

频率对纳米晶软磁合金磁性能影响的理论解释^{*}

杨全民^{1)†} 王玲玲²⁾

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)

(2004 年 12 月 10 日收到 2005 年 1 月 14 日收到修改稿)

根据原子力显微镜 (AFM) 对 Fe 基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带的介观结构的研究结果, 提出了解释纳米晶软磁合金磁性能的理论模型——柱、球混合模型, 并成功地解释了频率对纳米晶软磁合金磁性能的影响, 所得理论体现了 Herzer 理论和纪松理论的特点, 并弥补了它们的不足, 同时提出了纳米晶粒电导率 σ 、磁导率 μ 对合金磁性有影响的观点.

关键词: 铁基纳米晶合金, 模型, 频率, 软磁性能

PACC: 6146, 8100B

1. 引言

纳米晶软磁合金具有十分优异的软磁性能, 其相对磁导率 μ_i 可达 10^5 数量级, 是当今物理学、化学、材料科学研究的热点^[1-4]. 目前, 关于其优异软磁性能的理论解释主要有: 1) Herzer^[5] 的有效磁各向异性理论, 用它可解释纳米晶软磁合金高性能的物理来源, 但由于该理论主要反映了纳米晶因素, 忽略了纳米晶合金中的非晶相作用, 这不符合纳米晶软磁合金双相组织结构的特点, 无法全面解释纳米晶合金的磁性与其显微结构参数及晶化退火温度的关系. 2) 纪松等人^[6] 的双相无规磁各向异性模型. 该模型考虑了合金的双相组织结构的实际情况, 给出的有效磁各向异性 $\langle K \rangle$ 及 $\langle K \rangle$ 取最小值的条件, 很好地描述了纳米晶软磁合金的磁性与退火温度及显微结构的关系. 并指出, 不同退火温度的磁性主要取决于有效磁各向异性 $\langle K \rangle$; $\langle K \rangle$ 与合金的显微结构参数及铁磁相磁特性参数有关, 当它们处于最佳耦合状态时, $\langle K \rangle$ 取最小值, 合金的软磁性能最好. 以上模型只能解释纳米晶软磁合金的磁性与退火温度及显微结构的关系, 并不能解释在不同频率的外加交变磁场作用下合金磁化磁场强度大小的

变化规律, 亦即合金磁化磁场强度的频率特性. 本文在方允樟等人^[7] 用原子力显微镜 (AFM) 对 Fe 基纳米晶合金的介观结构的研究基础上, 结合前人的研究结果, 建立新的理论模型——柱、球混合模型, 不但解释了纳米晶合金软磁特性与退火温度及显微结构的关系, 还解释了合金磁性与外加交变磁场频率的关系, 同时还提出了铁磁性纳米晶合金的磁性与纳米晶粒的电导率 σ 、磁导率 μ 有关的论断, 这为实验物理学提出了一个新的命题.

2. 理论的实验基础

方允樟等人^[7] 用 AFM 对 Fe 基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带的介观结构研究认为, 在薄带外表面约有 $0.5\mu\text{m}$ 厚度的表面层; 自由面区约 $10\mu\text{m}$; 中间过渡区约 $5\mu\text{m}$; 贴辊面区约 $12\mu\text{m}$. 图 1 为示意图.

方等的 AFM 研究发现, 1) 合金薄带横截面 (CSS) 上从自由面向贴辊面过渡, 有明显的结构差异. 在近自由面区为精细的纳米线结构, 线径约 10nm , 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 10nm 增加到约 50nm , 并转向垂直于薄带面; 在贴辊面区, 则呈现明显的晶粒

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 19874018) 和连云港市工业研究开发计划 (批准号: GY200403) 资助的课题.

