

Permeability Tensor and Magneto-Impedance of FeCo-Based Amorphous Alloys

Quanmin Yang^{1*}, Yi Yang², Chao Chen¹, Fengmin Wang¹

¹School of Marine Port, Lianyungang Normal College, Lianyungang Jiangsu

²Lianyungang Branch, China Telecom Corporation Limited, Lianyungang Jiangsu

Email: *yqm616@126.com

Received: Nov. 5th, 2015; accepted: Nov. 20th, 2015; published: Nov. 24th, 2015

Copyright © 2015 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

Based on the theory model for FeCo-based amorphous alloy, magnetic permeability tensor and average magnetic conductivity for the FeCo-based amorphous alloys on applied stability constant magnetic field and alternating magnetic field are obtained by Landau-Lifshitz equation. Impedance expression of the FeCo-based amorphous alloys is solved by Maxwell equation. Impedance expression of the FeCo-based amorphous alloys on applied stability constant magnetic field and alternating magnetic field is solved in the end.

Keywords

FeCo-Based Amorphous Alloys, Giant Magneto-Impedance Effect, Landau-Lifshitz Equation, Permeability Tensor

FeCo基非晶合金薄带的张量磁导率和巨磁阻抗

杨全民^{1*}, 杨 焱², 陈 超¹, 王凤敏¹

¹连云港师范高等专科学校海洋港口学院, 江苏 连云港

²中国电信股份有限公司连云港分公司, 江苏 连云港

Email: *yqm616@126.com

*通讯作者。

收稿日期：2015年11月5日；录用日期：2015年11月20日；发布日期：2015年11月24日

摘要

本文利用Landau-Lifshitz方程求得FeCo基非晶合金薄带在稳恒磁场和交变磁场同时作用下的张量磁导率和平均磁导率，再依据Maxwell方程组求得FeCo基非晶合金薄带的阻抗表达式，进而得到FeCo基非晶合金薄带在稳恒磁场和交变磁场同时作用下的阻抗表达式。

关键词

FeCo基非晶合金薄带，巨磁阻抗，Landau-Lifshitz方程，张量磁导率

1. 引言

巨磁阻抗(giant magneto-impedance effect, 简称 GMI)效应[1]是指磁性材料的交流阻抗随外加直流磁场的变化而发生显著变化的物理现象。到目前为止，人们已经相继在 Co 基、Fe 基非晶丝、薄膜以及 Fe 基纳米晶薄带、薄膜和丝中发现了 GMI 效应[1] [2]，但由于以 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 为代表的纳米晶软磁合金(商品名为 FINEMET)的居里温度较低，这一缺陷致使 Fe 基纳米晶合金的应用环境温度局限于 300°C 以下[3]。Fe 基纳米晶合金在高频环境下也不具备使用优势[3] [4]。然而，用 Co 部分替代 FINEMET 合金中的 Fe 元素可以使所得新合金的居里温度提高 110 K 左右，还增加了合金的高温磁稳定性[4]，这一方法既提高了新合金的高频磁性能还提高了新合金的高温磁性能，这一新合金即是 FeCo 基非晶、纳米晶合金，它不仅具有良好的软磁性能，也使 FeCo 基非晶、纳米晶合金能够满足高工作频率、高工作环境温度和节能降耗成为可能[3] [4]。FeCo 基非晶、纳米晶合金在航空、航天领域有着广泛的应用前景而倍受材料学家和工业界的高度关注，特别是美、日等国的军工近年来对此一直进行着十分系统且深入的研究，并在航空发动机发电机转子中得到应用[4]。

本文以 FeCo 基非晶合金薄带为理论模型，利用 Landau-Lifshitz 方程求得 FeCo 基非晶合金薄带在稳恒磁场和交变磁场同时作用下的磁导率张量和平均磁导率，从 Maxwell 方程组出发求得 FeCo 基非晶合金薄带的阻抗表达式，进而利用所得合金薄带的磁导率张量和平均磁导率以及它的阻抗表达式求得 FeCo 基非晶合金薄带在稳恒磁场和交变磁场同时作用下的阻抗表达式。所得结果对于 GMI 效应的实验研究和应用具有现实的指导意义。

