

横向偏置场作用的非晶带巨磁阻抗效应理论^{*}

鲍丙豪^{1)†} 任乃飞¹⁾ 骆 英²⁾

1) (江苏大学机械工程学院, 镇江 212013)

2) (江苏大学理学院, 镇江 212013)

(2009 年 11 月 5 日收到; 2010 年 6 月 11 日收到修改稿)

采用多畴结构模型, 考虑非晶带具有 180°畴壁的磁畴及其两面的偏置磁场方向的不同, 根据自由能最小原理, Maxwell 方程组及带阻尼项的 Landau-Lifshitz 方程, 建立了非晶态合金带在横向偏置磁场作用下的巨磁阻抗效应的理论计算公式. 提出并采用四状态平均磁导率代替单畴模型获得的磁导率, 得到了更符合实际的处于偏置场作用的阻抗随外磁场变化的理论结果.

关键词: 偏置磁场, 四状态, 多畴结构, 巨磁阻抗

PACS: 75.60.Ch, 75.50.Kj, 75.70.-i

1. 引言

非晶态合金材料巨磁阻抗 (GMI) 效应由 Mohri 等人首先发现并确定^[1,2], GMI 效应一经发现就引起广泛研究兴趣, 先后在非晶带、丝、薄膜、金属与非晶材料复合薄膜^[3,4]、带绝缘层的非晶膜^[5,6]、非晶微线^[7,8]和纳米晶材料^[9]磁阻抗效应的实验研究^[10,11]及应用方面^[12-15]开展了大量研究, 对 GMI 效应理论^[16-22]也开展了大量研究. 但现有理论是建立在单畴结构模型基础上, 这与非晶带的实际情况不符, 因此用现有理论得到的计算结果与实验结果只在很小磁场范围内相符, 即未能获得真正反映 GMI 效应的理论. 事实上, 非晶带的畴结构取决于非晶带的内应力分布. 通过对材料内部所受场及应力的精细分析, 建立符合材料实际的多畴结构模型, 并建立更符合实际的 GMI 效应理论显得非常必要. 在材料中引入偏置磁场后, 考虑到非晶材料两面的偏置磁场方向的异同并采用多畴结构, 本文提出四状态平均磁导率方法, 基于此方法得到的施加偏置磁场下的 GMI 效应理论, 与已有的单畴理论相比较可更好地符合实验结果, 从而表明所建理论的优越性. 本文建立了经电流退火处理的非晶合金材料的主磁畴简化模型, 给出了带内主磁畴结构的

物理图像. 定量的 GMI 效应理论的建立, 一方面有可能通过对 GMI 效应的测量获得难以用其他方法测得的非晶带材料内部参数; 另一方面将对深入了解非晶合金材料的性能并更好地利用该材料研制器件起到重要的指导作用; 其次, 建立含偏置场的磁阻抗效应理论, 将为研究外应力 (轴向应力或扭力) 加偏置场的材料的非对称阻抗效应问题奠定基础.

2. GMI 效应理论

2.1. 多畴结构模型

制备态非晶态材料的磁畴结构非常复杂, 但经电流退火、横向磁场退火或张应力退火等处理后, 尽管表面仍呈迷宫状畴, 但材料内主磁畴具有较确定的取向和形状, 对 GMI 效应起主要贡献的为该主磁畴. 设非晶带材料的平均内应力为 σ_i , 它与材料的横向有确定的夹角, 则材料的内应力各向异性场为 $H_a = \frac{H_k \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}}{M_s}$, 式中 $H_k = 3\lambda_s \sigma_i / (\mu_0 M_s)$, λ_s 为材料饱和磁致伸缩系数, $\mathbf{n}$ 为沿内应力方向上的单位矢量. 对各向同性磁致伸缩材料应力能为 $E_\sigma = -3\lambda_s \sigma_i \cos^2 \varphi / 2$, 故对 $\lambda_s \cdot \sigma_i > 0$ 的材料, $\varphi = 0^\circ$

^{*} 安徽省自然科学基金 (批准号: 01042309), 国家自然科学基金 (批准号: 50575100) 和江苏大学高级人才专项基金 (批准号: 03JDG-012) 资助的课题.

