

# 介观结构对纳米晶软磁合金巨磁阻抗效应影响的理论分析<sup>\*</sup>

杨全民<sup>1)</sup> 王玲玲<sup>2)</sup> 孙德成<sup>3)</sup>

1) 连云港师范高等专科学校物理系 (连云港 222006)

2) 湖南大学应用物理系 (长沙 410082)

3) 连云港师范高等专科学校化学系 (连云港 222006)

(2005 年 3 月 10 日收到, 2005 年 7 月 15 日收到修改稿)

根据用原子力显微镜对 Fe 基纳米晶  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$  合金薄带的介观结构和巨磁阻抗效应的实验研究结果, 提出了纳米晶软磁合金巨磁阻抗效应受其介观结构影响的理论模型。该模型成功地解释了低频对纳米晶软磁合金巨磁阻抗效应的影响, 反映了现有“三明治”理论的主要特征, 并弥补了它的不足; 同时指出了纳米晶粒电导率  $\sigma$ 、磁导率  $\mu$  对合金巨磁阻抗效应有影响。

关键词: 铁基纳米晶合金, 介观结构, 巨磁阻抗效应, 介观模型

PACC: 6146

## 1. 引言

自从 Yoshizawa 等<sup>[1]</sup>1988 年用非晶晶化法制备以软磁合金  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$  为代表的纳米晶材料 (finemet) 以来, 由于其具有十分优异的软磁性能而受到材料科学领域和工业界的重视, 后来人们又在 Fe 基纳米晶材料中发现巨磁阻抗 (GMI) 效应<sup>[2-4]</sup>。GMI 效应具有高灵敏度、磁滞小、响应快、饱和磁场低等特点, 在磁传感器和磁头应用方面优势突出<sup>[5]</sup>。另外, 这种软磁合金的交流驱动特点也为实现调制、解调、滤波、振荡和共振等应用提供了便利<sup>[6]</sup>, 从而更受学术界的重视。最近, 对 GMI 效应的研究集中于导电层、铁磁层或导电层、绝缘层、铁磁层构成的复合结构材料。研究表明, 由导电层外包裹铁磁层的三明治薄膜的 GMI 效应比单层膜有很大提高, 在三明治薄膜的导电层与铁磁层之间加入绝缘层后 GMI 比率有更大提高, 并且出现 GMI 效应的频率下降到 10 MHz 左右<sup>[7,8]</sup>。对于丝的研究已从非晶匀质丝发展到复合结构丝。在 GMI 效应的理论研究方面, 对于匀质材料已有较成熟的理论解释。对于

含导电层、铁磁层的多层复合结构也有一些理论模型, 理论模型与实验结果只在总的的趋势上大体符合。对于中间有绝缘层的多层复合结构, 尤其是对于在较低频率出现磁电阻、磁阻抗效应的解释还缺乏比较好的理论模型。

钟智勇等<sup>[9]</sup>基于铁磁薄膜和非铁磁薄膜的直接接触和高频电流在层状薄膜中的重新分布, 建立了铁磁/非铁磁/铁磁层状薄膜的电磁模型, 从 Maxwell 磁矢量势方程出发, 导出了层状薄膜的阻抗表达式, 计算分析了单层薄膜和层状薄膜 GMI 效应。刘江涛等<sup>[10]</sup>根据两种具有 GMI 效应的磁性材料实验样品的几何结构和材料特征, 提出了同轴电缆和三明治结构两种模型, 利用 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程对 GMI 效应的机理进行了研究, 推导出了同轴电缆和三明治结构两种模型的阻抗表达式。由于文献[10]只考虑了比较简单的情况 (磁性层饱和磁化且为单畴、各向同性等), 而没有考虑磁性材料的各向异性, 因此只有在外磁场较高时才与实验较好地符合。王艾玲等<sup>[11]</sup>在文献[10]的基础上考虑了磁性层的各向异性场, 对三明治结构作了进一步的理论计算, 推导出三明治结构模型的阻抗表达式, 得到与

\* 国家自然科学基金 (批准号 19874018)、江苏省现代教育技术研究重点项目 (批准号 2005-R-71) 和江苏省连云港市工业研究开发计划 (批准号 JGY200403) 资助的课题。

† E-mail: yqm616@sina.com

实验数据基本符合的结果。但由于文献[11]只考虑了单畴结构且假定了单一的各向异性等效场,而实际的材料中不同位置上其各向异性场是不同的。目前对于GMI效应的物理本质还不是非常清楚,因此各种理论模型的计算结果与实验结果总有一些差距。本文在方允樟等<sup>[12]</sup>利用原子力显微镜(AFM)对Fe基纳米晶合金的介观结构研究基础上,根据文献[13—15]对这种合金GMI效应的研究结果,提出了一种纳米晶软磁合金的介观结构对合金GMI效应影响的理论模型。为了叙述方便,称之为介观模型。这一理论模型是对同轴电缆和三明治结构两种模型<sup>[9—11]</sup>的补充,成功地解释了低频对纳米晶软磁合金GMI效应的影响,同时提出了纳米晶粒电导率 $\sigma$ 、磁导率 $\mu$ 对合金GMI效应有影响的新观点,这为实验物理学提出了一个新的命题。