2. FeCo 基非晶合金薄带的磁导率

2.1 FeCo 基非晶合金薄带的磁化过程分析

根据 FeCo 基非晶合金薄带中的 GMI 效应，我们在合金薄带的长度方向施加一稳恒磁场 H_{ex} ，并且使非晶合金薄带饱和磁化。假设 FeCo 基非晶合金薄带的长度为 L ，宽度为 A ，厚度为 $2d$ ，由于实际中的合金为薄带形状，故有 $L \gg d$ 、 $A \gg d$ 。在合金薄带中引入直角坐标系 $O-X-Y-Z$ ，如图 1 所示。外加直流磁场 H_{ex} 的方向沿直角坐标系的 Z 轴，沿合金薄带的长度方向即坐标系的 Z 轴方向加一正弦交变电流 $I = I_0 \exp(i\omega t)$ ， I_0 为交变电流的幅值、 ω 为交变电流的角频率， t 为时间， $i = \sqrt{-1}$ 。

由于外加正弦交变电流 I 对 FeCo 基非晶合金薄带的电磁作用，在合金薄带中就会产生一个垂直于 Z 轴的环绕磁场，因 FeCo 基非晶合金薄带的形状为长方体薄带，即薄带的长度 L 、宽度 A 比薄带的厚度

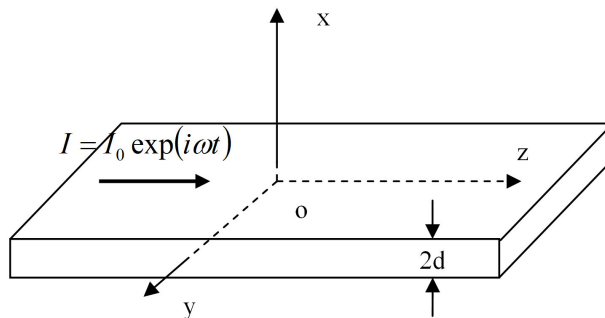


Figure 1. Schematic diagram of FeCo-based amorphous alloys ribbons

图 1. FeCo 基非晶合金薄带示意图

$2d$ 大得多, 所以外加正弦交变电流 I 对合金薄带所产生的磁场 H 仅有 Y 轴方向的分量, 磁场 H 与时间 t 的函数关系满足 $H \propto \exp(i\omega t)$ 。

在上述物理环境中, FeCo 基非晶合金薄带在所受磁场条件下发生的磁化过程可分成两种情况: 其一为: 外加稳恒磁场 $H_{ex} = 0$ 、外加正弦交变电流 I 作用下, 在 FeCo 基非晶合金薄带中产生的交变磁场 H 的作用下合金薄带中发生的磁化; 其二是: 外加稳恒磁场 $H_{ex} \neq 0$ 、FeCo 基非晶合金薄带在交变磁场 $H \propto \exp(i\omega t)$ 的作用下, 合金薄带中发生的磁化。在实验(或工作)环境中, 由于静止饱和磁场比交变磁场大得多, 因此第一种情况与第二种情况相比较后者还是主要的。所以由交变电流产生的交变磁场感生的磁场的幅值也非常小。据此分析, 我们可以将 FeCo 基非晶合金薄带的磁化过程中发生的直流磁化和交流磁化分开来考虑, 并将其中的交流磁化看成是在直流磁化基础上产生的“微扰”。