[†] E-mail: yqm616@sina.com, yqm616@126.com

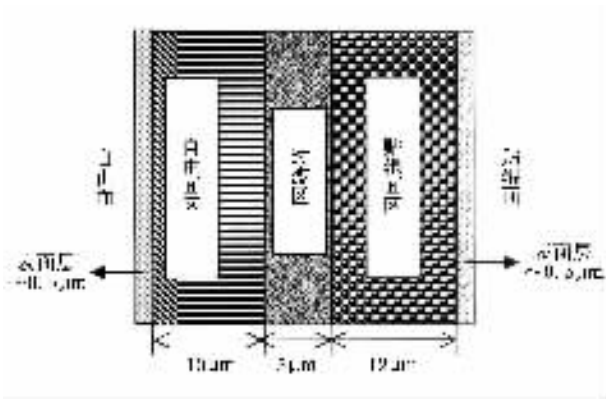


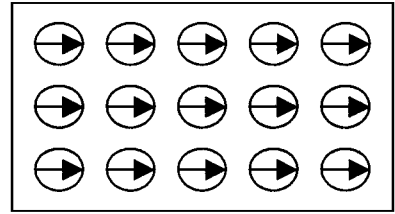
图1 铁基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 薄带横截面区域划分示意图^[7]

状,且从中心过渡区向近贴辊面区过渡,晶粒由约 50nm 增加到约 100nm,而且表现出明显的方向优势团聚。²⁾从铁基纳米晶薄带的阴面(LSS)的 AFM 图片也可以看出:在自由面区是精细的纳米晶线结构,在近自由面区是被折断的纳米线头,纳米线断头沿薄带纵向排列成规则的波浪形,局域具分形特征;在薄带近自由面区和中心过渡区之间区域,是整齐、有序、均匀地排列的近乎平直的纳米线,纳米线垂直于薄带的表面。³⁾铁基纳米晶薄带 LSS(纵断面样品)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纵轴向弯曲,2000—3000nm 后基本与薄带纵轴向平行,晶粒棒沿轴向有轻微的弯曲和轻微的粗细变化。

3. 模 型

从方允璋等人的研究中可见,纳米晶软磁合金是一种由纳米晶球体(体心立方(bcc)结构的 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$ 固溶体)和纳米晶棒(棒为纳米晶团聚的结果)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,纳米晶的尺寸为 10—100nm;纳米晶基本上为球体,且球内与球外的材料组成不同,如图 2 所示。因此,可以认为,铁基合金体内是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(数千纳米长,数百纳米粗的晶粒棒)的周围是非晶相的。这种微观景象我们称为球、柱混合模型。但是,为了研究合金的电磁特性,只能分别讨论。因此,分为两种模型比较方便。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;另一种是圆柱体模型,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(数千纳米长,数百纳米粗的晶粒棒)与非晶相组成。当然,总的模型是图 1 所示的球、柱混合模型。这并不影响下面的讨论。



为晶粒磁化的磁矩方向

图2 纳米晶软磁合金在外加交变磁场作用下纳米晶粒磁化及合金磁化示意

在外加交变磁场作用下,当所加交变磁场的频率在 20—50kHz 范围内(样本使用过程中的截止频率)样本即为均匀磁化。由于外加磁场的作用,合金内的磁畴也跟着变化,而且磁畴的变化频率与外加磁场的频率一样,也就是说磁畴内的磁场的变化频率与外加磁场的频率一样。又因为 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$ 纳米晶的直径小于畴壁厚度(L_{ex})的 1/10,样本内每一个磁畴内的每一个纳米晶体球的磁化磁矩方向都一致,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线,这些磁极子通过其外围的非晶相介质发生磁偶合,进而表现为宏观磁场。图 2 为示意图。为了方便,下面把纳米晶体球和纳米晶圆柱体所受磁畴内磁场的作用说成外磁场,这并不影响对问题分析的正确性。

3.1. 模型 1

为了研究纳米晶合金的软磁性能,我们认为合金在均匀交变磁场作用下发生磁化,这样,则可以将每个纳米晶看成是一个铁磁性导电球体,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 , 导电率为 σ , 导磁率为 μ ; 周围介质的导电率为 σ_0 , 导磁率为 μ_0 。外加均匀谐变低频磁场 $H_1 = H_0 e^{-i\omega t}$ 。选择球坐标系, 原点 O 设在球心, Z 轴与外加磁场 $H_1 = H_0 e^{-i\omega t}$ 方向一致, X 轴水平, Y 轴垂直于剖面。如图 3 所示。

