

# 三明治结构与同轴电缆结构磁性材料巨磁阻抗效应的理论研究<sup>\*</sup>

刘江涛 周云松 王艾玲 姜宏伟 郑 鹤<sup>†</sup>

(首都师范大学物理系, 北京 100037)

(2002 年 12 月 12 日收到, 2003 年 2 月 25 日收到修改稿)

根据两种具有巨磁阻抗(GMI)效应的磁性材料实验样品,提出了两种理论模型(同轴电缆结构——Cu 丝外覆软磁材料的圆柱形;三明治结构——Cu 或 Ag 为中间层外包软磁层的三明治膜)利用 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程对其 GMI 效应的机理进行了理论研究.证明了两种模型的差别仅仅是形状因子的不同,从而由理论上证实了两种结构 GMI 效应增强的内在一致性.证实了在同种磁性材料情况下,双层结构具有结构方面的优越性.并对照实验数据讨论了参数的影响,得到与实验定性相符的结果.

关键词:巨磁阻抗效应,三明治膜,Maxwell 方程, Landau-Lifshitz 方程

PACC: 7220M, 7230, 7570

## 1. 引言

巨磁阻抗(GMI)效应具有高灵敏度、低饱和磁场、无磁滞等诸多特点,从而引起人们的关注.在实验研究方面,如果仅考虑制备样品的几何结构,目前出现了两种新的复合材料样品,逐步取代了原有的单一软磁合金材料,已成为关注的热点:其一,以电导率较高的无磁材料(例如 Cu)为芯材料(一般为圆柱形),利用电镀等工艺外覆软磁合金材料<sup>[1,2]</sup>,在此简称为同轴电缆结构;其二,将 Cu, Ag 等中间层完全用软磁合金材料包围的层状三明治膜<sup>[3,4]</sup>.这两种复合结构样品均在不同程度上提高了原有单一软磁合金材料的 GMI 效应.本文依照这两种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等两种模型,利用 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程对其 GMI 效应的机理进行了理论研究.

## 2. 理论模型

模型 1——同轴电缆模型(见图 1).一圆柱形 Cu 芯(直径为  $2a$ )表面镀一层电导率远小于 Cu 的

磁性材料(圆柱总直径为  $2b$ ).令柱的长度远大于其半径,退磁场可以忽略.假定磁性材料是单畴、各向同性的.沿样品的轴向  $z$  加一恒定磁场,使磁性层饱和和磁化.沿 Cu 芯长度方向通一正弦交变电流,以产生一交变的环向磁场.

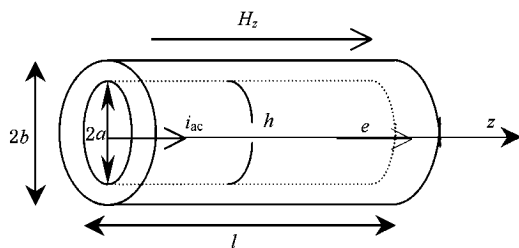


图 1 同轴电缆模型

模型 2——三明治模型(见图 2).一带状 Cu 芯(宽度为  $b$ )整个表面外覆一层电导率远小于 Cu 的磁性材料.令带的长度远大于其宽度,退磁场可以忽略.同时,带的宽度远大于其厚度,因而在不计边缘效应时,可认为材料是无穷大平面.假定磁性层是单畴、各向同性的.带上所加磁场和电流同模型 1.

上述两种模型中均认为样品的长度  $l$  远小于交变电流引起的电磁波的波长,从而忽略位移电流的

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 50071038)及北京市教育局基金资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人.

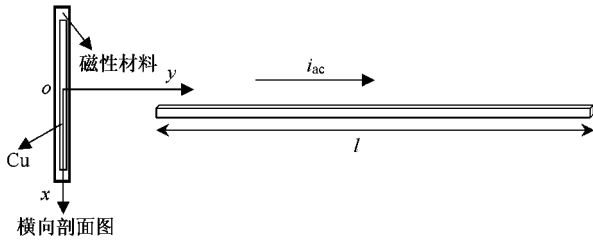


图 2 三明治模型

作用.同时交变电流很小,交变磁场远小于静止饱和磁场(小信号近似).这两个考虑与一般的实验条件相符.