## 2. 理论的实验基础

### 2.1. 方允樟等<sup>[12]</sup>的实验

方允樟等<sup>[12]</sup>用AFM对纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带的介观结构研究认为,在薄带外表面约有 $0.5\text{ }\mu\text{m}$ 厚度的表面层,自由面区约 $10\text{ }\mu\text{m}$ 、中间过渡区约 $5\text{ }\mu\text{m}$ 、贴辊区约 $12\text{ }\mu\text{m}$ 。图1为这种合金薄带横截面区域划分示意图。

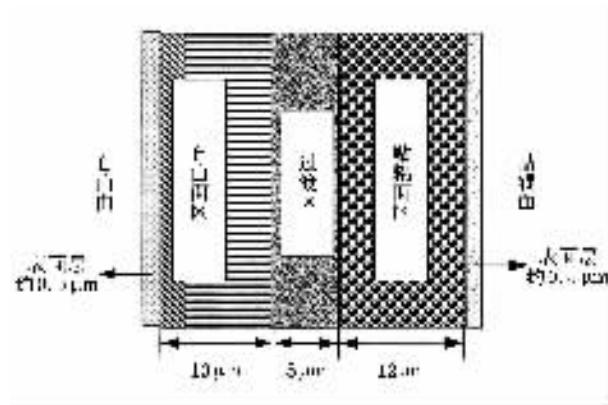


图1 铁基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 薄带横截面区域划分示意图<sup>[12]</sup>

文献[12]的AFM研究发现,在贴辊面区与自由面区之间存在着明显的介观结构差异,退火后晶化的薄带在贴辊面区存在明显的沿薄带纵向晶粒团聚的优势,在自由面区存在横向细晶粒团聚优势。

### 2.2. 杨燮龙等<sup>[13]</sup>的实验

杨燮龙等<sup>[13]</sup>研究了纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带的GMI效应。他们认为,一些样品出现 $\Delta Z > 0$ 的磁致电阻变化,这种现象反映了磁致电阻效应与样品的磁结构有密切的关系,纳米晶同样包含有磁畴壁移动和磁矩转动的磁化过程,当畴壁与带轴方向垂直以及交变磁场驱动的磁化过程随着轴向外磁场的增加时畴壁移动受到抑制,转动过程显得重要。随着频率的增加,趋肤效应明显,畴壁移动受到涡流的严重阻尼,使转动成为主要磁化机理。

### 2.3. 袁望治和王新征等<sup>[14,15]</sup>的实验

袁望治和王新征等<sup>[14,15]</sup>对镀NiFeB膜的绝缘层包裹BeCu丝的GMI效应和低频磁电阻效应的研究认为,复合结构软磁BeCu/NiFeB材料具有三明治结构。由于内部BeCu芯的高电导率,使得电流主要通过BeCu芯,大大减小了材料对交流电流的阻力;同时,外部的铁磁层形成了封闭的磁回路,构成磁通量的主要通路,减少了杂散磁场和退磁场的影响,因此样品的GMI效应良好。文献[14,15]指出,这样的结构使得趋肤效应不再是产生GMI效应的必要条件,在较低的频率下就可出现GMI效应。

## 3. 理论模型和计算

杨燮龙、袁望治等<sup>[13—15]</sup>的实验研究证明介观结构对纳米晶软磁合金GMI效应的影响是现实存在的。而目前流行的同轴电缆和三明治结构两种模型<sup>[9—11]</sup>均未能考虑这一因素。因此,我们从理论上计算GMI效应时,必须首先搞清楚铁磁体的磁化过程。因为GMI效应中铁磁体处在静磁场和交变电磁场同时作用之中,磁化过程存在畴壁移动和磁化矢量转动两种微观磁化机制,而且磁化过程具有动态效应,同时还应考虑畴壁振动和磁化矢量进动以及本文提出的铁磁体的介观结构,如此才能得到与实验比较符合的理论计算结果。

从方允樟等<sup>[12]</sup>的研究可知,在近自由面区为精细的纳米线结构,线径约为 $10\text{ nm}$ ,纳米线排列整齐、有序、均匀;从近自由面向中心区过渡,纳米线径由约为 $10\text{ nm}$ 增加到约为 $50\text{ nm}$ 并转向垂直于薄带面,存在横向细晶粒团聚优势。为了计算方便,可近似认为自由面区的纳米线为纳米尺寸的长圆柱体,这些