3.1.1. 球内、外赫兹标量 π_z^* 的通解

铁磁球体在均匀谐变磁场中产生的磁化场分布

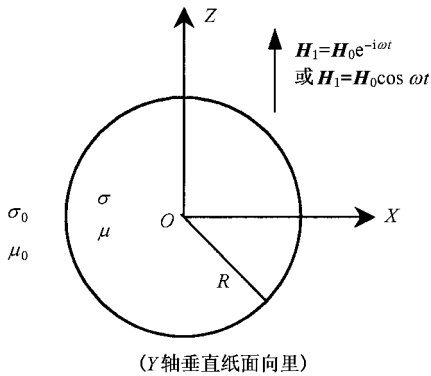


图3 铁磁性导电球体在均匀交变磁场中

规律可用求解波动方程来实现. 而电磁场波动方程有矢量势 A 和 A^* 标量势 U 和 U^* 赫兹矢量 π 和 π^* , 以及场矢量 E 和 H 波动方程. 该问题利用赫兹矢量 π^* 波动方程比较方便.

由于本问题的外加磁场为低频 磁场

$$\mathbf{H} = i\omega\mu\epsilon\pi^* + \nabla\nabla \cdot \pi^*, \quad (1)$$

因为外加磁场是均匀的, 其磁场强度的散度应为 0, 即 $\nabla \cdot \mathbf{H}_1 = 0$, 所以 \mathbf{H}_1 可由 π_1^* 表示,

$$\mathbf{H}_1 = i\omega\mu\epsilon\pi_1^*. \quad (2)$$

可见, 外加磁场的赫兹矢量 π_1^* 只有 z 分量.

由图 3 可以看出, \mathbf{H}_1 垂直 xy 平面, 所以球内的感应电流必平行 xy 平面, 在 z 方向无分量, 因此赫兹矢量 π^* 只有 z 方向的分量, 用 π_z^* 表示. 即得标量赫兹波动方程 $\nabla^2 \pi_z^* + i\omega\mu\sigma\pi_z^* = 0$.

因为 π_z^* 关于 z 轴对称, 则有 $\pi_z^* = \pi_z^*(r, \theta)$. 在球坐标系中 π_z^* 的波动方程为

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \pi_z^*}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \pi_z^*}{\partial \theta} \right) + k^2 r^2 \pi_z^* = 0 \quad (r < R), \quad (3a)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \pi_z^*}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \pi_z^*}{\partial \theta} \right) + k_0^2 r^2 \pi_z^* = 0 \quad (r > R), \quad (3b)$$

式中 $k^2 = i\omega\mu\sigma$, $k_0^2 = i\omega\mu_0\sigma_0$.

利用分离变量法可得球内、外 π_z^* 的通解为

$$\pi_{z^*}^{\text{内}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{\sqrt{kr}} J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \cdot P_n(\cos\theta), \quad (4a)$$

$$\pi_{z^*}^{\text{外}} = \frac{H_0}{k_0^2} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\sqrt{k_0 r}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 r) \cdot P_n(\cos\theta). \quad (4b)$$

3.1.2. 球内、外赫兹标量 π_z^* 的特解

再利用磁场的边界条件

$$B_{n^*}^{\text{外}}|_{r=R} = B_{n^*}^{\text{内}}|_{r=R} \quad (n \text{ 为法向}); \quad (5a)$$

$$H_{t^*}^{\text{外}}|_{r=R} = H_{t^*}^{\text{内}}|_{r=R} \quad (t \text{ 为切向}). \quad (5b)$$

确定式(4a)(4b)中的系数 A_n 和 B_n , 则球内外的 π_z^* 为

$$\begin{aligned} \pi_{z^*}^{\text{内}} &= \frac{A_0}{\sqrt{kr}} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\text{si}(kr)}{\sqrt{kr}} \\ &= \frac{A_0}{k} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\text{si}(kr)}{r} \\ &= M \frac{\text{si}(kr)}{r} \quad (r < R), \end{aligned} \quad (6a)$$

式中 $M = \frac{A_0}{k} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$ 为常数.

$$\begin{aligned} \pi_{z^*}^{\text{外}} &= \frac{H_0}{k_0^2} + \frac{B_0}{\sqrt{k_0 r}} \cdot (-i) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{e^{ik_0 r}}{\sqrt{k_0 r}} \\ &= \frac{H_0}{k_0^2} + \frac{B_0}{k_0} (-i) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{e^{ik_0 r}}{r} \\ &= \frac{H_0}{k_0^2} + N \frac{e^{ik_0 r}}{r} \quad (r > R), \end{aligned} \quad (6b)$$

式中 $N = \frac{B_0}{k_0} (-i) \sqrt{\frac{2}{\pi}}$ 为常数.