[†] E-mail: binghaobao@ujs.edu.cn

或 π 时应力能最小,磁畴取向与内应力各向异性场平行或反平行(即总与内应力平行或反平行);而对 $\lambda_s \cdot \sigma_i < 0$ 材料, $\varphi = \pi/2$ 或 $3\pi/2$ 才能使应力能最小,磁畴取向与内应力各向异性场垂直(即与内应力垂直). 这里仅讨论 $\lambda_s \cdot \sigma_i > 0$ 的情况,并设非晶带内相邻两畴取向相反,即考虑材料具有 180° 畴壁的磁畴结构^[23]. 图 1 给出了非晶带内主磁畴结构模型,图 1(a) 中显示无外磁场作用时,仅由内应力决定的畴取向,它与非晶带横向有一夹角,图 1(b) 显示外场作用使畴取向产生偏转(由虚线方向转到实线所示方向)的示意图.

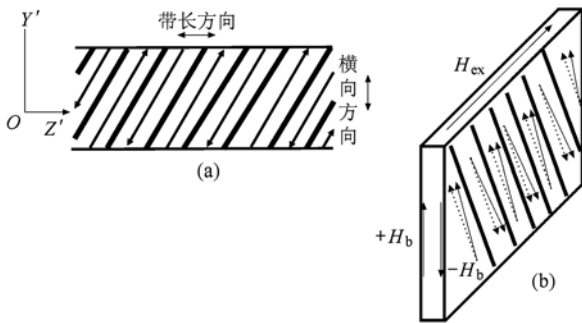


图 1 非晶带畴结构及坐标系 (a) 内应力决定的 180° 磁畴及在非晶带中建立的坐标; (b) 磁畴在外场作用下的偏转示意图

当非晶带通有直流电流 I_b 时,该电流将在非晶带内产生沿横向的偏置磁场 H_b ,它在带的两面(以中心线为分界线)方向是相反的,事实上 H_b 在带内沿 X' 轴(该轴在图 1(a) 中未标出,它沿材料厚度方向)方向是随 X' 的坐标变化的,可根据安培环路定理计算,但这里考虑的是高频下的 GMI 效应,它仅对应于带的表面层的情况,在该薄层内,可认为 H_b 恒定. 除直流电流外,非晶带还通有高频交变电流及施加于非晶带且沿长度方向的外磁场 H_{ex} .

2.2. 在 H_{ex} 及 H_b 共同作用下磁畴取向及磁导率计算

为简化理论模型,这里未考虑样品中的退磁场,即该理论模型适合无限大平板样品. 先考虑非晶带某一面的情况,设该面 H_b 沿 Y' 轴, Z' 轴沿非晶带纵向. 图 2 给出了四种情况场及畴取向图,图 2 中 M'_0 为仅由内应力决定的畴的取向, M_0 为外场作用下畴平衡时的取向,各种情况下畴取向可由自由能最小条件求出. 图 2(a) 情况下的自由能表达式为

$$E = -\mu_0 M_s H_{ex} \sin(\theta + \theta_0) + \mu_0 M_s H_b \cos(\theta + \theta_0) - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_i \cos^2 \theta. \quad (1)$$