FeCo 基非晶合金薄带在垂直于薄带长度方向、即 Z 轴上的直流磁场作用下进行退火后, 合金薄带中就产生了横向磁各向异性, 实际情况是合金薄带的横向磁各向异性与薄带宽度方向(即 Y 轴)并非完全平行, 如图 2 所示; 在图中, 易轴 H_{ami} 与 Y 轴间有一个较小的夹角 θ_0 。实验研究证明[1] [2], FeCo 基非晶合金薄带中, 由于横向磁各向异性的作用, 合金薄带的磁畴结构为 180° 片状磁畴, 畴宽为 d , 如图 2 所示。当外加直流磁场 H_{ex} 沿着 Z 轴方向作用在 FeCo 基非晶合金薄带上时, 合金薄带中的饱和磁化强度 M_s 将会有从易轴方向转向外加直流磁场 H_{ex} 方向的趋势, 而且这种趋势会因外加直流磁场 H_{ex} 的增加而增加, 即饱和磁化强度 M_s 就越趋向外加直流磁场的方向; 但外加磁场 H_{ex} 不会使磁畴发生扩张或收缩。然而, FeCo 基非晶合金薄带在交变磁场 H 的作用下将会使合金薄带中的畴壁发生振动, 与此同时合金薄带磁畴中的磁化强度矢量 M_s 也会围绕着总有效场发生进动。因此, 在交变磁场 H 作用下的 FeCo 基非晶合金薄带中同时也发生了交流磁化。

2.2. FeCo 基非晶合金薄带的磁导率

根据 2.1 中 FeCo 基非晶合金薄带的磁化过程分析, 从图 1、图 2 中不难看出: 外加稳恒磁场垂直片状磁畴的磁化强度矢量, 因此, 外加稳恒磁场不会引起薄带中磁畴的扩张或收缩, 但会使合金薄带磁畴中磁化强度矢量具有向外磁场方向偏转的趋势; 而 $H \propto \exp(i\omega t)$ 的作用会使畴壁发生振动, 同时也使合金薄带的磁化强度矢量围绕总有效磁场产生进动。

在稳恒磁场 $H_{ex} \neq 0$ 和交变磁场 $H \propto \exp(i\omega t)$ 的同时作用下, FeCo 基非晶合金薄带中磁化强度矢量 M_s 将围绕着总有效场发生着进动, 于是合金薄带中就产生了旋磁性。据此, 我们就可以利用 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程来解决 FeCo 基非晶合金薄带中磁化强度的运动问题。该方程为[5]

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H_{eff} + \frac{\alpha}{M} M \times \frac{dM}{dt} \quad (1)$$

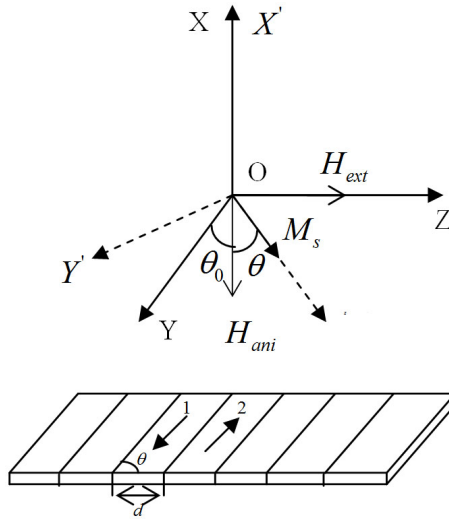


Figure 2. Magnetization of FeCo-based amorphous alloys ribbons with transverse magnetic anisotropy
图 2. 具有横向磁各向异性的 FeCo 基非晶合金薄带的磁化

(1)式中 γ 为旋磁比, α 为一松弛系数, \mathbf{H}_{eff} 为总有效场, \mathbf{H}_{eff} 包括外加稳恒磁场 H_{ext} 和交变磁场 $H \propto \exp(i\omega t)$ 、磁化场、等效磁各向异性场。

在图 2 的磁畴 1 中的总有效场(在直角坐标系 $O-X'-Y'-Z'$ 中, $Z' \parallel M_s$)为

$$\mathbf{H}_{eff} = h \sin(\theta + \theta_0) e_{y'} + [h \cos(\theta + \theta_0) + H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta] e_{z'} \quad (2)$$

