

复合结构丝中的电流密度分布和巨磁阻抗效应^{*}

刘龙平 赵振杰 黄灿星 吴志明 杨燮龙[†]

(华东师范大学物理系 纳米功能材料与器件应用研究中心, 上海 200062)

(2005 年 8 月 5 日收到; 2005 年 11 月 3 日收到修改稿)

提出了由中间为高电导率的非铁磁性金属丝外面包裹一层铁磁材料组成的复合结构丝的电流密度分布和巨磁阻抗(GMI)效应模型,并对 Cu/FeCoNi 复合丝进行了数值模拟. 结果表明:在相同的磁性材料几何尺寸和磁特性时, Cu/FeCoNi 复合丝铁磁层内的电流随频率的升高比匀质 FeCoNi 铁磁丝内的电流更趋于表面分布,而且开始出现趋肤效应时对应的频率明显降低. 当在比较低的频率下就可以观察到明显的 MI 变化时,复合结构丝中的电阻和电抗变化主要是由趋肤效应引起,趋肤效应仍然是引起复合结构材料(包括多层薄膜结构)产生 GMI 效应的重要原因. 当频率升高到 4 MHz 以上时,驱动电流将主要从 Cu/FeCoNi 复合结构丝的 FeCoNi 铁磁层流过,中间的 Cu 对铁磁层的电磁作用减弱,复合结构丝的 MI 行为逐渐类似于匀质铁磁丝的 MI 行为.

关键词:电流密度,巨磁阻抗效应,趋肤效应

PACC: 7280T, 7340J, 7530H, 7540M

1. 引言

巨磁阻抗(GMI)效应是指铁磁材料的交流阻抗在外加直流磁场的作用下会发生显著变化的现象^[1-3]. 这种效应具有灵敏度高、响应快等特点,在磁记录和磁传感器上有着广泛的应用前景. 对于匀质的铁磁薄膜、薄带和丝的 GMI 效应,已经可以从经典的趋肤效应理论得到很好的解释^[4,5]. 近年来,人们在由中间为一高电导率的非铁磁性层两边为铁磁层组成的三明治薄膜和由高电导率的非铁磁性细丝外面包裹一层铁磁材料组成的复合结构丝中也观察到明显的 GMI 效应^[6-13]. 与由同样铁磁材料组成的单层膜和匀质丝相比,三明治薄膜和复合结构丝的 GMI 效应表现出两个明显的特点,一是 GMI 效应显著增强,另外就是在比较低的频率下就可以观察到明显的 MI 变化. 有人指出,在复合结构材料中趋肤效应很弱,它已经不再是复合结构材料中引起 GMI 效应的主要原因^[14-16],然而对于复合结构材料的电磁特性等物理机制目前还不是很清楚,仍然引起人们的广泛关注并进行深入的研究.

目前已有不少关于复合结构材料的 GMI 效应的理论模型^[17-25],主要研究各向异性场、非铁磁层

和铁磁层的电导率比、几何尺寸等对复合结构材料 GMI 效应的影响,但都没有详细分析不同驱动电流频率时材料各层内的趋肤效应强弱情况以及对 GMI 效应的影响. 研究电流密度分布是反映趋肤效应变化的一个直接而重要的手段. 我们模拟了 FeCoNi 匀质铁磁丝和 Cu/FeCoNi 复合结构丝在不同频率时的电流密度分布及其 GMI 效应,分析了相同条件下两种结构丝随频率变化的电流密度分布情况以及复合结构丝中层与层之间的电磁相互作用,探讨了引起复合结构材料 GMI 效应的物理机制.

2. 磁导率张量的计算

图 1 为复合结构丝的截面示意图,中间为高电导率的非铁磁性丝,半径为 a ,电导率为 σ_0 ,磁导率为 μ_0 ,外面包裹一层铁磁材料,厚度为 b ,电导率为 σ_1 ,磁导率为 μ_1 ,长度为 $l \gg (a+b)$.

对于铁磁层,我们采用柱坐标系 $r-\varphi-z$, \mathbf{n}_r , \mathbf{n}_φ 和 \mathbf{n}_z 为单位坐标矢量, \mathbf{n}_M 和 \mathbf{n}_k 为 $\varphi-z$ 平面的单位矢量,分别表示静态磁化强度方向和各向异性场方向, ψ 为 \mathbf{n}_M 和 \mathbf{n}_k 间的夹角, θ 为 \mathbf{n}_M 和 \mathbf{n}_z 之间的夹角. 假设外加直流磁场 H_0 沿丝的长轴 z 方向,并忽

^{*} 上海市启明星计划(批准号 04QMX1422)和上海市纳米技术专项基金(批准号 0452nm055)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: xlyang@phy.ecnu.edu.cn