纳米圆柱体是由纳米细晶粒团聚形成的,其柱轴大体上垂直于薄带面。如图1所示,在贴辊面区则呈现明显的晶粒状,且从中心过渡区向近贴辊面区过渡,晶粒由约为50 nm增加到约为100 nm,而且表现出明显的方向优势团聚。样品纵断面介观结构存在明显的沿薄带纵向晶粒团聚的优势,团聚成数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒。晶粒棒起始于薄带贴辊面区与自由面区接合处(中心过渡区),离开接合处往贴辊面区向薄带轴向弯曲,2000—3000 nm后基本与薄带纵轴向平行,晶粒棒沿轴向有轻微的弯曲和粗细变化。这些晶粒棒也可看成是纳米圆柱体,它是由尺寸不等的纳米晶粒球团聚形成的,其柱轴与薄带纵向大体平行。如图1所示,Fe基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带具有十分明显的层状结构,因此可将合金薄带看成是铁磁层的多层次复合结构。

由于纳米晶软磁合金是一种由纳米晶球体(体心立方(bcc)结构的 $\alpha$ -Fe(Si)固溶体)及非晶相构成的双相材料,纳米晶粒球的晶体学取向呈现无规则分布,尺寸在10—100 nm,且球内与球外的材料组成不同。贴辊面区表现为明显的沿薄带纵向晶粒团聚的优势,呈现数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒。自由面区存在横向细晶粒团聚优势,呈现精细的纳米线结构。因此,可以认为Fe基合金体内由球状纳米晶和非晶组成,但并非均匀。在有些区域的微观景象是,由纳米晶组成的外观为圆柱形(贴辊面区为数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒,自由面区为精细的纳米线结构),其周围是非晶相结构。这种微观景象我们称为球、柱混合模型<sup>[16]</sup>,就是本文中所称的介观结构。为了研究合金的电磁特性,分为两种模型分别加以讨论。一种是圆柱体模型,认为合金体是由半径尺寸和长度尺寸不等的纳米晶圆柱体(纳米晶粒棒或纳米线)与非晶相组成。另一种是球体模型,认为合金体是由尺寸不等的纳米晶球体与非晶相组成。

当所加交变磁场的频率在20—50 kHz范围内,样本即为均匀磁化。由于外加交变磁场的作用,合金内磁畴的变化频率与外加磁场的频率一致。又因为, $\alpha$ -Fe(Si)纳米晶的直径不足畴壁厚度 $L_{\text{ex}}$ 的1/10,样本内每一个磁畴中所有的纳米晶体球的磁矩方向都一致,这样每一个磁化了的纳米晶都可等效为一个磁偶极子。纳米晶圆柱体可等效为一个磁偶极子线。这些磁偶极子通过其外围的非晶相介质发生磁耦合,样本表现出宏观磁场。为了方便,下面把磁畴作用于

纳米晶圆柱体和纳米晶体球的磁场称为外磁场,这并不影响对问题的分析。

### 3.1. 模型 I

为了研究纳米晶合金的软磁性能,设定合金在均匀交变磁场作用下发生磁化,这样可以将贴辊面区中每个数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒以及自由面区中精细的纳米线看成为铁磁性圆柱体,而将柱外的非晶相看成为电阻率很高的磁性材料。由于GMI效应中所加稳恒磁场分为纵向和横向两种情况,而交变电流产生的交变磁场则为纵向或环轴向,所以认为外加交变磁场的方向与柱轴垂直。

设铁磁性圆柱体半径为 $R$ ,电导率为 $\sigma$ ,磁导率为 $\mu$ ;周围的非晶相介质的电导率为 $\sigma_0$ ,磁导率为 $\mu_0$ 。外加均匀交变低频磁场 $H_1 = H_{1m} e^{-i\omega t}$ 。选择圆柱坐标系,原点 $o$ 设在圆柱轴心上, $Z$ 轴与圆柱轴线一致, $X$ 轴与外加磁场 $H_1$ 方向一致, $Y$ 轴与外加磁场 $H_1$ 方向垂直,如图2所示。

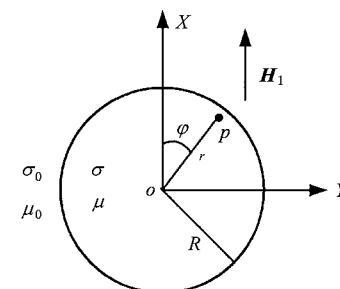


图2 铁磁圆柱体在垂直柱轴的交变磁场中

因为圆柱体内的感应电流(涡流)只有圆柱轴线方向,因此涡流产生的磁场 $H_2$ 的矢势 $A_2$ 也只有 $Z$ 轴方向的分量 $A_{2Z}$ 。

外加磁场 $H_1 = H_{1m} \cos \omega t$ 的矢势 $A_1$ 满足

$$\nabla_X \times A_1 = \frac{\partial A_{1Z}}{\partial y} - \frac{\partial A_{1Y}}{\partial z} = H_{1m},$$