3.1.3. 球外磁场分布计算

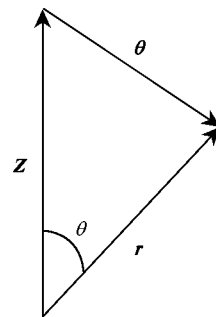


图4 矢量图

在球坐标系中 $\nabla_r \nabla \cdot \pi^* = \cos\theta \frac{\partial^2 \pi^*}{\partial r^2}$, $\nabla_\theta \nabla \cdot \pi^* = -\frac{\sin\theta}{r} \frac{\partial \pi^*}{\partial r}$, $\nabla_\theta \nabla \cdot \pi^* = 0$. 又因为 $B_n = \mu H_n = \mu H_r$, $= \mu(k^2 \pi_r^* + \nabla_r \nabla \cdot \pi_z^*)$; 又从图 4 中可以看出, $\pi_r^* = \pi_z^* \cos\theta$; 则有

$$\begin{aligned} B_n &= \mu(k^2 \pi_r^* + \nabla_r \nabla \cdot \pi_z^*) \\ &= \mu \left(k^2 \pi_z^* \cos\theta + \cos\theta \frac{\partial^2 \pi_z^*}{\partial r^2} \right). \end{aligned}$$

则(5a)式可写为

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{内}}}{\partial r^2} + k^2 \pi_{z^*}^{\text{内}} \right) \Big|_{r=R}$$

$$= \mu_0 \left(\frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r^2} + k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} \right) \Big|_{r=R}. \quad (7a)$$

由于 $H_n = H_r = k^2 \pi_\theta^* + \nabla_\theta \nabla \cdot \pi_z^*$, 从图 4 中可以看出 $\pi_\theta^* = -\pi_z^* \sin\theta$; 则

$$\begin{aligned} H_n = H_r &= k^2 \pi_\theta^* + \nabla_\theta \nabla \cdot \pi_z^* \\ &= -k^2 \pi_z^* \sin\theta - \frac{\sin\theta}{r} \frac{\partial \pi_z^*}{\partial r}. \end{aligned}$$

则(5b)式可写为

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{r} \frac{\partial \pi_{z^*}^{\text{内}}}{\partial r} + k^2 \pi_{z^*}^{\text{内}} \right) \Big|_{r=R} \\ &= \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r} + k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} \right) \Big|_{r=R}. \end{aligned} \quad (7b)$$

由(6a)式可得

$$\frac{\partial \pi_{z^*}^{\text{内}}}{\partial r} = \frac{Mk \cos kr}{r} - \frac{M \sin kr}{r^2}, \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{内}}}{\partial r^2} &= -\frac{Mk^2 \sin kr}{r} - \frac{Mk \cos kr}{r^2} \\ &\quad - \frac{Mk \cos kr}{r^2} + 2 \frac{M \sin kr}{r^3} \\ &= -\frac{Mk^2 \sin kr}{r} - 2 \frac{Mk \cos kr}{r^2} \\ &\quad + 2 \frac{M \sin kr}{r^3}, \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} &\mu \left(\frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{内}}}{\partial r^2} + k^2 \pi_{z^*}^{\text{内}} \right) \\ &= \frac{2M\mu(\sin kr - kr \cos kr)}{r^3}. \end{aligned} \quad (8c)$$