通过求解 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程可得图 2 的磁畴 1 中交变磁化强度矢量 \mathbf{m} 与横向交变磁场强度 \mathbf{h} 的关系, 然后将所得结果从坐标系 $O-X'-Y'-Z'$ 中转换到坐标系 $O-X-Y-Z$ 中。因为整个 FeCo 基非晶合金薄带都是由磁畴 1、2 的重复排列形成的, 据此我们可以求得整个 FeCo 基非晶合金薄带中的交变磁化强度矢量 \mathbf{m} 为

$$m_x = \frac{i\omega\gamma M_s \sin(\theta + \theta_0)}{(\gamma(H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) + i\alpha\omega)^2 - \omega^2} h \quad (3-1)$$

$$m_y = \frac{\gamma M_s (\gamma(H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) + i\alpha\omega) \sin^2(\theta + \theta_0)}{(\gamma(H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) + i\alpha\omega)^2 - \omega^2} h \quad (3-2)$$

$$m_z = 0 \quad (3-3)$$

由于 $\mathbf{m} = \chi_m \mathbf{h}$, 并且交变磁场只有 Y 轴方向上的分量, 则 FeCo 基非晶合金薄带的有效磁导率

$$\mu_{eff} = \frac{\gamma M_s (\gamma(H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) + i\alpha\omega) \sin^2(\theta + \theta_0)}{(\gamma(H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) + i\alpha\omega)^2 - \omega^2} + 1 \quad (4)$$

又因为 FeCo 基非晶合金薄带的有效磁导率为复数

$$\mu_{eff} = \mu' + i\mu''$$

而且有效磁导率复数 $\mu_{eff} = \mu' + i\mu''$ 的实部

$$\mu' = \frac{\left(\gamma^2 M_s (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) \cdot \left(\gamma^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta)^2 - \omega^2 \right) + \gamma^2 \alpha^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta) M_s \omega^2 \right) \sin^2(\theta + \theta_0)}{\left(\left[\gamma^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta)^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 \right]^2 + 4 \gamma^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta)^2 \cdot \alpha \gamma^2 \omega^2 \right)} + 1 \quad (5-1)$$

$\mu_{eff} = \mu' + i\mu''$ 的虚部

$$\mu'' = \frac{\gamma \alpha M_s \omega \left[\gamma^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta)^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2 \right] \sin^2(\theta + \theta_0)}{\left(\left[\gamma^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta)^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2 \right]^2 + 4 \gamma^2 (H_{ext} \sin(\theta + \theta_0) + H_{ani} \cos \theta)^2 \cdot \alpha \gamma^2 \omega^2 \right)} \quad (5-2)$$

3. FeCo 基非晶合金薄带的磁阻抗

在 2.1 的物理环境中, FeCo 基非晶合金薄带中发生着 GMI 效应的情况下, 在合金薄带中 Maxwell 方程组[6] [7]应该变为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_f, \quad (6-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (6-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (6-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (6-4)$$

$$\mathbf{j}_f = \frac{\mathbf{E}}{\rho}, \quad (7-1)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}. \quad (7-2)$$

式中 \mathbf{H} 、 \mathbf{E} 、 \mathbf{D} 、 \mathbf{B} 分别是合金薄带中的磁场强度、电场强度、电位移矢量和磁感强度, μ_0 为真空中的磁导率, ρ 、 μ_r 分别为合金薄带的阻抗率、相对磁导率。

在 FeCo 基非晶合金薄带与空气的分界面上的边界条件为

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H} - \mathbf{H}_C) = 0 \quad (8)$$

(8)式中 \mathbf{n} 为 FeCo 基非晶合金薄带与空气的分界面上由 FeCo 基非晶合金薄带指向空气方向上的单位向量, \mathbf{H} 为 FeCo 基非晶合金薄带界面上内侧的磁场强度, \mathbf{H}_C 为 FeCo 基非晶合金薄带界面上外侧的磁场强度。