$$\nabla_Y \times A_1 = 0,$$

$$\nabla_Z \times A_1 = 0.$$

因为

$$\frac{\partial A_{1Y}}{\partial z} = 0,$$

所以

$$\frac{\partial A_{1Z}}{\partial y} = H_{1m},$$

故

$$A_{1Z} = H_{1m}y = H_{1m}rsin\phi.$$

可见,外加磁场  $H_1$  与涡流产生的磁场  $H_2$ ,它们的磁矢势  $A_1, A_2$  都只有  $Z$  轴方向的分量,因此总磁场的矢势也只有  $Z$  轴方向的分量,即

$$\mathbf{A} = A_Z \mathbf{k}.$$

总矢势的波动方程为

$$\frac{\partial^2 A_Z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_Z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_Z}{\partial \phi^2} = -iPA_Z \quad (r < R), \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 A_Z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_Z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_Z}{\partial \phi^2} = 0 \quad (r > R), \quad (1b)$$

式中  $P = \sigma\mu\omega$ .

### 3.1.1. 圆柱体内、外的磁矢势推导<sup>[17]</sup>

利用分离变量法可得圆柱体内、外磁矢势的通解为

$$A_i = \sum_{n=1}^{\infty} M_n I_n(\nu) \sin n\phi, \quad (2a)$$

$$A_o = \sum_{n=1}^{\infty} N_n \frac{\sin n\phi}{r^n} + H_{1m}rsin\phi. \quad (2b)$$

边界条件为

$$A_i \Big|_{r=R} = A_o \Big|_{r=R}, \quad (3a)$$

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_i}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_o}{\partial r} \Big|_{r=R}. \quad (3b)$$

由(3a)(3b)式可知  $n=1$  则(2a)(2b)式可化为

$$A_i = MI_i(\nu) \sin\phi,$$

$$A_o = \frac{N}{r} \sin\phi + H_{1m}rsin\phi.$$

由(3a)式得

$$MI_i(\nu) = \frac{N}{R} + H_{1m}R, \quad (4a)$$

由(3b)式得

$$\frac{M}{\mu} \sqrt{i\rho} I'_i(\nu_R) = \frac{1}{\mu_0} \left( -\frac{N}{R^2} + H_{1m} \right), \quad (4b)$$

式中  $\nu_R = \sqrt{i\rho}R$ .

由(4a)(4b)式解得

$$N = -H_{1m}R^2 \frac{\mu_0 \nu_R I'_i(\nu_R) - \mu I_i(\nu_R)}{\mu_0 \nu_R I'_i(\nu_R) + \mu I_i(\nu_R)}. \quad (5a)$$

由文献 18 知,

$$I_i(x) \equiv e^{-ix/2} J_i(xe^{ix/2}) \\ = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k! I(k+1)} \left( \frac{x}{2} \right)^{2k+1},$$

对于整数阶的第一类虚宗量 Bessel 函数简单地有  $I_n(x) = i^{-n} J_n(ix)$ ,由此可解得

$$I'_i(\nu) = \frac{1}{\nu} I_i(\nu) + I_2(\nu),$$

$$2I_i(\nu) = \nu I_0(\nu) - \nu I_2(\nu).$$

代入(5a)式,解得

$$N = -H_{1m}R^2 \frac{(\mu_0 - \mu)I_0(\nu_R) + (\mu_0 + \mu)I_2(\nu_R)}{(\mu_0 + \mu)I_0(\nu_R) + (\mu_0 - \mu)I_2(\nu_R)} \\ = -H_{1m}R^2 \tilde{T}, \quad (5b)$$

式中

$$\tilde{T} = \frac{(\mu_0 - \mu)I_0(\nu_R) + (\mu_0 + \mu)I_2(\nu_R)}{(\mu_0 + \mu)I_0(\nu_R) + (\mu_0 - \mu)I_2(\nu_R)}. \quad (6)$$

把(5b)式代入(4a)式,得

$$M = \frac{H_{1m}R}{I_i(\nu_R)} (1 - \tilde{T}).$$

则圆柱体内、外的磁矢势为

$$A_i = \frac{H_{1m}R}{I_i(\nu_R)} (1 - \tilde{T}) I_i(\nu) \sin\phi e^{i\omega t}, \quad (7a)$$

$$A_o = H_{1m}r \left( 1 - \frac{R^2}{r^2} \tilde{T} \right) \sin\phi e^{i\omega t}. \quad (7b)$$

### 3.1.2. 圆柱体外的磁场分布规律推导

根据

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \mathbf{e}_r & r\mathbf{e}_\phi & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_r & rA_\phi & A_z \end{vmatrix},$$