由(6b)式可得

$$\frac{\partial \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r} = \frac{Nik_0 e^{ik_0 r}}{r} - \frac{Ne^{ik_0 r}}{r^2}, \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r^2} &= -\frac{Nk_0^2 e^{ik_0 r}}{r} - \frac{Nik_0 e^{ik_0 r}}{r^2} \\ &\quad - \frac{Nik_0 e^{ik_0 r}}{r^2} + 2 \frac{Ne^{ik_0 r}}{r^3}, \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} &\mu_0 \left(\frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r^2} + k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} \right) \\ &= -\frac{\mu_0 Nk_0^2 e^{ik_0 r}}{r} - 2 \frac{\mu_0 Nk_0 e^{ik_0 r}}{r^2} \\ &\quad + 2 \frac{\mu_0 Ne^{ik_0 r}}{r^3} + \frac{\mu_0 Nk_0^2 e^{ik_0 r}}{r} + \mu_0 H_0 \\ &= -2 \frac{\mu_0 Nk_0 e^{ik_0 r}}{r^2} + 2 \frac{\mu_0 Ne^{ik_0 r}}{r^3} \\ &\quad + \mu_0 H_0. \end{aligned} \quad (9c)$$

因为, 当球外介质的导电性能较差, 即 $\sigma_0 \rightarrow 0$ 时, $k_0 = \sqrt{i\mu_0 \sigma_0 \omega} \ll 1$; 又当 $r \cong R$ 时, $k_0 r \cong k_0 R =$

$\sqrt{i\mu_0 \sigma_0 \omega} R \ll 1$, 有 $e^{ik_0 r} \rightarrow 1$. 因此, 在球体外近区域, 当球外介质导电性能较差时(9c)式可简化为

$$\mu_0 \left(\frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r^2} + k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} \right) = 2 \frac{\mu_0 N}{r^3} + \mu_0 H_0. \quad (10)$$

把(6a)(6b)(8c)(10)式代入(7a)式, 整理得

$$2M\mu(\sin kR - kR \cos kR) = 2\mu_0 N + \mu_0 H_0 R^3 \quad (11a)$$

把(6a)(6b)(8a)(9a)式代入(7b)式, 整理得

$$\begin{aligned} &MkR \cos kR - M \sin kR + Mk^2 R^2 \sin kR \\ &= -N + H_0 R^3. \end{aligned} \quad (11b)$$

联立(11a)(11b)式可解得

$$N = H_0 R^3 \times$$

$$\frac{2\mu[\sin \nu - \nu \cos \nu] - \mu_0[\nu \cos \nu - \sin \nu + \nu^2 \sin \nu]}{2\mu[\sin \nu - \nu \cos \nu] + 2\mu_0[\nu \cos \nu - \sin \nu + \nu^2 \sin \nu]},$$

式中 $\nu = kR$.

令

$$D = \frac{2\mu[\sin \nu - \nu \cos \nu] - \mu_0[\nu \cos \nu - \sin \nu + \nu^2 \sin \nu]}{2\mu[\sin \nu - \nu \cos \nu] + 2\mu_0[\nu \cos \nu - \sin \nu + \nu^2 \sin \nu]}, \quad (12)$$

则

$$N = H_0 R^3 D. \quad (13)$$

于是, 可得球外的赫兹矢量

$$\begin{aligned} \pi_{z^*}^{\text{外}} &= \frac{H_0}{k_0^2} + \frac{B_0}{\sqrt{k_0 r}} \cdot (-i) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{e^{ik_0 r}}{\sqrt{k_0 r}} \\ &= \frac{H_0}{k_0^2} + N \frac{e^{ik_0 r}}{r} \\ &= \frac{H_0}{k_0^2} + H_0 R^3 D \frac{e^{ik_0 r}}{r}, \end{aligned} \quad (14)$$

当球外介质的导电性能较差, 外加磁场的频率较低时, $k_0 r = \sqrt{i\mu_0 \sigma_0 \omega} \cdot r \ll 1$, $e^{ik_0 r} \approx 1$, 则由(14)式可得

$$k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} = k_0^2 \left(\frac{H_0}{k_0^2} + H_0 R^3 D \frac{e^{ik_0 r}}{r} \right) = H_0, \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r} &= \frac{Nik_0 e^{ik_0 r}}{r} - \frac{Ne^{ik_0 r}}{r^2} \\ &\approx -\frac{N}{r^2}, \end{aligned} \quad (15b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r^2} &= -\frac{Nk_0^2 e^{ik_0 r}}{r} - \frac{Nik_0 e^{ik_0 r}}{r^2} \\ &\quad - \frac{Nik_0 e^{ik_0 r}}{r^2} + 2 \frac{Ne^{ik_0 r}}{r^3} \approx \frac{N}{r^3}. \end{aligned} \quad (15c)$$

