, Johnson B G, Schroeder C W. *J Appl Phys*, 1969; 40: 3189
- [5] Ganganna H V, Fiore N F, Cullity B D. *J Appl Phys*, 1971; 42: 5792
- [6] Degauugue J. *Mater Sci Forum*, 1993; 119-121: 839
- [7] Wang W G, Zhou B X, Zheng Z M. *Acta Metall Sin*, 1998; 34: 1039  
(王卫国, 周邦新, 郑忠民. 金属学报, 1998; 34: 1039)
- [8] Wang W G. *PhD thesis*, Nuclear Power Institute of China, Chengdu, 1998: 72  
(王卫国 中国核动力研究设计院博士学位论文, 成都, 1998: 72)
- [9] Cullity B D. *Introduction to Magnetic Materials*. Canada Addison-Wesley Publishing Company, 1972: 135, 347
- [10] Wan D F, Ma X L. *Physics of Magnetism*. Chengdu: University Press of Electrical Technology, 1995: 337  
(宛德福, 马兴隆. 磁性物理学. 成都: 电子科技大学出版社, 1995: 337)
- [11] Zhong W D. *Ferromagnetism*. Beijing: Science Press, 1987: 136  
(钟文定. 铁磁学. 北京: 科学出版社, 1987: 136)
- [12] Weber H P, Tofield B B, Liao P F. *Phys Rev*, 1975; B11: 1152
- [13] Smith G W, Birchak J R. *J Appl Phys*, 1968; 39: 23
- [14] Smith G W, Birchak J R. *J Appl Phys*, 1969; 40: 517
- [15] Lee K H, Kang K H, Shin M C. In: *Proc 11th Conf on Mechanical Behaviors of Materials*, August 22, 1997, Seoul, Korea, 1997: 103
- [16] Karimi A, Gianque P H, Martin J L. *Mater Sci Forum*, 1995; 179-181: 679