### 3. 理论推导

对于上述两种模型,通过求解一定边界条件下的 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程,得出各磁场量、磁导率以及磁场能量的表达式,进而求出电阻和电感.

#### 3.1. 模型 1 的理论推导

##### 3.1.1. 场量的计算

假设磁性层中磁场静止和交变部分作如下表示(选用柱坐标):

$$M = M_s \hat{z} + m, \tag{1}$$

$$H = H_s \hat{z} + h, \tag{2}$$

其中  $|m|/M_s \ll 1, |h|/H_s \ll 1, e, m, \tilde{i}, h \propto e^{i\omega t}$ . 由于柱长远大于柱半径以及柱的旋转对称性,认为  $m, h$  为半径与时间的函数.将(1)和(2)式代入 Maxwell 方程

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= 0, \\ \nabla \cdot B &= 0, \\ B &= H + 4\pi M \end{aligned} \tag{3}$$

(边界条件为  $h_{b\varphi} = \frac{2\tilde{i}}{cb}, B_r = 0$ , 其中  $c$  为光速,  $\tilde{i}$  为电流)和 Landau-Lifshitz 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} &= \gamma M \times \left[ H + \left( \frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 M \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{\lambda}{\gamma M_s^2} \right) M \times H \right] \end{aligned} \tag{4}$$

(其中  $A$  为交换常数,  $\lambda$  为阻尼系数,在阻尼项中不考虑交换作用等效场<sup>[51]</sup>).分离方程(3)和(4),得到如下一系列方程:

$$h_r + 4\pi m_r = 0, \tag{5a}$$

$$h_\varphi = \frac{2\tilde{i}}{c} \frac{1}{r}, \tag{5b}$$

$$h_z = 0, \tag{5c}$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{\lambda H_z}{\gamma M_s^2} \right) m_r + \left( \frac{2A}{M_s^2} \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) - \frac{H_z}{M_s} \right) m_\varphi \\ + h_\varphi - \frac{\lambda}{\gamma M_s} h_r = 0, \end{aligned} \tag{5d}$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{2A}{M_s^2} \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) - \frac{H_z}{M_s} \right) m_r - \left( \frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{\lambda H_z}{\gamma M_s^2} \right) m_\varphi \\ + h_r + \frac{\lambda}{\gamma M_s} h_\varphi = 0, \end{aligned} \tag{5e}$$

$$m_z = 0. \tag{5f}$$

将方程(5a)和(5b)代入方程(5d)和(5e)并令

$$\begin{aligned} \beta &= \left( \frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{\lambda H_z}{\gamma M_s^2} \right), \quad \alpha = \frac{H_z}{M_s}, \\ \hat{L} &= \frac{\lambda}{\gamma M_s}, \quad \hat{F} = \frac{2A}{M_s^2} \left( \nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right), \\ \beta' &= \beta + 4\pi \hat{L}, \quad \alpha' = \alpha + 4\pi, \end{aligned} \tag{6}$$

可得到关于  $m_\varphi, m_r$  的方程组:

$$\beta' m_r + (\hat{F} - \alpha) m_\varphi + h_\varphi = 0, \tag{7a}$$

$$(\hat{F} - \alpha') m_r - \beta m_\varphi + \hat{L} h_\varphi = 0. \tag{7b}$$

(1)首先考虑  $m_\varphi = kh_\varphi \propto \frac{1}{r}$ , 这样  $\hat{F} m_\varphi = 0$ , 由方程(7a)得到  $m_r \propto \frac{1}{r}$ , 可设  $m_r = qh_\varphi$ , 因而  $\hat{F} m_r = 0$ . 这时方程变为如下形式:

$$\beta' m_r - \alpha kh_\varphi + h_\varphi = 0, \tag{8a}$$

$$\alpha' m_r + \beta kh_\varphi - \hat{L} h_\varphi = 0. \tag{8b}$$

可求得

$$k = \frac{\hat{L}\beta' + \alpha'}{\beta\beta' + \alpha'\alpha}, \tag{9}$$

$$q = \frac{\hat{L}\alpha - \beta}{\beta\beta' + \alpha'\alpha}. \tag{10}$$

(2)考虑一般情况,设  $m_\varphi = kh_\varphi + m'_\varphi, m_r = qh_\varphi + m'_r$ , 则方程(7)可化为

$$\beta' m'_r + (\hat{F} - \alpha) m'_\varphi = 0, \tag{11a}$$

$$(\hat{F} - \alpha') m'_r - \beta m'_\varphi = 0. \tag{11b}$$

可设  $m'_r, m'_\varphi \propto I_1(k'r), K_1(k'r)$ , 则方程(11)可变为

$$\beta' m'_r + (k'^2 - \alpha) m'_\varphi = 0,$$

$$(k'^2 - \alpha') m'_r - \beta m'_\varphi = 0.$$

由

$$\begin{vmatrix} \beta' & k'^2 - \alpha \\ k'^2 - \alpha' & \beta \end{vmatrix} = 0$$

得到

$$k'_1 = \sqrt{i\sqrt{\beta\beta'} + \alpha}, \quad k'_2 = \sqrt{-i\sqrt{\beta\beta'} + \alpha}.$$

所以

$$m_r = A_1 I_1(k'_1 r) + B_1 K_1(k'_1 r) + A_2 I_1(k'_2 r) + B_2 K_1(k'_2 r),$$

$$m_r = i\sqrt{\frac{\beta}{\beta'}} (A_1 I_1(k'_1 r) + B_1 K_1(k'_1 r)) - i\sqrt{\frac{\beta}{\beta'}} (A_2 I_1(k'_2 r) + B_2 K_1(k'_2 r)).$$

但是由  $m$  的边界条件<sup>[5]</sup>:

$$2\pi \int_a^b M \times \left( \frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 M = 0, \quad (12)$$

略去小量后可得

$$\begin{cases} k_1^2 \int_a^b A_1 I_1(k'_1 r) + B_1 K_1(k'_1 r) + k_2^2 \int_a^b A_2 I_1(k'_2 r) + B_2 K_1(k'_2 r) = 0, \\ k_1^2 \int_a^b A_1 I_1(k'_1 r) + B_1 K_1(k'_1 r) - k_2^2 \int_a^b A_2 I_1(k'_2 r) + B_2 K_1(k'_2 r) = 0. \end{cases} \quad (13)$$

由  $k_1^2, k_2^2 \neq 0$  得到

$$\begin{cases} \int_a^b A_2 I_1(k'_2 r) + B_1 K_1(k'_2 r) = 0, \\ \int_a^b A_1 I_1(k'_1 r) + B_1 K_1(k'_1 r) = 0, \end{cases}$$

因而  $m'_r$  对磁场能量  $\left( \frac{1}{8\pi} \int BH dV \right)$  无贡献.

### 3.1.2. 电阻和电感的推导

利用复数磁导率 ( $\mu = \mu' - i\mu''$ ) 可知, 交变磁场  $H = H_m \cos(\omega t)$  中磁性层在单位时间内的平均能量密度损耗为  $P_{\text{耗}} = \frac{1}{4\pi T} \int_0^T H dB = \frac{1}{8\pi} \omega \mu'' H_m^2$ , 储能为  $\omega_{\text{储能}} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{8\pi} HB = \frac{1}{16\pi} \mu' H_m^2$ . 分别对  $P_{\text{耗}}$ ,  $\omega_{\text{储能}}$  做空间积分, 得到

$$W_{\text{耗}} = \int P_{\text{耗}} dV, \quad W_{\text{储能}} = \int \omega_{\text{储能}} dV. \quad (14)$$

分别将  $W_{\text{耗}}$ ,  $W_{\text{储能}}$  等效为电阻损耗和电感储能, 可得

$$R_e I_{\text{有效}}^2 = W_{\text{耗}}, \quad \frac{1}{2} L_e I_{\text{有效}}^2 = W_{\text{储能}}. \quad (15)$$

这样就可以得到由磁性层引起的  $R_e$  和  $L_e$ .