利用(1)式, 并把(15a)(15b)(15c)式代入, 可得

$$H_r = k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} + \nabla_r \nabla \cdot \pi_{z^*}^{\text{外}}$$

$$\begin{aligned}
 &= k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} \cdot \cos\theta + \cos\theta \cdot \frac{\partial^2 \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r^2} \\
 &\approx H_0 \cos\theta + \cos\theta \frac{N}{r^3} \\
 &= H_0 \left(1 + \frac{R^3 D}{r^3} \right) \cos\theta, \quad (16a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_\theta &= k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}\theta} + \nabla_\theta \nabla \cdot \pi_{z^*}^{\text{外}} \\
 &= -k_0^2 \pi_{z^*}^{\text{外}} \cdot \sin\theta - \frac{\sin\theta}{r} \cdot \frac{\partial \pi_{z^*}^{\text{外}}}{\partial r} \\
 &\approx -H_0 \sin\theta - \frac{\sin\theta}{r} \cdot \left(-\frac{N}{r^2} \right) \\
 &= -H_0 \sin\theta - \frac{\sin\theta}{r} \cdot \left(-\frac{R^3 D H_0}{r^2} \right) \\
 &= -H_0 \left(1 - \frac{R^3 D}{r^3} \right) \sin\theta. \quad (16b)
 \end{aligned}$$

3.1.4. 模型 1

由(16a)(16b)式可得铁磁球体在均匀谐变磁场中产生的磁化场分布规律为

$$H_{2r} = H_0 \frac{R^3 D}{r^3} \cos\theta, \quad (17a)$$

$$H_{2\theta} = H_0 \frac{R^3 D H_0}{r^3} \sin\theta, \quad (17b)$$

式中

$$D = \frac{2\mu[\sin\nu - \nu\cos\nu] - \mu_0[\nu\cos\nu - \sin\nu + \nu^2\sin\nu]}{2\mu[\sin\nu - \nu\cos\nu] + 2\mu_0[\nu\cos\nu - \sin\nu + \nu^2\sin\nu]}, \quad (18)$$

$$\nu = kR = \sqrt{i\mu\sigma\omega R}. \quad (19)$$

从(17a)(17b)式可见,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 $M_{\text{球}} = H_0 R^3 D$ 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

$$\begin{aligned}
 M_{\text{球}} &= H_0 R^3 \cdot D(\mu, \sigma, \omega, R) \\
 &= M_{\text{球}}(\mu, \sigma, \omega, R, H_0). \quad (20)
 \end{aligned}$$

可见,影响磁化铁磁球体等效磁偶极子磁矩大小的因素有铁磁球体的磁导率 μ , 电导率 σ , 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 .但对于确定的铁磁球体来说, $\nu^2 \propto \omega$, 即 $D = D(\omega)$, 因此 D 函数通常又称为频率函数.

由该模型引出了 D 函数,说明每个纳米晶体球在非晶相介质中受到外加均匀交变磁场作用发生磁化,每个纳米晶体球的磁化都可等效一个磁偶极子,因为磁偶极子在非晶相介质中产生的磁场强度可用等效磁偶极矩来计算,而这个磁场强度与 $M_{\text{球}} =$

$H_0 R^3 \cdot D(\mu, \sigma, \omega, R) = M_{\text{球}}(\mu, \sigma, \omega, R, H_0)$ 成正比,这就解释了纳米晶体球产生的磁化磁场与 $M_{\text{球}} = H_0 R^3 \cdot D(\mu, \sigma, \omega, R) = M_{\text{球}}(\mu, \sigma, \omega, R, H_0)$ 的关系,在此条件下才能考虑 Herzer 理论和纪松理论中的磁耦合.