可得圆柱外磁场的分量

$$H_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_o}{\partial \phi} = H_0 \left[ 1 - \tilde{T} \frac{R^2}{r^2} \right] \cos\phi, \quad (8a)$$

$$H_\phi = -\frac{\partial A_o}{\partial r} = -H_0 \left[ 1 + \tilde{T} \frac{R^2}{r^2} \right] \sin\phi, \quad (8b)$$

$$H_z = 0. \quad (8c)$$

铁磁圆柱体在均匀交变磁场中产生的磁化磁场分布规律为

$$H_{2r} = -H_0 \tilde{T} \frac{R^2}{r^2} \cos\phi, \quad (9a)$$

$$H_{2\phi} = -H_0 \tilde{T} \frac{R^2}{r^2} \sin\phi, \quad (9b)$$

式中

$$\tilde{T} = \frac{(\mu_0 - \mu)I_0(\nu_R) + (\mu_0 + \mu)I_2(\nu_R)}{(\mu_0 + \mu)I_0(\nu_R) + (\mu_0 - \mu)I_2(\nu_R)}, \quad (10)$$

$$\nu = \sqrt{i\rho r} = \sqrt{i\sigma\mu\omega r}. \quad (11)$$

从(10)(11)式可知,铁磁性圆柱体在均匀交变磁场中产生的磁化磁场,相当于在圆柱体轴线处安放一个磁矩为  $M_c = -H_0 R^2 \tilde{T}$  的磁偶极线产生的磁场.磁化磁场的强度与  $\tilde{T}$  有关,因为  $\tilde{T} = \tilde{T}(\nu)$ ,  $\nu^2 = k^2 R^2 = i\mu\omega R^2$ ,所以有  $\tilde{T} = \tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R)$ .因此,

$$\begin{aligned} M_c &= H_0 R^3 \cdot \tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R) \\ &= M_c(\mu, \sigma, \omega, R, H_0). \end{aligned} \quad (12)$$

由此可见, 影响磁化铁磁性圆柱体等效磁偶极线磁矩大小的因素有铁磁性圆柱体的磁导率  $\mu$ 、电导率  $\sigma$ 、圆柱体的半径  $R$  以及外加交变磁场强度的有效值  $H_0$  和频率  $f$ . 而对于确定的铁磁性圆柱体而言,  $\nu^2 \propto \omega$ , 即  $\tilde{T} = \tilde{T}(\omega)$ , 因此  $\tilde{T}$  函数通常又称为柱频率函数.

### 3.2. 模型Ⅱ

为了研究纳米晶合金的软磁性能, 设定合金在均匀交变磁场作用下发生磁化, 这样可以将每个纳米晶看成是一个铁磁性导电球体, 将纳米晶外的非晶相看成是电阻率很高的磁性材料.

设球体半径为  $R$ , 电导率为  $\sigma$ , 磁导率为  $\mu$ ; 周围介质的电导率为  $\sigma_0$ , 磁导率为  $\mu_0$ . 外加均匀谐变低频磁场  $\mathbf{H}_1 = H_0 e^{-i\omega t}$ . 选择球坐标系, 原点  $o$  设在球心,  $Z$  轴与外加磁场  $\mathbf{H}_1 = H_0 e^{-i\omega t}$  方向一致,  $X$  轴水平,  $Y$  轴垂直于剖面. 如图 3 所示.

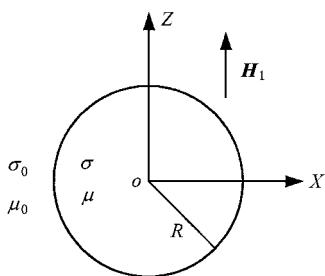


图 3 铁磁性导电球体在均匀交变磁场中( $Y$  轴垂直纸面向里)

铁磁性球体在均匀谐变磁场中产生的磁化场分布规律为<sup>[16]</sup>

$$H_{2r} = H_0 \frac{R^3 D}{r^3} \cos \theta, \quad (13a)$$

$$H_{2\theta} = H_0 \frac{R^3 D H_0}{r^3} \sin \theta. \quad (13b)$$

式中

$$D = \frac{2\mu [\sin \nu - \nu \cos \nu] - \mu_0 [\nu \cos \nu - \sin \nu + \nu^2 \sin \nu]}{2\mu [\sin \nu - \nu \cos \nu] + 2\mu_0 [\nu \cos \nu - \sin \nu + \nu^2 \sin \nu]}, \quad (14)$$

$$\nu = kR = \sqrt{i\mu\sigma\omega}R. \quad (15)$$

从(13a)(13b)式可知, 均匀谐变低频磁场中铁磁性球体产生的磁场, 相当于在球心处安放一个磁矩为  $M_b = H_0 R^3 D$  的磁偶极子的磁场. 磁化场的强度与