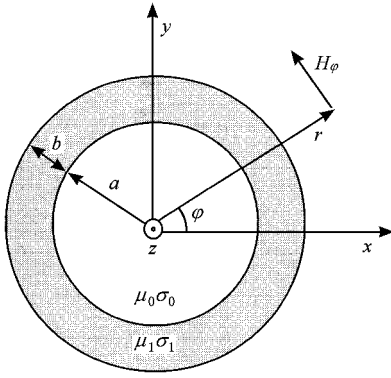


图1 复合结构丝的平面矢量示意图

略退磁场和交换作用场等的影响,只考虑有各向异性场的情况,由能量最小值原理可以得到

$$H_0 \sin \theta = H_k \sin \psi \cos \psi,$$

式中

$$H_k = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}$$

为各向异性等效场。这里, K_u 为有效磁各向异性常数, M_s 为饱和磁化强度。

当材料被交流磁化时,磁导率可以通过 Landau-Lifshitz (LL) 磁矩转动方程来求解, LL 方程可表示为如下形式:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (1)$$

式中, \mathbf{M} 为磁化强度矢量, \mathbf{H}_{eff} 为有效磁场, $\gamma = -g\mu_B/\hbar$ 为旋磁比, α 为阻尼系数。假设 $\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_m = \gamma M_s \approx \gamma M_0$, $\omega_k = \gamma H_k$, 求解 LL 方程, 忽略二级小量可得铁磁材料的磁导率张量为

$$\hat{\mu} = 1 + \hat{x} = \begin{pmatrix} \mu_r & -i\mu_a & i\mu_b \\ i\mu_a & \mu_\varphi & \mu_c \\ i\mu_b & \mu_c & \mu_z \end{pmatrix}, \quad (2)$$

式中,

$$\mu_r = 1 + \frac{\omega_m \Omega}{\Omega^2 - \omega^2},$$

$$\mu_\varphi = 1 + \frac{\omega_m \Omega \cos^2 \theta}{\Omega^2 - \omega^2},$$

$$\mu_z = 1 + \frac{\omega_m \Omega \sin^2 \theta}{\Omega^2 - \omega^2},$$

$$\mu_a = \frac{\omega \omega_m \cos \theta}{\omega^2 - \Omega^2},$$

$$\mu_b = \frac{\omega \omega_m \sin \theta}{\omega^2 - \Omega^2},$$

$$\mu_c = \frac{\omega_m \Omega \sin \theta \cos \theta}{\omega^2 - \Omega^2},$$

$$\Omega = i\omega\alpha + \frac{\omega_k \cos \psi \sin(\psi + \theta)}{\sin \theta}. \quad (3)$$

3. 复合结构丝和匀质铁磁丝的电流密度分布及其 GMI 模型

由于磁导率为张量形式, 当交变电流 $\vec{I} = I_m e^{i\omega t}$ 流过材料时, 铁磁层的电磁场沿丝的轴向和环向都有分布^[26], 电磁波沿丝圆周方向的传播波数具有两个值, 分别为

$$\lambda_{11}^2 = i\omega\sigma_1\mu_0, \quad (4)$$

$$\lambda_{12}^2 = i\omega\sigma_1\mu_0(1 + \tilde{\mu}),$$

式中, ω 是驱动电流角频率, μ_0 为真空磁导率。

$$\tilde{\mu} = \frac{\omega_m \Omega + \omega_m^2}{\Omega^2 - \omega^2 + \omega_m \Omega}. \quad (5)$$

经整理后的 Maxwell 方程可以表示为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \lambda^2 \mathbf{E} = 0, \quad (6)$$

式中 λ 有 λ_{11} 和 λ_{12} 两个解。求解(6)式我们可以得到复合结构丝铁磁层内 ($a \leq r \leq a + b$) 的轴向和环向电磁场分布

$$E_{z1}(r) = A_1 I_0(\lambda_{11} r) + A_2 K_0(\lambda_{11} r) + A_3 I_0(\lambda_{12} r) + A_4 K_0(\lambda_{12} r),$$

$$H_{\varphi 1}(r) = \frac{\sigma_1}{\lambda_{11}} [A_1 I_1(\lambda_{11} r) - A_2 K_1(\lambda_{11} r)] + \frac{\sigma_1}{\lambda_{12}} [A_3 I_1(\lambda_{12} r) - A_4 K_1(\lambda_{12} r)], \quad (7)$$

$$H_{z1}(r) = \frac{\sigma_1}{\lambda_{11}} [A_1 I_1(\lambda_{11} r) - A_2 K_1(\lambda_{11} r)] \cot \theta - \frac{\sigma_1}{\lambda_{12}} [A_3 I_1(\lambda_{12} r) - A_4 K_1(\lambda_{12} r)] \tan \theta,$$

$$E_{\varphi 1}(r) = \left\{ A_1 \left[-I_0(\lambda_{11} r) + \frac{1}{\lambda_{11} r} I_1(\lambda_{11} r) \right] - A_2 \left[K_0(\lambda_{11} r) + \frac{1}{\lambda_{11} r} K_1(\lambda_{11} r) \right] \right\} \cot \theta + \left\{ A_3 \left[I_0(\lambda_{12} r) - \frac{1}{\lambda_{12} r} I_1(\lambda_{12} r) \right] - A_4 \left[K_0(\lambda_{12} r) + \frac{1}{\lambda_{12} r} K_1(\lambda_{12} r) \right] \right\} \tan \theta,$$