3.2. 模型 2

设,数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒为铁磁性圆柱体,其半径为 R , 电导率为 σ , 导磁率为 μ ; 周围的非晶相介质的电导率为 σ_0 , 导磁率为 μ_0 . 外加均匀交变低频磁场 $H_1 = H_0 e^{-i\omega t}$. 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 5 所示.

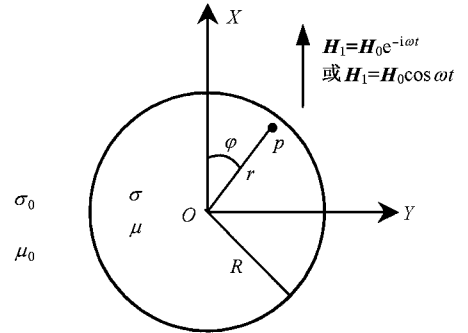


图 5 铁磁圆柱体在垂直柱轴交变磁场中

铁磁圆柱体在均匀交变磁场中产生的磁化磁场可用求解磁矢势^[8]的方法得到,其分布规律为

$$H_{zr} = -H_0 \tilde{T} \frac{R^2}{r^2} \cos\phi, \quad (21a)$$

$$H_{2\phi} = -H_0 \tilde{T} \frac{R^2}{r^2} \sin\phi, \quad (21b)$$

式中

$$\tilde{T} = \frac{(\mu_0 - \mu)I_0(\nu R) + (\mu_0 + \mu)I_2(\nu R)}{(\mu_0 + \mu)I_0(\nu R) + (\mu_0 - \mu)I_2(\nu R)}, \quad (22)$$

$$\nu = \sqrt{ipr} = \sqrt{i\sigma\mu\omega r}. \quad (23)$$

从(21a)(21b)式可见,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 $M_{\text{圆柱}} = -H_0 R^2 \tilde{T}$ 的磁偶极子产生的磁场.磁化磁场的强度与 \tilde{T} 有关,因为 $\tilde{T} = \tilde{T}(\nu)$, $\nu^2 = k^2 R^2 = i\mu\sigma\omega R^2$, 所以有 $\tilde{T} = \tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R)$.因此

$$\begin{aligned}
 M_{\text{圆柱}} &= H_0 R^3 \cdot \tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R) \\
 &= M_{\text{圆柱}}(\mu, \sigma, \omega, R, H_0). \quad (24)
 \end{aligned}$$

可见,影响磁化铁磁圆柱体等效磁偶极线磁矩大小的因素有铁磁圆柱体的磁导率 μ , 电导率 σ , 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 . 而对于确定的铁磁圆柱体来说, $\nu^2 \propto \omega$, 即 $\tilde{T} = \tilde{T}(\omega)$, 因此 \tilde{T} 函数通常又称为频率函数.

由该模型引出了 \tilde{T} 函数, 说明每个数千纳米长、数百纳米粗的晶粒棒(圆柱)在非晶相介质中受到外加均匀交变磁场作用发生磁化, 每个晶粒圆柱体的磁化都可等效一个磁偶极线, 因为磁偶极线在非晶相介质中产生的磁场强度可用等效磁偶极线矩来计算, 而这个磁场强度与 $M_{\text{圆柱}} = H_0 R^3 \cdot \tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R) = M_{\text{圆柱}}(\mu, \sigma, \omega, R, H_0)$ 成正比. 这就解释了纳米晶体球产生的磁化磁场与 $M_{\text{圆柱}} = H_0 R^3 \cdot \tilde{T}(\mu, \sigma, \omega, R) = M_{\text{圆柱}}(\mu, \sigma, \omega, R, H_0)$ 的关系, 在此条件下才能考虑 Herzer 理论和纪松理论中的磁耦合.

4. 模型应用

4.1. 应用 1

利用模型 1 或模型 2 都能解释铁磁性纳米晶合金在外加不同频率的交变磁场作用下, 合金磁化磁场强度的变化规律. 例如, 张延忠^[9]对高导磁纳米晶 $\text{Fe}_{67.9}\text{Cu}_{0.5}\text{Nb}_{0.6}\text{Cr}_3\text{V}_1\text{Si}_{14}\text{B}_{13}$ 合金高频磁性能的研究结果所表现出的频率特性.