Cu 芯的阻抗为<sup>[6]</sup>

$$Z_i = \frac{2El}{caH}, \quad (16)$$

其中  $E$  为沿 Cu 芯表面平行于轴向的电场强度(即

$E_z$ ),  $H$  为沿 Cu 芯表面垂直于轴向的磁场强度(即  $h_\varphi$ ).

虽然模型中的电导率为一张量, 但由于径向的磁感应强度  $B$  为零, 轴向的  $H, B$  与电流无关, 且  $h, m = 0$ , 因而只需考虑  $\varphi$  方向上的场量. 由(9)式可得磁性层的复数磁导率  $\mu = 1 + 4\pi k$ , 由方程(5b), (14)和(15)可得

$$\begin{aligned} R_e &= \frac{1}{I_{\text{有效}}^2} \int P_{\text{耗}} dV \\ &= \frac{1}{I_{\text{有效}}^2} \int_a^b \frac{1}{8\pi} \omega \mu'' H_m^2 2\pi l r dr \\ &= \frac{1}{I_{\text{有效}}^2} \int_a^b \frac{1}{8\pi} \omega \mu'' \left( \frac{2I_{\text{有效}}}{c} \right)^2 2\pi l r dr \\ &= \frac{2\mu'' \omega}{c^2} l \ln\left(\frac{b}{a}\right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} L_e &= \frac{2c^2}{I_{\text{有效}}^2} \int_a^b \omega_{\text{储能}} 2\pi r dr \\ &= \frac{2c^2}{I_{\text{有效}}^2} \int_a^b \frac{1}{16\pi} \mu' \left( \frac{2I_{\text{有效}}}{c} \right)^2 \frac{1}{r^2} 2\pi r l dr \\ &= 2\mu' \omega l \ln\left(\frac{b}{a}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

由 Maxwell 方程可以求得 Cu 芯表面平行于轴向的电场强度  $E$  和垂直于轴向的磁场强度  $H$  (视 Cu 的磁导率为 1) 分别为<sup>[6]</sup>

$$\begin{aligned} E &= \text{const} \times J_0(kr) e^{i\omega t}, \\ H &= \text{const} \times i\sqrt{\frac{4\pi\sigma i}{\omega}} J_1(kr) e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中  $k = (1 - i)\delta_{\text{eff}}, \delta_{\text{eff}} = (c^2/2\pi\omega\sigma)^{1/2}$ ,  $c$  为光速,  $\omega$  为圆频率,  $\sigma$  为电导率. 这样就可以由(16)式求出 Cu 芯的阻抗为

$$Z_i = \frac{1}{2} Rka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}, \quad (20)$$

其中  $R = l/\pi a^2 \sigma$ . 这样由(17)(18)和(20)式可得

$$\begin{aligned} Z_{\text{总}} &= \frac{2\mu'' \omega}{c^2} l \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{i2\mu' \omega}{c^2} l \ln\left(\frac{b}{a}\right) \\ &\quad + \frac{1}{2} Rka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}, \end{aligned} \quad (21)$$

可以进一步将  $Z_{\text{总}}$  分离为虚部和实部而获得  $R_{\text{总}}$  和  $L_{\text{总}}$ .