式中, A_1, A_2, A_3 和 A_4 均为常数, $I_0(\lambda r), I_1(\lambda r), K_0(\lambda r), K_1(\lambda r)$ 分别为零阶、一阶的第一类和第二类虚宗量贝塞尔函数。在复合丝铁磁层的外表面处, 环向磁场 H_φ 和轴向磁场 H_z 分别满足^[17]

$$H_{\varphi_1}(a+b) = \frac{I_m}{2\pi(a+b)} \equiv A, \quad (8)$$

$$H_{z_1}(a+b) = 0.$$

对于复合结构丝的内芯非铁磁层($0 \leq r \leq a$), 容易得到它的电磁场分布为

$$\begin{aligned} E_{z_0}(r) &= B_1 I_0(\lambda_0 r), \\ H_{\varphi_0}(r) &= \frac{B_1 \sigma_0 I_1(\lambda_0 r)}{\lambda_0}, \\ E_{\varphi_0}(r) &= B_2 I_0(\lambda_0 r), \\ H_{z_0}(r) &= \frac{B_2 \sigma_0}{\lambda_0} I_1(\lambda_0 r), \end{aligned} \quad (9)$$

式中 B_1, B_2 为常数,

$$\lambda_0 = (1+i)\delta_0,$$

$$\delta_0 = \sqrt{2/\sigma_0 \mu_0 \omega},$$

其中 δ_0 是非铁磁芯的趋肤深度. 根据界面处的电磁场连续性条件,

$$\begin{aligned} E_{z_0}(a) &= E_{z_1}(a), \\ E_{\varphi_0}(a) &= E_{\varphi_1}(a), \\ H_{\varphi_0}(a) &= H_{\varphi_1}(a), \\ H_{z_0}(a) &= H_{z_1}(a), \end{aligned} \quad (10)$$

求出常数 A_1, A_3 和 B_1, B_2 (见附录) 和复合结构丝各层内的电磁场. 这时非铁磁性的导电芯内和铁磁层内的电流密度 $J_0(r), J_1(r)$ 可以分别表示为

$$\begin{aligned} J_0 &= \sigma_0 E_{z_0}(r) \\ &= \sigma_0 B_1 I_0(\lambda_0 r), \\ J_1 &= \sigma_1 E_{z_1}(r) \\ &= \sigma_1 A_1 \left[I_0(\lambda_{11} r) + \frac{I_1(\lambda_{11}(a+b))}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} K_0(\lambda_{11} r) \right] \\ &\quad + \sigma_1 A_3 \left[I_0(\lambda_{12} r) + \frac{I_1(\lambda_{12}(a+b))}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} K_0(\lambda_{12} r) \right] \\ &\quad - A \left[\frac{\lambda_{11} K_0(\lambda_{11} r) \sin^2 \theta}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} + \frac{\lambda_{12} K_0(\lambda_{12} r) \cos^2 \theta}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

阻抗为

$$\begin{aligned} Z &= \frac{E_{z_1}(a+b)l}{I_m} \\ &= \frac{l}{2\pi(a+b)A} \left[A_1 \left(I_0(\lambda_{11}(a+b)) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{I_1(\lambda_{11}(a+b))}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} K_0(\lambda_{11}(a+b)) \right) \right. \\ &\quad \left. + A_3 \left(I_0(\lambda_{12}(a+b)) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{I_1(\lambda_{12}(a+b))}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} K_0(\lambda_{12}(a+b)) \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- \frac{A}{\sigma_1} \left(\frac{\lambda_{11} K_0(\lambda_{11}(a+b)) \sin^2 \theta}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_{12} K_0(\lambda_{12}(a+b)) \cos^2 \theta}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

对于匀质铁磁丝, 假设它的半径为 b , 长度为 $l \gg b$, 电导率和磁导率与复合结构丝的铁磁层的参数相同, 分别为 σ_1 和 μ_1 . 用类似方法容易得到匀质铁磁丝内的电流密度 $J'(r)$ ($0 \leq r \leq b$) 为

$$\begin{aligned} J'(r) &= \sigma_1 E'_z(r) \\ &= \sigma_1 C \left[\frac{\lambda_{11} I_0(\lambda_{11} r) \sin^2 \theta}{\sigma_1 I_1(\lambda_{11} b)} + \frac{\lambda_{12} I_0(\lambda_{12} r) \cos^2 \theta}{\sigma_1 I_1(\lambda_{12} b)} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