$D$  有关, 因为  $D = D(\nu)$ ,  $\nu^2 = k^2 R^2 = i\mu\sigma\omega R^2$ , 所以有  $D = D(\mu, \sigma, \omega, R)$ . 因此,

$$\begin{aligned} M_b &= H_0 R^3 \cdot D(\mu, \sigma, \omega, R) \\ &= M_b(\mu, \sigma, \omega, R, H_0). \end{aligned} \quad (16)$$

由此可见, 影响磁化铁磁性球体等效磁偶极子磁矩大小的因素有铁磁性球体的磁导率  $\mu$ 、电导率  $\sigma$ 、球体半径  $R$  以及外加交变磁场强度的有效值  $H_0$  和频率  $f$ . 但对于确定的铁磁性球体而言,  $\nu^2 \propto \omega$ , 即  $D = D(\omega)$ , 因此  $D$  函数通常又称为球频率函数.

### 4. 结果及讨论

晶粒棒铁磁性圆柱体的频率函数  $\tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R)$  随  $\alpha = \mu\sigma\omega R^2$  的变化图像如图 4 所示. 因此, 铁磁性圆柱体的磁导率  $\mu$ 、电导率  $\sigma$ 、圆柱体的半径  $R$  外加交变磁场的频率  $f$  都是影响纳米晶 Fe<sub>73.5</sub>Cu<sub>1</sub>Nb<sub>3</sub>Si<sub>13.5</sub>B<sub>9</sub> 合金磁性能的因素.

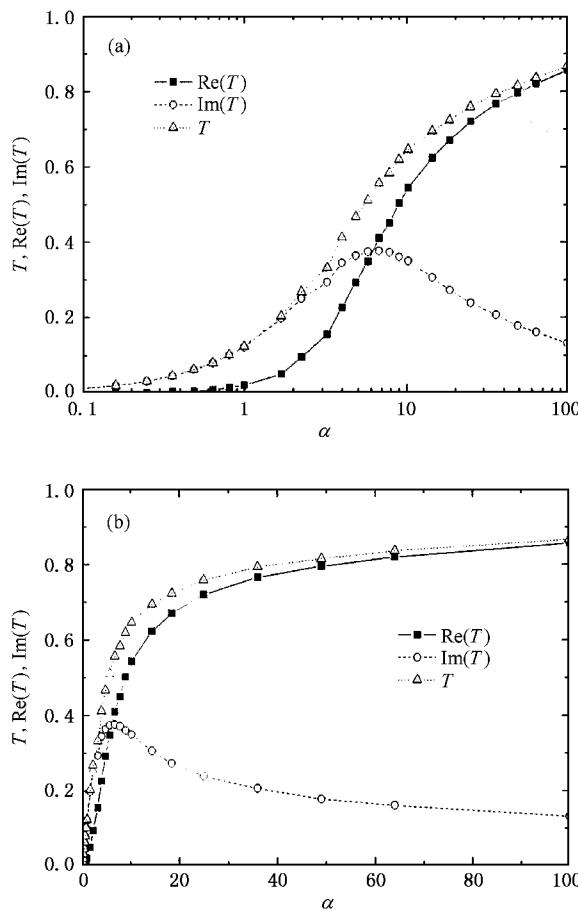


图 4 频率函数  $\tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R)$  随  $\alpha = \mu\sigma\omega R^2$  的变化关系

同理, 纳米晶铁磁性球体的频率函数  $D =$

$D(\mu, \sigma, \omega, R)$  随  $\alpha = \mu\sigma\omega R^2$  的变化也有类似图 4 的变化关系。因此, 纳米晶铁磁性球体的磁导率  $\mu$ 、电导率  $\sigma$ 、球体半径  $R$  以及外加交变磁场的频率  $f$  也是影响纳米晶  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  合金磁性能的因素。

因  $\alpha = \mu\sigma\omega R^2$ , 由(12)式知

$$\begin{aligned} M_c &= H_0 R^3 \cdot \bar{T}(\mu, \sigma, \omega, R) \\ &= M_c(\mu, \sigma, \omega, R, H_0), \end{aligned}$$

由(16)式知

$$\begin{aligned} M_b &= H_0 R^3 \cdot D(\mu, \sigma, \omega, R) \\ &= M_b(\mu, \sigma, \omega, R, H_0). \end{aligned}$$