4.2. 应用 2

利用模型 1 或模型 2 还能解释铁基软磁纳米微

晶磁致电阻效应——不同频率的磁致电阻抗谱. 例如, 杨燮龙^[10]等对高导磁纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金 540℃退火 30min 时不同频率的磁致电阻抗谱.

4.3. 应用 3

利用模型 1 或模型 2 还能解释铁磁性纳米晶合金的磁性取决于合金的显微结构参数^[6]——圆柱体或球体的半径 R ; 铁电磁相电磁特性参数——铁磁圆柱体或球体的磁导率 μ , 电导率 σ . 这与纪松等人的双相无规磁各向异性模型的解释是一致的, 也与 Herzer 的有效磁各向异性理论的解释是一致的. 而且本理论提出了铁磁性纳米晶合金的磁性与纳米晶粒的电导率 σ 和磁导率 μ 有关的论断.

5. 结 论

依据原子力显微镜 (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, 提出了解释纳米晶软磁合金磁性能的理论模型——柱、球混合模型, 引出了 D 函数和 \tilde{T} 函数, 并成功地解释了频率对纳米晶软磁合金磁性能的影响, 所得理论体现了 Herzer 理论和纪松理论的特点, 并弥补了它们的不足, 同时提出了纳米晶粒电导率 σ 、导磁率 μ 对合金磁性有影响观点. 理论研究结果与高导磁纳米晶 $\text{Fe}_{67.9}\text{Cu}_{0.5}\text{Nb}_{0.6}\text{Cr}_3\text{V}_1\text{Si}_{14}\text{B}_{13}$ 合金高频磁性能的研究结果所表现出的频率特性以及高导磁纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金 540℃退火 30min 时不同频率的磁致电阻抗谱的实验结果一致.

- [1] Fu X L and Wang Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1693 (in Chinese) [符秀丽、王 懿 2005 物理学报 **54** 1693]
- [2] Song G B, Liu F S and Peng T J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2793 (in Chinese) [宋功保、刘福生、彭同江 2002 物理学报 **51** 2793]
- [3] Yu D L, Yang S H and Du Y W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1784 (in Chinese) [于冬亮、杨绍光、都有为 2002 物理学报 **51** 1784]
- [4] Yang H T and Shen C M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3114 (in Chinese) [杨海涛、申承民 2003 物理学报 **52** 3114]
- [5] Herzer G 1989 *IEEE Trans. Magn.* **25** 3327
- [6] Ji S, Yang G B and Wang R 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 2061 (in

Chinese) [纪 松、杨国斌、王 润 1996 物理学报 **45** 2061]

- [7] Fang Y Z, Wu F M and Wu W H 2004 *Chinese Science Bulletin* **49** 1835
- [8] Yang Q M 2004 *J. Xuzhou Normal Univ. (Natural Science Edition)* **22**(4) 64 (in Chinese) [杨全民 2004 徐州师范大学学报自然科学版 **22** 64]
- [9] Zhang Y Z 2004 *Shang Hai Steel Research* **1** 3 [张延忠 2004 上海钢研 **1** 3]
- [10] Yang Y L, Yang J X and Chen G 1997 *Chinese Science Bulletin* **42** 257

Influence of frequency on magnetic properties of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ and the explanation *

Yang Quan-Min^{1)†} Wang Ling-Ling²⁾

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

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

(Received 10 December 2004 ; revised manuscript received 14 January 2005)

Abstract

According to the research of the mesoscopic structure of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ by AFM , we propose a model for nanostructured soft magnetic properties ; and explain the influence of the frequency on the magnetic properties successfully using the model. The model possesses the characteristic of Herzer 's or Ji Song 's model , and supplement their deficiency. We also study the influence of the conductivity σ and the permeability μ on the magnetic properties of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ for the first time .

Keywords : Fe-based nanocrystalline alloys , model , frequency , soft magnetic properties

PACC : 6146 , 8100B

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 19874018) , and the Industrial Research Development Program of Lianyungang , China(Grant No. GY200403).

† E-mail : yqm616@sina.com ; yqm616@126.com