式中常数 $C \equiv I_m/2\pi b$. 阻抗表达式为

$$\begin{aligned} Z' &= \frac{E'_z(b)l}{I_m} \\ &= \frac{l}{2\pi b} \left[\frac{\lambda_{11} I_0(\lambda_{11} b) \sin^2 \theta}{\sigma_1 I_1(\lambda_{11} b)} + \frac{\lambda_{12} I_0(\lambda_{12} b) \cos^2 \theta}{\sigma_1 I_1(\lambda_{12} b)} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

4. 结果及讨论

基于以上模型, 我们计算了 $\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 复合结构丝和 $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 匀质丝的电流密度分布和 GMI 效应. 模拟参数如下: 复合结构丝中 Cu 直径为 $a = 100 \mu\text{m}$, $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 厚度为 $b = 10 \mu\text{m}$, 匀质 $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 铁磁丝的半径 $b = 10 \mu\text{m}$, 两种结构丝的长度均为 $l = 5 \text{ cm}$. Cu 和 $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 的电导率分别为 $\sigma_0 = 5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ 和 $\sigma_1 = 6.67 \times 10^6 \text{ S/m}$, 铁磁层的旋磁比 $\gamma = 2.2 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{A}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 阻尼系数取 $\alpha = 0.1$, 饱和磁化强度 $M_s = 7.18 \times 10^5 \text{ A/m}$, 各向异性场 $H_k = 360 \text{ A/m}$, 方向为 $\psi + \theta = 89^\circ$ ($H_0 = 0$)^[14].

GMI 比定义为

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{F(H_0) - F(H_{\max})}{F(H_{\max})}, \quad (15)$$

式中 F 既可以代表阻抗 Z , 也可以代表电阻 R 和电抗 X . 在计算过程中, 假设饱和场 $H_{\max} = 8000 \text{ A/m}$, 同时为便于分析, 我们仅考虑外磁场 $H_0 = H_k$ 的情况, 这时能观察到最大的 MI 变化.

图 2 给出了复合结构丝 $\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 和匀质铁磁丝 $\text{Fe}_{20}\text{Co}_6\text{Ni}_{74}$ 在不同频率时的 MI 变化曲线. 从图 2 可以看出, 在复合结构丝中观察到的 GMI 效应比匀质铁磁丝明显增强, 另外在复合结构丝中出现最

大 MI 变化对应的频率(约为 1.5 MHz)远低于匀质铁磁丝中出现最大 MI 变化对应的频率(约为 110 MHz).

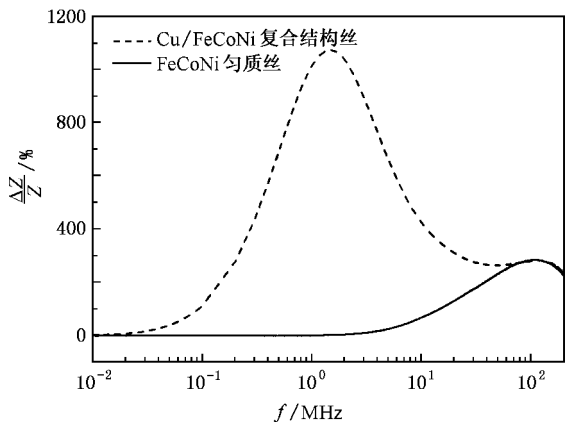


图 2 复合结构丝和匀质铁磁丝在不同频率时的 MI 变化曲线

图 3 和图 4 分别显示了不同频率时复合结构丝 Cu/Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 的阻抗、电阻和电抗绝对值及 MI 比. 在频率 $f < 0.02$ MHz 时,复合结构丝的电抗占阻抗绝对值的主要部分,基本不随频率改变,虽然在这段频率范围电抗部分的变化 $\Delta X/X_{\max}$ 很大(接近 1460%),阻抗却基本不变.随着频率的升高,复合结构丝的电抗值开始迅速增大,而电阻值变化不大,MI 变化逐渐以电抗变化为主并在频率升高到 1.5 MHz 左右时达到最大值(1070%).计算结果较好地符合实验中观察到的结果^[11-13].