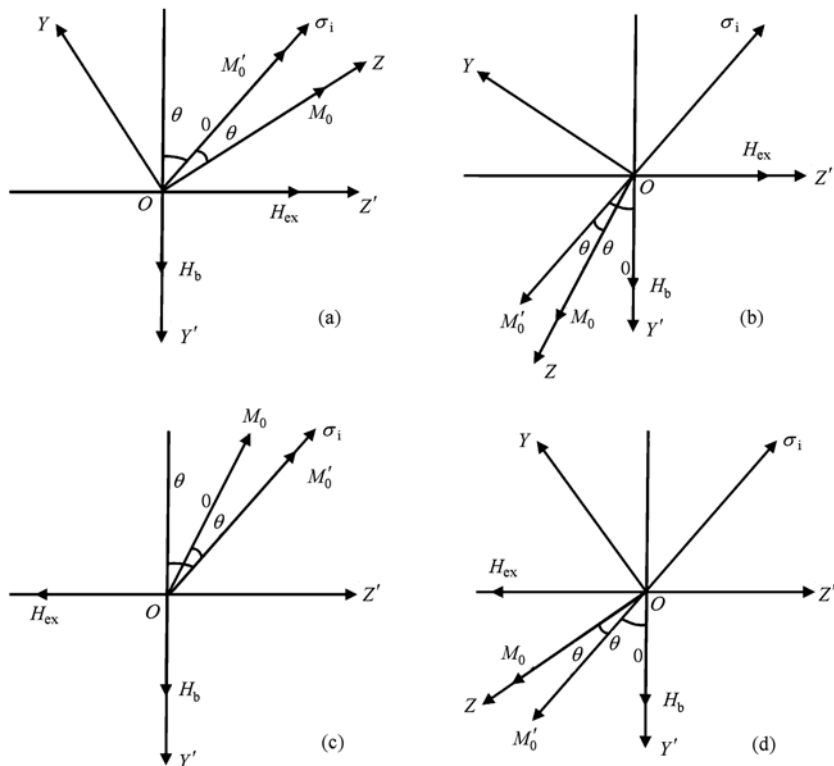


图 2 四种状态下内应力、外磁场、偏置磁场与畴取向关系

由自由能最小条件 $\partial E / \partial \theta = 0$, 得平衡时 $+M_s$ 畴取向随 H_{ex} 的变化满足下式:

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} - H_{ex} \cos(\theta + \theta_0) - H_b \sin(\theta + \theta_0) = 0. \quad (2)$$

图 2(b) 的情形下, 对 $-M_s$ 畴取向满足

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} - H_{ex} \cos(\theta_0 - \theta) - H_b \sin(\theta_0 - \theta) = 0. \quad (3)$$

可见, 对 180° 畴壁, $+M_s$ 与 $-M_s$ 两种方向的磁畴在外磁场作用下转过的角度可分别由 (2) 式和 (3) 式计算.

图 2(c) 对应 $-H_{ex}$ 和 $+M_s$, 转角满足

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} - H_{ex} \cos(\theta_0 - \theta) + H_b \sin(\theta_0 - \theta) = 0. \quad (4)$$

图 2(d) 对应 $-H_{ex}$ 和 $-M_s$, 转角满足

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} - H_{ex} \cos(\theta_0 + \theta) + H_b \sin(\theta_0 + \theta) = 0. \quad (5)$$

下面将计算图 2(a) 及图 2(b) 的交流有效磁导率. 磁化率按 $\chi = m_y / h_y$ 定义^[22], 根据 Maxwell 方程组及带阻尼项的 Landau-Lifshitz 方程^[17] 并结合 (2) 式及 (5) 式, 可算出图 2(a) 和 (d) 对应的交流磁化率 χ_1 和 χ_4 为

$$\chi_j = \frac{\gamma M_s (\gamma M_s + \gamma H_{eqj} + i\omega\alpha) \sin^2(\theta + \theta_0)}{(\gamma M_s + \gamma H_{eqj} + i\omega\alpha)(\gamma H_{eqj} - \gamma H_k \sin^2\theta + i\omega\alpha) - \omega^2}, \quad (j = 1, 4), \quad (6)$$

式中

$$H_{eq1} = H_k \cos^2\theta - H_b \cos(\theta + \theta_0) + H_{ex} \sin(\theta + \theta_0),$$

$$H_{eq4} = H_k \cos^2\theta + H_b \cos(\theta_0 + \theta) + H_{ex} \sin(\theta_0 + \theta),$$

交流绝对磁导率由 $\mu_j = \mu_0(1 + \chi_j)$ 计算.