### 3.2. 模型 2 的理论推导

模型 2 与模型 1 的处理方式类似. 假设磁性层中的磁场静止和交变部分如下表示(选用直角坐标, 样品长度方向为  $z$  轴, 宽度方向为  $x$  轴, 厚度方向

为  $y$  轴):

$$M = M_s \hat{z} + m, \quad (22a)$$

$$H = H_s \hat{z} + h, \quad (22b)$$

其中  $|m|/M_s \ll 1$ ,  $|h|/H_s \ll 1$ ,  $e, m, \tilde{i}, h \propto e^{i\omega t}$ . 设带的长度为  $l$ , 宽度为  $b$ , Cu 芯厚度为  $a_0$ , 磁性材料厚度为  $a_1$ , 样品总厚度为  $a_0 + 2a_1$ . 由于  $l \gg b$  和  $a_0 + 2a_1$ , 认为  $m, h$  与  $z$  无关; 又因为  $b \gg a_0 + 2a_1$ ,  $m, h$  与  $x$  无关, 即  $m, h$  只是  $y$  与时间  $t$  的函数. 将上述表达式代入 Maxwell 方程

$$\begin{aligned} \nabla \times H &= 0, \\ \nabla \cdot B &= 0, \\ B &= H + 4\pi M \end{aligned} \quad (23)$$

(边界条件  $h_{bx} = -\frac{2\pi\tilde{i}}{cb} (y > 0)$ ,  $h_{bx} = \frac{2\pi\tilde{i}}{cb} (y < 0)$ ,

$B_y = 0$ , 其中  $c$  为光速,  $\tilde{i}$  为电流)和 Landau-Lifshitz 方程

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \gamma M \times \left[ H + \left( \frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 M - \left( \frac{\lambda}{\gamma M_s^2} \right) M \times H \right], \quad (24)$$

分离方程 (23) 和 (24) 得到如下一系列方程:

$$h_y + 4\pi m_y = 0, \quad (25a)$$

$$h_x = \frac{2\pi\tilde{i}}{c} \frac{1}{b}, \quad (25b)$$

$$h_z = 0, \quad (25c)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{\lambda H_z}{\gamma M_s^2} \right) m_x + \left( \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 - \frac{H_z}{M_s} \right) m_y \\ + h_y - \frac{\lambda}{\gamma M_s} h_x = 0, \end{aligned} \quad (25d)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 - \frac{H_z}{M_s} \right) m_x - \left( \frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{\lambda H_z}{\gamma M_s^2} \right) m_y \\ + h_x + \frac{\lambda}{\gamma M_s} h_y = 0, \end{aligned} \quad (25e)$$

$$m_z = 0. \quad (25f)$$

将方程 (25a) 和 (25b) 代入方程 (25d) 和 (25e), 并令

$$\beta = \left( \frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{\lambda H_z}{\gamma M_s^2} \right), \quad \alpha = \frac{H_z}{M_s},$$

$$\hat{L} = \frac{\lambda}{\gamma M_s}, \quad \hat{F} = \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2,$$

$$\beta' = \beta + 4\pi\hat{L}, \quad \alpha' = \alpha + 4\pi,$$

可得到关于  $m_x, m_y$  的方程组:

$$\beta m_x + (\hat{F} - \alpha') m_y - \hat{L} h_x = 0, \quad (26a)$$

$$(\hat{F} - \alpha) m_x - \beta' m_y + h_x = 0. \quad (26b)$$

类似前面的推导, 可得  $m_x = k' h_x$ ,  $m_y = q' h_x$ ,

$$k' = \frac{\hat{L}\beta' + \alpha'}{\beta\beta' + \alpha'\alpha}, \quad (27)$$

$$q' = \frac{\hat{L}\alpha - \beta}{\beta\beta' + \alpha'\alpha}. \quad (28)$$

同样由方程 (15) 和 (27) 可得

$$R'_e = \frac{2\pi\mu''\omega}{c^2} \frac{la_1}{b}, \quad L'_e = 2\pi\mu' \frac{la_1}{b},$$

由 Maxwell 方程可得

$$Z_i = \frac{2\pi El}{cbH} = \frac{kl}{2b\sigma} \frac{(e^{ka/2} + e^{-ka/2})}{(e^{ka/2} - e^{-ka/2})},$$