因此, 对于给定的铁磁性圆柱体(或铁磁性球体), 其频率函数  $\bar{T}(\mu, \sigma, \omega, R)$ (或  $D(\mu, \sigma, \omega, R)$ )在磁导率  $\mu$  和电导率  $\sigma$  确定的情况下取决于  $\omega R^2$ 。由此可见,  $R^2$  与  $\omega$  对频率函数的影响力是等同的。再从图 4 中不难看出, 半径相差不大的铁磁性圆柱体(或铁磁性球体)的最佳频率值相差很小。因此, 自由面区和贴辊面区中的铁磁性圆柱体(或铁磁性球体)的最佳频率值相差很小。这样就为纳米晶体球(或纳米晶圆柱体)通过其外围的非晶相介质发生磁耦合、分区(自由面区与贴辊面区)磁耦合创造了最佳频率条件, 进而表现为实验中观察到的 GMI 频率特性。这为上述理论模型建立时将自由面区的纳米线及贴辊面区的晶粒棒都看成为纳米尺寸的铁磁性圆柱体提供了理论支持。

Fe 基纳米晶  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  合金薄带可以看成是铁磁层的多层复合结构, 杨燮龙等<sup>[13]</sup>的实验研究证明介观结构对纳米晶软磁合金 GMI 效应的影响是现实存在的。非晶制备态的电阻抗随外磁场的变化最小, 随着退火温度的提高, 样品磁致电阻抗的相对变化增大。我们知道 540 ℃退火样品具有最好的软磁特性, 该退火条件下晶粒与非晶相呈现最佳体积分数比。由于晶粒与非晶相(界面)之间的磁交换相互作用, 其交换相关长度可大于纳米晶粒的尺寸或者与其相当。文献[13]的研究发现, 一些样品出现  $\Delta Z > 0$  的磁致电阻抗变化, 这种现象反映了磁致电阻抗效应与样品的磁结构有密切的关系, 纳米晶同样包含有磁畴壁移动和磁矩转动的磁化过程, 当畴壁与带轴方向垂直以及交变磁场驱动的磁化过程随着轴向外磁场的变化时, 畴壁移动受到抑制, 转动过程显得重要。当  $H_{ex} = H_k$  情况下转动磁导率达到最大值  $\mu_{max}$ ,  $H_k$  为垂直于带轴方向的各向异性等效场, 而且这种情况也出现在高频情况下。随着频率的增加趋肤效应变得明显, 畴壁移动受到涡流的严

重阻尼, 使转动成为主要磁化机理。他们的进一步研究发现, 对  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  样品在 540 ℃加横向磁场退火 0.5 h, 与未加磁场在同样退火条件下的样品进行比较, 前者的  $\Delta Z > 0$  的部分明显地比后者大, 正的磁致阻抗效应比不加横向磁场处理的增加一倍多。可见, 要进一步提高 Fe 基纳米晶  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  的 GMI 效应, 加横向磁场磁化或利用磁弹性耦合作用(通过应力和调整  $\lambda_s$  符号)使样品出现横向磁结构是一项十分有效的措施。

同样, 介观结构对纳米晶软磁合金 GMI 效应的影响在丝状复合结构材料中也有反映。文献[14, 15]对镀 NiFeB 膜的绝缘层包裹 BeCu 丝的 GMI 效应和低频磁电阻效应的研究认为, 复合结构软磁 BeCu/NiFeB 材料具有三明治结构, 内部为高电导率的 BeCu 芯, 外部包覆着高磁导率的铁磁层。由于内部 BeCu 芯的高电导率, 使得电流主要通过 BeCu 芯, 大大减小了材料对交流电流的阻力。同时, 外部的铁磁层形成了封闭的磁回路, 构成磁通量的主要通路, 减少了杂散磁场和退磁场的影响, 因此样品的 GMI 效应良好。这样的结构使得趋肤效应不再是产生 GMI 效应的必要条件, 在较低的频率下就可出现 GMI 效应。文献[14, 15]认为, 磁阻抗比率最大值随频率增大而发生变化。当频率较低时, 畴壁移动对磁化起主要作用, 磁阻抗与频率成正比, 从而使外磁场对阻抗的影响随着频率的增大而增大。因此, 在较低频率下(小于 1 MHz)磁阻抗比率随着频率的增大而增大。

## 5. 结 论

依据 AFM 对 Fe 基纳米晶  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  合金薄带介观结构的研究结果<sup>[12]</sup>, 在文献[13—15] GMI 效应研究的基础上, 提出了纳米晶软磁合金 GMI 效应受其介观结构影响的理论模型, 我们称之为介观模型。计算表明, 影响不同尺寸纳米晶磁化铁磁性球体等效磁偶极子磁矩大小的因素有铁磁性球体的磁导率  $\mu$ 、电导率  $\sigma$ 、球体半径  $R$  以及外加交变磁场强度的有效值  $H_0$  和频率  $f$ , 影响数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒磁化铁磁性圆柱体等效磁偶极子磁矩大小的因素有铁磁性圆柱体的磁导率  $\mu$ 、电导率  $\sigma$ 、圆柱体的半径  $R$  以及外加交变磁场强度的有效值  $H_0$  和频率  $f$ 。利用介观模型成功地解释了低频对纳米晶软磁合金 GMI 效应的影响, 所得理论体