同理, 可算出图 2(b) 和 (c) 对应的磁化率 χ_2 和 χ_3 为

$$\chi_n = \frac{\gamma M_s (\gamma M_s + \gamma H_{eqn} + i\omega\alpha) \sin^2(\theta_0 - \theta)}{(\gamma M_s + \gamma H_{eqn} + i\omega\alpha)(\gamma H_{eqn} - \gamma H_k \sin^2\theta + i\omega\alpha) - \omega^2}, \quad (n = 2, 3), \quad (7)$$

式中

$$H_{eq2} = H_k \cos^2\theta + H_b \cos(\theta_0 - \theta) - H_{ex} \sin(\theta_0 - \theta),$$

$$H_{eq3} = H_k \cos^2\theta - H_b \cos(\theta_0 - \theta) - H_{ex} \sin(\theta_0 - \theta).$$

由以上结果, 我们可能会得出下列结论: 正、反方向磁场对应的阻抗是不同的, 进而可推得阻抗随外场变化对正、反方向的磁场是不对称的. 但实验

却未观察到与此推论相符的结果, 尽管在实验中可将 H_{ex} 或 H_b 加到很大值. 实验与理论为何有如此差异? 实际上, 到目前为止, 我们只考虑了非晶带某一面的情况, 事实上, 非晶带另一面 H_b 方向与已考虑的这面的 H_b 方向是相反的, 另一面对应于图 2 的四种畴取向及相应的磁导率也需分别进行计算. 设对应的磁化率分别为 χ_5, χ_6, χ_7 和 χ_8 .

经计算知状态 $+H_{ex}, +M_s, -H_b; +H_{ex}, -M_s, -H_b; -H_{ex}, +M_s, -H_b; -H_{ex}, -M_s, -H_b$ 所对应的畴取向及磁化率分别满足

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} - H_{ex} \cos(\theta_0 + \theta) + H_b \sin(\theta_0 + \theta) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} + H_{ex} \cos(\theta_0 + \theta) - H_b \sin(\theta_0 + \theta) = 0, \quad (9)$$

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} + H_{ex} \cos(\theta_0 - \theta) + H_b \sin(\theta_0 - \theta) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{H_k \sin(2\theta)}{2} - H_{ex} \cos(\theta_0 - \theta) - H_b \sin(\theta_0 - \theta) = 0, \quad (11)$$

$$\chi_5 = \chi_4; \chi_6 = \chi_3; \chi_7 = \chi_2; \chi_8 = \chi_1.$$

非晶带在 $+H_{ex}$ 作用下的磁化率为

$$\chi_+ = (\chi_1 + \chi_2 + \chi_5 + \chi_6) / 4 = (\chi_1 + \chi_2 + \chi_4 + \chi_3) / 4. \quad (12)$$

同理, 在 $-H_{ex}$ 磁场作用下磁化率为

$$\chi_- = (\chi_3 + \chi_4 + \chi_7 + \chi_8) / 4 = (\chi_3 + \chi_4 + \chi_2 + \chi_1) / 4. \quad (13)$$

至此, 得到了计算偏置场作用下材料磁导率与 H_{ex} 关系的理论计算式, 由 (12), (13) 式可知 $\chi_+ = \chi_-$. 非晶材料在外磁场 H_{ex} 作用下的阻抗 Z 计算式^[16, 22]

$$Z = R_{dc} k d \coth(kd), \quad (14)$$

式中 $k = \sqrt{i\omega\sigma\mu_0(1 + \chi_+)}$, R_{dc} 为材料直流电阻, $2d$ 为材料厚度, ω 为交流电流角频率, σ 为材料电导率, $i = \sqrt{-1}$. 因此, 可得出结论, 偏置场 H_b 会影响非晶带的 GMI 效应, 但所得到的阻抗 Z 随外磁场 H_{ex} 的变化对两个方向的磁场是对称的. 我们将采用此法计算材料巨磁阻抗方法称为四状态平均磁导率法, 用此方法求出的材料的阻抗及巨磁阻抗效应与实际符合得更好.