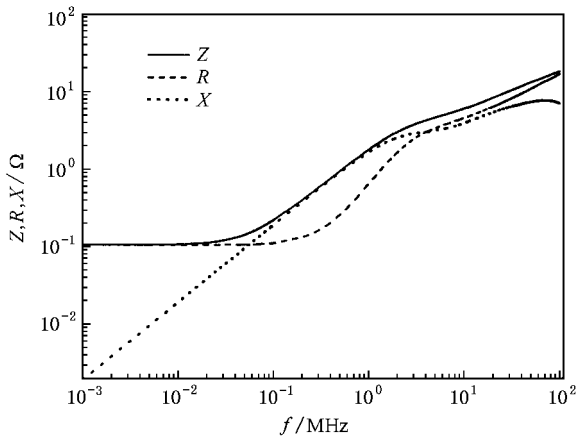


图 3 复合结构丝的阻抗、电阻和电抗值与频率的关系曲线

为了研究复合结构丝中趋肤效应与 GMI 效应之间的关系,我们模拟了复合结构丝 Cu/Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 和匀质铁磁丝 Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 在不同频率时的电流密度

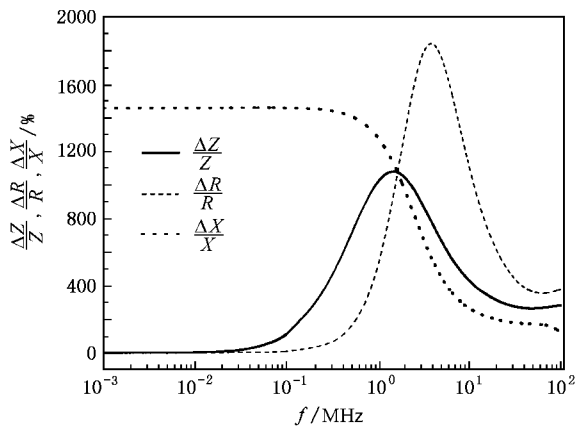


图 4 复合结构丝的阻抗、电阻和电抗的相对变化与频率的关系曲线

分布.图 5 显示了不同频率下匀质铁磁丝 Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 中离中心轴不同距离 r 处的电流密度分布曲线,横坐标为离中心轴的距离 r 与丝半径 b 的比值,纵坐标为距离中心 r 处的电流密度 $J(r)$ 与外表面电流密度 $J(b)$ 之比.从图 5 可以看出,当频率升高到 13 MHz 左右时 $r = 0$ 处的电流密度与外表面的电流密度之比 $J(r)/J(b) \approx 1/e$,这时的趋肤深度 $\delta_m = b$,趋肤效应开始逐渐明显.

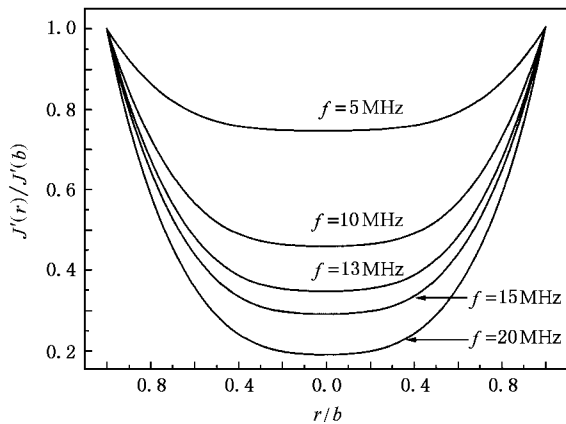


图 5 不同频率时匀质铁磁丝 Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 的电流密度分布

图 6 显示了复合结构丝 Cu/Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 在频率范围为 0.1—10 MHz 间的电流密度分布模拟结果,其中 $r(a+b)$ 从零到断点之间对应 Cu 芯,断点到 1.0 之间对应 Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 铁磁层,纵坐标分别为距离中心 r 处的 Cu 芯内电流密度 $J_0(r)$ 和 FeCoNi 层内的电流密度 $J_1(r)$ 与复合丝最外表面电流密度 $J_1(a+b)$ 之比.