由 2.1 可知, 正弦交变电流 $I = I_0 \exp(i\omega t)$ 和外加直流磁场 H_{ext} 都沿着 Z 轴方向, 则 FeCo 基非晶合金薄带中的交变磁场是 $h = h_0 \exp(i\omega t)$ 、方向沿 Y 轴, 交变电场是 $e = e_0 \exp(i\omega t)$ 、方向为 Z 轴。

联立(6-1)、(6-2)、(6-3)、(6-4)式的Maxwell方程组、再结合边界条件(8)式、考虑到2.1、2.2中的分析, 就可求得FeCo基非晶合金薄带中的电场和磁场为

$$e_m = \frac{kI_0}{2\sigma A \sinh(kd)} \cosh(kx) \quad (9-1)$$

$$h_m = \frac{kI_0}{2A \sinh(kd)} \sinh(kx) \quad (9-2)$$

式(9-1)、(9-2)中

$$k = \sqrt{i\omega\mu_{eff}\sigma} \quad (10)$$

综上所述我们可以得到, FeCo基非晶合金薄带中的交流阻抗为

$$Z = \frac{-\oint \mathbf{e} \times \mathbf{h}^* \cdot d\mathbf{s}}{I_0^2} = R_{DC}kd \cosh(kd) \quad (11)$$

上式中 R_{dc} 为FeCo基非晶合金薄带的直流电阻。

FeCo基非晶合金薄带的交流阻抗可表示为

$$Z = R + iX \quad (12)$$

(12)式中实部 R 为FeCo基非晶合金薄带中的交流电阻, R 对FeCo基非晶合金薄带的电能损耗和铁磁能量损耗都有贡献; 虚部 X 为FeCo基非晶合金薄带中的交流电抗, X 与FeCo基非晶合金薄带中储存的磁能有联系。这样, 只需把(4)式代入(10)式求得 k 、再把 k 代入(11)式就可求得FeCo基非晶合金薄带的交流阻抗。

4. 结束语

本文以 FeCo 基非晶合金薄带为理论模型, 1) 将 FeCo 基非晶合金薄带的直流磁化过程和交流磁化过程分开考虑, 把交流磁化看成是直流磁化上的“微扰”; 在静态磁化过程中不考虑外加稳恒磁场的作用, 在交流磁化过程中要同时考虑畴壁振动和磁化强度矢量进动。2) 利用 Landau-Lifshitz 方程求得 FeCo 基非晶合金薄带在稳恒磁场和交变磁场的同时作用下磁导率张量和平均磁导率; 根据 Maxwell 方程组求得 FeCo 基非晶合金薄带的阻抗表达式, 进而得到 FeCo 基非晶合金薄带在稳恒磁场和交变磁场同时作用下的阻抗表达式。

基金项目

国家自然科学基金(批准号: 50871104)资助的课题, 连云港市科技攻关计划(工业)项目(CG1112)。

参考文献 (References)

- [1] Herzer, G., Vazquez, M., Knobel, M., *et al.* (2005) Round Table Discussion: Present and Future Applications of Nanocrystalline Magnetic Materials. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **294**, 252-266. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2005.03.042>
- [2] Phan, M.-H. and Peng, H.-X. (2008) Giant Magnetoimpedance Materials: Fundamentals and Applications. *Progress in Materials Science*, **53**, 323-420. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pmatsci.2007.05.003>
- [3] 杨静, 王治, 贾芸芸, 韩叶梅. FeCo 基纳米晶合金高温交换耦合作用机理[J]. 物理学报, 2010, 59(11): 8148-8154.
- [4] 董哲, 陈国钧, 彭伟锋. 高温应用软磁材料[J]. 金属功能材料, 2005, 12(1): 35-41.
- [5] 廖绍彬. 铁磁学(下册)[M]. 北京: 科学出版社, 2000.
- [6] 鲍丙豪, 宋雪丰, 任乃飞. 非晶态合金薄带与膜的巨磁电阻抗效应理论及计算[J]. 物理学报, 2006, 55(7): 3698-3704.
- [7] 吴崇试. 数学物理方法[M]. 北京: 北京大学出版社, 1999: 435-438.