3. GMI 效应计算及实验

3.1. GMI 计算

采用上节所提出的 GMI 效应理论, 对非晶带材料的 GMI 效应进行了计算, 所选取的参数为: 电阻率 $\rho = 145 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, 带长 20 mm, 厚 33 μm , 宽 1 mm, 内应力各向异性场值 $H_k = 90 \text{ A/m}$, 频率 $f = 1 \text{ MHz}$, 阻尼系数 $\alpha = 0.1$, 旋磁比 $\gamma = 2.2 \times 10^5 \text{ mA}^{-1} \text{ S}^{-1}$, $\mu_0 M_s = 0.7 \text{ T}$, $\theta_0 = 9^\circ$.

图 3 给出了无偏置场 H_b 作用的非晶带的 GMI 效应计算结果, 此种情况对应的 H_b 为零, 上面的四状态则退化为二状态, 对应于状态 1 和状态 2: $+H_{\text{ex}}, +M_s$ 和 $+H_{\text{ex}}, -M_s$. 图 3 还给出了采用状态 1 和状态 2 两种状态的磁化率平均值算得的 Z/R_{dc} 随 H_{ex} 的变化, 可见状态 1 与状态 2 算得的阻抗随外磁场的变化基本一致.

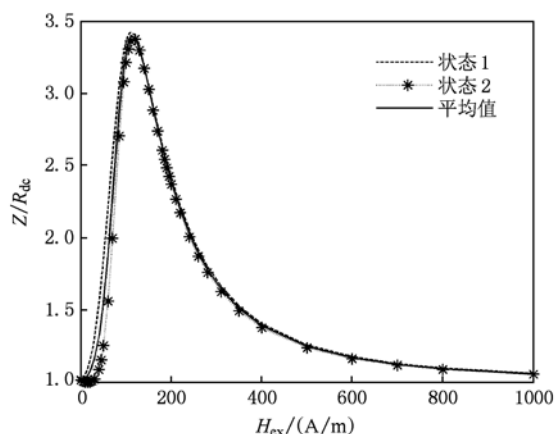


图 3 $H_b = 0$ 对应 $+H_{\text{ex}}, +M_s$ 和 $+H_{\text{ex}}, -M_s$ 两状态的阻抗效应及平均结果

图 4 给出非晶带在有直流电流产生的偏置磁场 H_b 作用下, 外磁场 H_{ex} 引起非晶带阻抗 Z 的变化, 所施加的偏置磁场 $H_b = 10 \text{ A/m}$, 其他计算参数与图 3 相同. 图 4 中 a, b, c 和 d 四条曲线分别对应于: 1) $+H_{\text{ex}}, +M_s, +H_b$; 2) $+H_{\text{ex}}, -M_s, +H_b$; 3) $+H_{\text{ex}}, +M_s, -H_b$; 4) $+H_{\text{ex}}, -M_s, -H_b$ 四种状态, 而图 4 中标有“平均”二字的那条曲线是以上四种状态的平均阻抗效应. 若用图 4 曲线 a 的状态(单畴结构理论所对应状态)所得理论计算结果与图 4 中所采用的多畴平均结果有明显差别, 后者峰值明显减小. 图 4 与图 3 比较可知, H_b 使 Z/R_{dc} 平均峰值下降, 这

与文献[19]相符.