在很低的频率时,由于 Cu 的电导率很大,电流

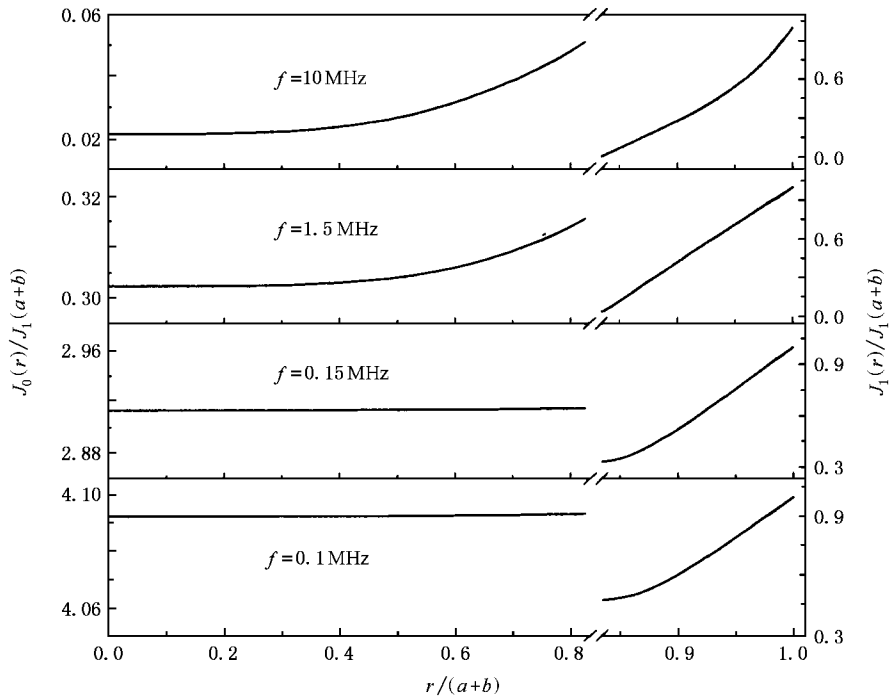


图6 复合结构丝 Cu/Fe₂₀Co₆Ni₇₄在不同频率时的电流密度分布

主要从中间的 Cu 芯流过,并且在 Cu 层内基本是均匀分布.当频率升高到 0.15 MHz 左右时,FeCoNi 铁磁层的趋肤深度接近于它的厚度,趋肤效应开始逐渐明显,这个频率比匀质丝中的趋肤深度等于半径时对应的频率(13 MHz)低得多.继续升高频率到 1.5 MHz 时,复合结构丝铁磁层内的趋肤效应已经非常明显并观察到最大的 MI 变化,如图 2 所示.图 6 表明,与同样条件下的匀质铁磁丝相比,复合结构丝铁磁层内的电流不但明显随频率的增大更快趋向于表面分布,而且趋肤效应开始明显时对应的频率大为降低.这是由于复合结构丝铁磁层内的电流密度分布除与本身通过的传导电流产生的电磁场有关外,还受到中间高电导率 Cu 芯产生的电磁场的影响,在铁磁层产生很强的涡流,同时反过来又影响通过 Cu 芯的电流大小,这种不同层之间存在很强的电磁相互作用,最终引起复合结构丝内的电流重新分布.实际上(10)式已间接地反映了不同层之间的电磁相互作用.我们知道,由于匀质铁磁材料的电阻很大并占阻抗值的主要部分,在低频下趋肤效应很弱时,MI 变化很小,MI 效应主要来自于磁电感的变化,所以基本观察不到 GMI 效应.当频率升高到趋肤效应逐渐明显时,匀质铁磁材料的电阻才开始明显增大,随着频率的继续升高,趋肤效应增强,

电阻和电抗值迅速增大,引起明显的 MI 变化,出现 GMI 效应.因此,我们认为在匀质铁磁材料中趋肤效应是产生 GMI 效应的主要原因.我们从图 4 和图 5 中虽然观察到复合结构丝的电抗在趋肤效应出现之前也随频率变化,但对 MI 效应的贡献很小,观察不到 GMI 效应,这类类似于匀质铁磁丝中的低频磁电感效应.当频率升高到 0.15 MHz 左右时,铁磁层内的趋肤效应开始明显并随频率升高逐渐增强,铁磁层的电阻和电抗值都开始迅速增大,引起明显的 MI 变化,但由于高电导率非铁磁性材料 Cu 芯的存在,使得复合结构丝的总电阻变化并不大,这时电抗值占阻抗值的绝大部分,因此磁阻抗变化主要来源于电抗部分的变化,但还是主要由趋肤效应引起.所以,趋肤效应仍然是复合结构材料(包括多层薄膜)产生 GMI 效应的重要原因.

在复合结构丝中,如果频率不断升高,驱动电流将逐渐主要从铁磁层通过.图 7 显示了复合结构丝在不同频率时分别流过 Cu 芯和 Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 层的电流大小与总电流之比.从图 7 可以看出,当频率升高到 4 MHz 左右时,绝大部分电流开始从铁磁层流过,这时中间非铁磁性 Cu 芯对铁磁层的电磁作用逐渐减弱.复合结构丝的 GMI 效应等电磁行为逐渐类似于匀质铁磁丝.