现了“三明治”理论的特点，并弥补了它的不足，同时提出了纳米晶粒电导率  $\sigma$ 、磁导率  $\mu$  对合金 GMI 效

应有影响的观点。理论研究结果与实验结果一致<sup>[12—14, 49]</sup>。

- [1] Yoshizawa Y, Oguma S, Yamauchi K 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 6044
- [2] Yang J X, Yang X L, Chen G et al 1998 *Chin. Sci. Bull.* **43** 1051 (in Chinese) [杨介信、杨燮龙、陈国等 1998 科学通报 **43** 1051 ]
- [3] Muller M, Novy A, Brunner M et al 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **196—197** 357
- [4] Kollar P, Kovac J, Fuzer J et al 2000 *J. Magn. Magn. Mater.* **215—216** 560
- [5] Favieves C, Areca C, Sanxhez M C et al 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **196—197** 224
- [6] Mohri K, Boshida k, Noda M et al 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 1260
- [7] Xiao S Q, Liu Y H, Yan S S et al 2000 *Phys. Rev. B* **61** 5734
- [8] Morikawa T, Nishibe Y, Yamadera H et al 1996 *IEEE Trans. Magn.* **32** 4965
- [9] Zhong Z Y, Lan Z W, Zhang H W et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1610 (in Chinese) [钟智勇、兰中文、张怀武等 2001 物理学报 **50** 1610 ]
- [10] Liu J T, Zhou Y S, Wang A L et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2859 (in Chinese) [刘江涛、周云松、王艾玲等 2003 物理学报 **52** 2859 ]
- [11] Wang A L, Liu J T, Zhou Y S et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 905 (in Chinese) [王艾玲、刘江涛、周云松等 2004 物理学报 **53** 905 ]
- [12] Fang Y Z, Wu F M, Wu W H et al 2004 *Chin. Sci. Bull.* **49** 1900
- [13] Yang Y L, Yang J X, Chen G et al 1997 *Chin. Sci. Bull.* **42** 196
- [14] Yuan W Z, Wang X Z, Zhao Z J et al 2004 *Chin. Sci. Bull.* **49** 1002
- [15] Wang X Z, Yuan W Z, Oumarou M et al 2004 *J. East China Normal Univ. ( Natural Science )* (2) 64 (in Chinese) [王新征、袁望治、Oumarou M 等 2004 华东师范大学学报(自然科学版) (2) 64 ]
- [16] Yang Q M, Wang L L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4256 (in Chinese) [杨全民、王玲玲 2005 物理学报 **54** 4256 ]
- [17] Yang Q M 2004 *J. Xuzhou Normal Univ. ( Natural Science )* **22**(4) 64 (in Chinese) [杨全民 2004 徐州师范大学学报(自然科学版) **22**(4) 64 ]
- [18] Wu C S 1999 *Methods of Mathematical Physics* ( Beijing : Peking University Press ) pp435—438 (in Chinese) [吴崇试 1999 数学物理方法 (北京 北京大学出版社) 第 435—438 页 ]
- [19] Zhang Y Z 2004 *Shanghai Steel Research* **1** (in Chinese) [张延忠 2004 上海钢研 **1** 3 ]

# Theoretical study on the influence of the microstructure of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ on its giant magneto-impedance effect<sup>\*</sup>

Yang Quan-Min<sup>1)</sup> Wang Ling-Ling<sup>2)</sup> Sun De-Cheng<sup>3)</sup>

1) Department of Physics, Lianyungang Teachers College, Lianyungang 222006, China

2) Department of Applied Physics, Hunan University, Changsha 410082, China

3) Department of Chemistry, Lianyungang Teachers College, Lianyungang 222006, China

(Received 10 March 2005; revised manuscript received 15 July 2005)

## Abstract

Based on the experimental results of atomic force microscope observation of the microstructure and the giant magneto-impedance (GMI) effect of  $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$  nanocrystalline alloy, we propose a model for exploring the influence of the microstructure on the GMI effect in this kind of Fe-based nanocrystalline soft magnetic alloy which explains successfully the GMI behavior at low frequency. The model possesses the main features of the sandwiched model while eliminating its deficiencies. This model is called the mesoscopic model. We also point out the influence of the electrical conductivity  $\sigma$  and the permeability  $\mu$  of nanocrystal grains on the GMI effect of the Fe-based nanocrystalline alloys.

**Keywords** : Fe-based nanocrystalline alloys, microstructure, giant magneto-impedance effect, mesoscopic model

**PACC** : 6146

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19874018), the Key Program of the Modern Education-Technology Research of Jiangsu Province, China (Grant No. 2005-R-71), and the Industrial Research Development Program of Lianyungang, China (Grant No. GY200403).