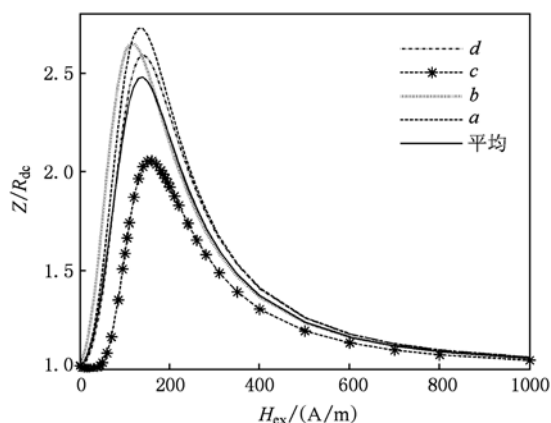


图 4 四种状态下 Z/R_{dc} 值及平均 Z/R_{dc} 值随外磁场变化

3.2. 实验

取长为 23 mm、宽为 1 mm、厚约 33 μm 的 $\text{Fe}_4\text{Co}_{67}\text{Cr}_1\text{Mo}_{1.5}\text{Si}_{16.5}\text{B}_{10}$ 钴基非晶带, 用厚为 20 μm 、宽为 1 mm、长 15 mm 的铜膜与非晶带连接, 膜与非晶带每个端点的接触处长度为 1.5 mm, 接触处未引起可检测的附加电阻. 对非晶带采用电流脉冲退火技术进行退火, 优化后的退火参数为: 退火电流密度为 42 A/mm^2 , 退火频率 3 Hz, 脉冲持续时间 25 s. 测试所用励磁电流 $I_{\text{rms}} = 25 \text{ mA}$, 励磁信号频率 $f = 1 \text{ MHz}$, 在非晶带截面内施加的平均直流偏置磁场 $H_b = 10 \text{ A/m}$, 对应电流 40 mA. 实验数据中消除了引线(包括与非晶带相连的铜膜及测试仪器引线)产生的附加阻抗对 GMI 效应测量结果的影响.

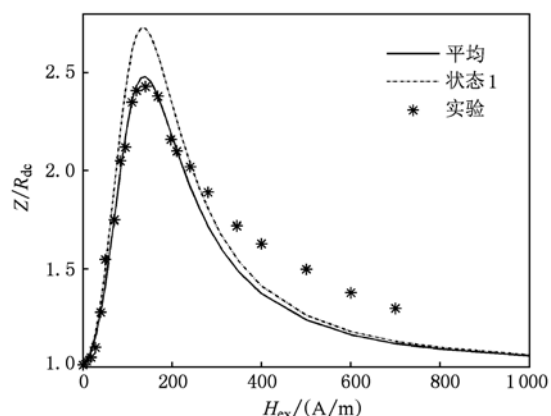


图 5 理论结果与实验比较

图 5 中曲线分别代表图 4 中按四种状态平均磁导率计算的 Z/R_{dc} 随外磁场的变化及按状态 1 计算的结果和实验结果, 从图 5 可知, 按平均值计算的结

果与实验结果更相符,说明该文提出的理论更接近于实际.但理论结果与实验结果仍有差别,在外磁场较大时实验测得的阻抗随磁场增大而下降的幅度小于理论结果,说明理论尚有不足之处,该理论模型中未考虑退磁场及磁畴壁的影响,因此有关理论尚待完善.

4. 结 论

鉴于单畴结构模型的不足,对有偏置场作用的非晶带材料的 GMI 效应提出了四状态平均磁导率的算法.文中考虑了非晶态合金带中的内应力,分析了内部的磁畴结构,在多畴结构下,考虑非晶

带两面对应偏置场方向的异同,得到了四种磁状态.本文对四种磁状态对应的磁化率及材料阻抗给出了计算表达式.每种状态下的阻抗效应不尽相同,材料的磁阻抗效应正是这四种结果的平均值.采用平均磁导率得到的阻抗随外磁场的变化比单畴结构所得结果更符合实验结果.通过分析,还可给出以下推论,若非晶带两面对应畴结构基本相同,则给出关于阻抗轴对称的磁阻抗效应(所谓对称是指若正、反方向的磁场值相同,则对应阻抗值相同),但若材料两面磁畴结构不对称,则可获得非对称的巨磁阻抗效应.本文提出的理论可望用于解决含偏置磁场的轴向应力及扭力作用的非晶合金材料磁阻抗效应问题.