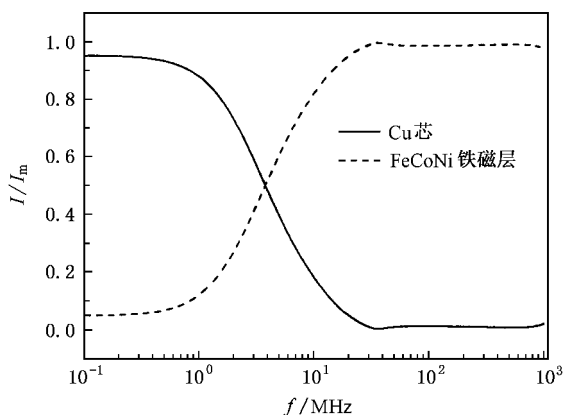


图 7 不同频率时复合结构丝中分别流过 Cu 芯和 Fe₂₀Co₆Ni₇₄ 层的电流大小与总电流之比

5. 结 论

利用 LL 方程和 Maxwell 电磁方程, 分别提出了匀质铁磁丝和中间为高电导率的非铁磁性金属丝外面包裹一层铁磁材料的复合结构丝内的电磁场分布和 GMI 效应理论模型. 模拟结果表明 (1) 与相同条件的匀质铁磁丝相比, 复合结构丝铁磁层内的电流随频率升高更趋于表面分布, 而且开始出现趋肤效应对应的频率明显降低, 趋肤效应仍然是引起复合结构材料 GMI 效应的重要原因. (2) 在频率升高到 4 MHz 以上时, Cu/FeCoNi 复合结构丝中间的非铁磁性芯对铁磁层的电磁作用逐渐减弱, 复合结构丝的 GMI 效应等电磁行为类似于 FeCoNi 匀质铁磁丝.

附 录

在复合结构丝铁磁层的外表面处, 由环向磁场 H_φ 和轴向磁场 H_z 分别满足 (8) 式, 代入 (7) 式后可把常数 A_2, A_4 用含 A_1 和 A_3 的常数来替代, 再联立 (9) 式 and 不同层界面处的电磁场连续性条件 (10) 式可以求解出常数 A_1, A_3 和 B_1, B_2 .

$$A_1 = \frac{1}{P} [(a_{22} a_{44} - a_{24} a_{42}) \chi ca_{33} - ea_{13}] + (a_{13} a_{32} - a_{12} a_{33}) \chi da_{44} - fa_{24}],$$

$$A_3 = \frac{1}{P} [(a_{24} a_{41} - a_{21} a_{44}) \chi ca_{33} - ea_{13}] + (a_{11} a_{33} - a_{13} a_{31}) \chi da_{44} - fa_{24}],$$

$$B_1 = \frac{1}{P} [(a_{12} a_{31} - a_{11} a_{32}) \chi da_{44} - fa_{24}] + (a_{24} a_{42} - a_{22} a_{44}) \chi ca_{31} - ea_{11} + (a_{21} a_{44} - a_{24} a_{41}) \chi ca_{32} - ea_{12}],$$

$$B_2 = \frac{1}{P} [(a_{21} a_{42} - a_{22} a_{41}) \chi ca_{33} - ea_{13}] + (a_{13} a_{31} - a_{11} a_{33}) \chi da_{42} - fa_{22} + (a_{12} a_{33} - a_{13} a_{32}) \chi da_{41} - fa_{21}].$$

这里,

$$P = (a_{22} a_{44} - a_{24} a_{42}) \chi a_{11} a_{33} - a_{13} a_{31} + (a_{12} a_{33} - a_{13} a_{31}) \chi a_{24} a_{41} - a_{21} a_{44},$$

$$a_{11} = I_0(\lambda_{11} a) + \frac{I_1(\lambda_{11}(a+b))}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} K_0(\lambda_{11} a),$$

$$a_{12} = I_0(\lambda_{12} a) + \frac{I_1(\lambda_{12}(a+b))}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} K_0(\lambda_{12} a),$$

$$a_{13} = -I_0(\lambda_0 a),$$

$$a_{21} = \left[-I_0(\lambda_{11} a) + \frac{1}{\lambda_{11} a} I_1(\lambda_{11} a) - \frac{I_1(\lambda_{11}(a+b))}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} \left(K_0(\lambda_{11} a) + \frac{1}{\lambda_{11} a} K_1(\lambda_{11} a) \right) \right] \cot \theta,$$

$$a_{22} = \left[I_0(\lambda_{12} a) - \frac{1}{\lambda_{12} a} I_1(\lambda_{12} a) + \frac{I_1(\lambda_{12}(a+b))}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \left(K_0(\lambda_{12} a) + \frac{1}{\lambda_{12} a} K_1(\lambda_{12} a) \right) \right] \tan \theta,$$

$$a_{24} = -I_1(\lambda_0 a),$$

$$a_{31} = \frac{\sigma_1}{\lambda_{11}} \left[I_1(\lambda_{11} a) - \frac{I_1(\lambda_{11}(a+b))}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} K_1(\lambda_{11} a) \right],$$

$$a_{32} = \frac{\sigma_1}{\lambda_{12}} \left[I_1(\lambda_{12} a) - \frac{I_1(\lambda_{12}(a+b))}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} K_1(\lambda_{12} a) \right],$$

$$a_{33} = -\frac{\sigma_0}{\lambda_0} I_1(\lambda_0 a),$$

$$a_{41} = a_{31} \cot \theta,$$

$$a_{42} = -a_{32} \tan \theta,$$

$$a_{44} = -\frac{\sigma_0}{\lambda_0} I_0(\lambda_0 a),$$

$$c = \frac{A}{\sigma_1} \left[\frac{\lambda_{11} K_0(\lambda_{11} a) \sin^2 \theta}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} + \frac{\lambda_{12} K_0(\lambda_{12} a) \cos^2 \theta}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \right],$$