-
- [1] Panina L V, Mohri K, Bushida K, Noda M 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 6198
 - [2] Panina L V, Mohri K 1994 *Appl. Phys. Lett.* **65** 1189
 - [3] Correa M A, Viegas A D C, Silva R B, Andrade A M H, Sommer R L 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 043905
 - [4] Jantaratana P, Bebenin N G, Kurliyanskaya G V 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 013908
 - [5] Pan H L, Cheng J K, Zhao Z J, He J K, Ruan J Z, Yang X L, Yuan W Z 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 3230 (in Chinese) [潘海林、程金科、赵振杰、何家康、阮建中、杨燮龙、袁望治 2008 物理学报 **57** 3230]
 - [6] Correa M A, Bohn F, Viegas A D C, Carara M A, Schelp L F, Sommer R L 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 25
 - [7] Yoon S S, Lee B S, Rheem Y W, Ahn S J, Kim C G, Kim C O 2003 *IEEE Trans. Magn.* **39** 3292
 - [8] Garcia C, Chizhik A, Zhukov A, Zhukova V, Gonzalez J, Blanco J M, Panina L V 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **316** 896
 - [9] Yang Q M, Xu Q M, Fang Y Z, Mo C J 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 4072 (in Chinese) [杨全民、许启明、方允樟、莫婵娟 2009 物理学报 **58** 4072]
 - [10] Pan H, Li G, Wang Z J 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 7194 (in Chinese) [庞浩、李根、王赞基 2008 物理学报 **57** 7194]
 - [11] Zhang S L, Sun J F, Xing D W 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 2068 (in Chinese) [张树玲、孙剑飞、邢大伟 2010 物理学报 **59** 2068]
 - [12] Kurliyanskaya G V, Fal V, Saad A, Asua E, Rodriguez J 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 054505
 - [13] Alves F, Rached L A, Moutoussamy, Coillot C 2008 *Sensors and Actuators A* **142** 459
 - [14] Han B, Zhang T, Zhang K, Yao B, Yue X L, Huang D Y, Ren H, Tang X Y 2008 *IEEE Trans. Magn.* **44** 605
 - [15] Leroy P, Coillot C, Mosser V, Roux A, Chanteur G 2008 *Sensors and Actuators A* **142** 503
 - [16] Kraus L 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **196-197** 354
 - [17] Bao B H, Song X F, Ren N F, Li C S 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 3698 (in Chinese) [鲍丙豪、宋雪丰、任乃飞、李长生 2006 物理学报 **55** 3698]
 - [18] Antonov A S, Iakubov I T, Lagarkov A N 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **187** 252
 - [19] Makhnovskiy D P, Panina L V, Mapps D J 2001 *Phys. Rev. B* **63** 144424
 - [20] Buznikov N A, Antonov A S, Kim C G 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **285** 101
 - [21] Zhong Z Y, Lan Z W, Zhang H W, Liu Y L, Wang H C 2001 *Acta. Phys. Sin.* **50** 1610 (in Chinese) [钟志勇、兰中文、张怀武、刘颖力、王豪才 2001 物理学报 **50** 1610]
 - [22] Panina L V, Mohri K, Uchiyama T, Noda M 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 1429
 - [23] Hendrych A, Zivotsky O, Postava K, Pistora J, Kraus L, Kubinek R 2009 *J. Magn. Magn. Mater.* **321** 3771

Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous ribbon with transverse bias magnetic field^{*}

Bao Bing-Hao^{1)†} Ren Nai-Fei¹⁾ Luo Ying²⁾

1) (*School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

2) (*School of Science, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China*)

(Received 5 November 2009; revised manuscript received 11 June 2010)

Abstract

Taking into account the amorphous alloy ribbon with the 180° magnetic domain walls and transverse bias magnetic field, and adopting multi-domain structure model, the theory of giant magneto-impedance (GMI) effect was found by minimizing the total free energy and by the solution of the Maxwell's equations combining with Landau-Lifshitz equation. A new four-state method is proposed to calculate the average magnetic permeability of four states of the amorphous materials, which is used to replace the permeability obtained based on the single domain model. The method has an advantage in explaining the GMI effect over the theory established by single domain model.

Keywords: bias magnetic field, four states, multi-domain structure, giant magneto-impedance

PACS: 75.60.Ch, 75.50.Kj, 75.70.-i

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province (Grant No. 01042309), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50575100) and the Science Research Funds for Talents of Jiangsu University (Grant No. 03JDG-012).

[†] E-mail: binghaobao@ujs.edu.cn