$$d = -A \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sigma_1} \left[\lambda_{11} \frac{K_0(\lambda_{11} a) + \frac{1}{\lambda_{11} a} K_1(\lambda_{11} a)}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} - \lambda_{12} \frac{K_0(\lambda_{12} a) + \frac{1}{\lambda_{12} a} K_1(\lambda_{12} a)}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \right],$$

$$e = -A \left[\frac{K_1(\lambda_{11} a) \sin^2 \theta}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} + \frac{K_1(\lambda_{12} a) \cos^2 \theta}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \right],$$

$$f = -A \sin \theta \cos \theta \left[\frac{K_1(\lambda_{11} a)}{K_1(\lambda_{11}(a+b))} - \frac{K_1(\lambda_{12} a)}{K_1(\lambda_{12}(a+b))} \right].$$

- [1] Panina L V , Mohri K , Bushida K *et al* 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 6198
- [2] Ménard D , Britel M , Ciureanu P *et al* 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 2805
- [3] Kraus L 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 764
- [4] Panina L V , Mohri K , Uchiyama T *et al* 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 1249
- [5] Beach R S , Berkowitz A E 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 6209
- [6] Hika K , Panina L V , Mohri K 1996 *IEEE Trans. Magn.* **32** 4594
- [7] Morikawa T , Nishibe Y , Yamadera H *et al* 1997 *IEEE Trans. Magn.* **33** 4367
- [8] Xiao S Q , Liu Y H , Yan S S *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **61** 5734
- [9] Amalou F , Gijs M A M 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1654
- [10] García D , Kurllyandskaya G V , Vázquez M *et al* 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **203** 208
- [11] Sinnecker J P , Knobel M , Pirota K R *et al* 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 4825
- [12] García J M , Sinnecker J P , Asenjo A *et al* 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **226—230** 704
- [13] Kurllyandskaya G V , Yakabchuk H , Kisker E *et al* 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 6280
- [14] Beach R S , Smith N , Platt C L *et al* 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2753
- [15] Panina L V , Mohri K 2000 *Sensors and Actuators A* **81** 71
- [16] Makhnovskiy D P , Panina L V 2000 *Sensors and Actuators A* **81** 91
- [17] Antonov A S , Lakubov L T 1999 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **32** 1204
- [18] Makhnovskiy D P , Lagar 'kov A N , Panina L V *et al* 2000 *Sensors and Actuators A* **81** 106
- [19] Sukstanskii A , Korenivski V , Gromov A 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 775
- [20] Usov N A , Antonov A S , Granovsky A 1997 *J. Magn. Magn. Mater.* **171** 64
- [21] Gromov A , Korenivski V 2000 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33** 773
- [22] Yu J Q , Zhou Y , Cai B C *et al* 2001 *Funct. Mater.* **32** 129 (in Chinese) [禹金强、周 勇、蔡炳初等 2001 功能材料 **32** 129]
- [23] 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]
- [24] 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]
- [25] 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]
- [26] Usov N A , Antonov A S , Lagar 'kov A N 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **185** 159

Analysis of current-density distribution and giant magnetoimpedance effect in composite wires^{*}

Liu Long-Ping Zhao Zhen-Jie Huang Can-Xing Wu Zhi-Ming Yang Xie-Long[†]

(Center of Functional Nanomaterials and Devices , Department of Physics , East China Normal University , Shanghai 200062 , China)

(Received 5 August 2005 ; revised manuscript received 3 November 2005)

Abstract

The current-density distribution and giant magnetoimpedance (GMI) properties are theoretically described for the homogenous ferromagnetic wires and composite wires consisting of an inner conductive core covered by an outer ferromagnetic coating. The numerical simulation shows that the current is distributed much closer to the surface for the Cu/FeCoNi composite wires than for FeCoNi homogenous ferromagnetic wires at the same frequency and with the same geometric size and magnetic structure. When obvious MI effect can be observed , the skin effect has already been strong in its ferromagnetic coating. The skin effect is still an important factor for the GMI effect in composite wires. Above a certain frequency of about 4 MHz , the driving current will flow through the ferromagnetic coating mainly and the electromagnetic interactions become weaker , the MI behavior in the composite wire becomes similar to that in the homogenous ferromagnetic wire.

Keywords : current density , giant magnetoimpedance effect , skin effect

PACC : 7280T , 7340J , 7530H , 7540M

^{*} Project supported by the " Qimingxing " Program of Science and Technology of Shanghai , China (Grant No. 04QMX1422) and the Nanoscience Foundation of Shanghai , China (Grant No. 0452nm055).

[†] Corresponding author. E-mail : xlyang@phy.ecnu.edu.cn