其中  $E, H, \sigma, \omega, c$  的定义与前相同. 从而可得

$$\begin{aligned} Z_{\text{总}} &= R'_e + i\omega L'_e + Z'_i \\ &= \frac{2\pi\mu''\omega}{c^2} \frac{la_1}{b} + \frac{i2\pi\mu'\omega}{c^2} \frac{la_1}{b} + \frac{kl}{2b\sigma} \frac{(e^{ka/2} + e^{-ka/2})}{(e^{ka/2} - e^{-ka/2})}. \end{aligned} \quad (29)$$

## 4. 结果与讨论

从上述推导可以发现, 模型 1 和模型 2 的问题十分类似, 它们的磁导率表示式相同, 区别仅仅是形状因子不同. 因此, 由相同材料构成的两种样品, 它们随频率的变化趋势一致. 另外由  $Z_{\text{总}}$  的表达式可以看出, 其实部和虚部的函数关系具有相似性. 因而, 下面仅就模型 1 讨论一些参量 ( $\omega, \lambda, \sigma, M_s, a, b, H_z$ ) 对于  $R_{\text{总}}$  的影响.

首先讨论 Cu 芯和磁性层对  $R_{\text{总}}$  的贡献大小. 由图 3(a) 和 (b) 可以看出, Cu 芯对  $R_{\text{总}}$  的影响远小于磁性层的影响, 并且二者随频率的变化方式不同. Cu 芯电阻随频率的增大呈单调增大, 而磁性层的电阻在一定的频率下出现峰值. 另外, 二者电阻率的数值约差两个数量级, 所以通常可以忽略 Cu 芯对  $R_{\text{总}}$  的影响, 而只考虑磁性层的作用. 应用方程 (17) 可知,  $R_{\text{总}}$  与  $a/b$  即样品的线度比有关, 因此样品的尺寸可以做得很小, 这是双层结构明显优于单一圆柱结构的一个原因.

图 4 给出参数  $\lambda$  和  $M_s$  对  $R_{\text{总}}$  的影响, 其取值范围参照实际样品的实验值<sup>[1-4]</sup>. 从图 4 可以看出,  $\lambda$  主要影响  $R_{\text{总}}$  的峰值. 随  $\lambda$  增加,  $R_{\text{总}}$  的峰值减小, 说明样品的频率响应效果减弱. 而  $M_s$  不仅改变峰值的大小, 而且改变峰的位置 (即共振频率). 随  $M_s$  的增加, 在  $R_{\text{总}}$  的峰值增加的同时, 其共振频率也不断增加, 这些与单一圆柱结构的变化趋势一致<sup>[5]</sup>.

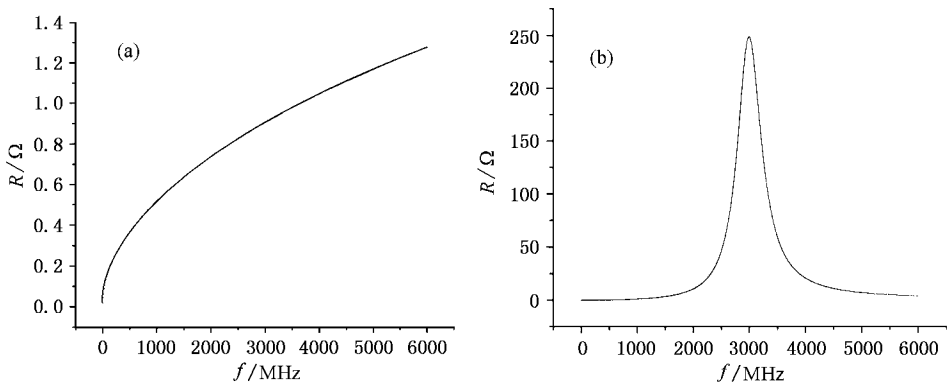
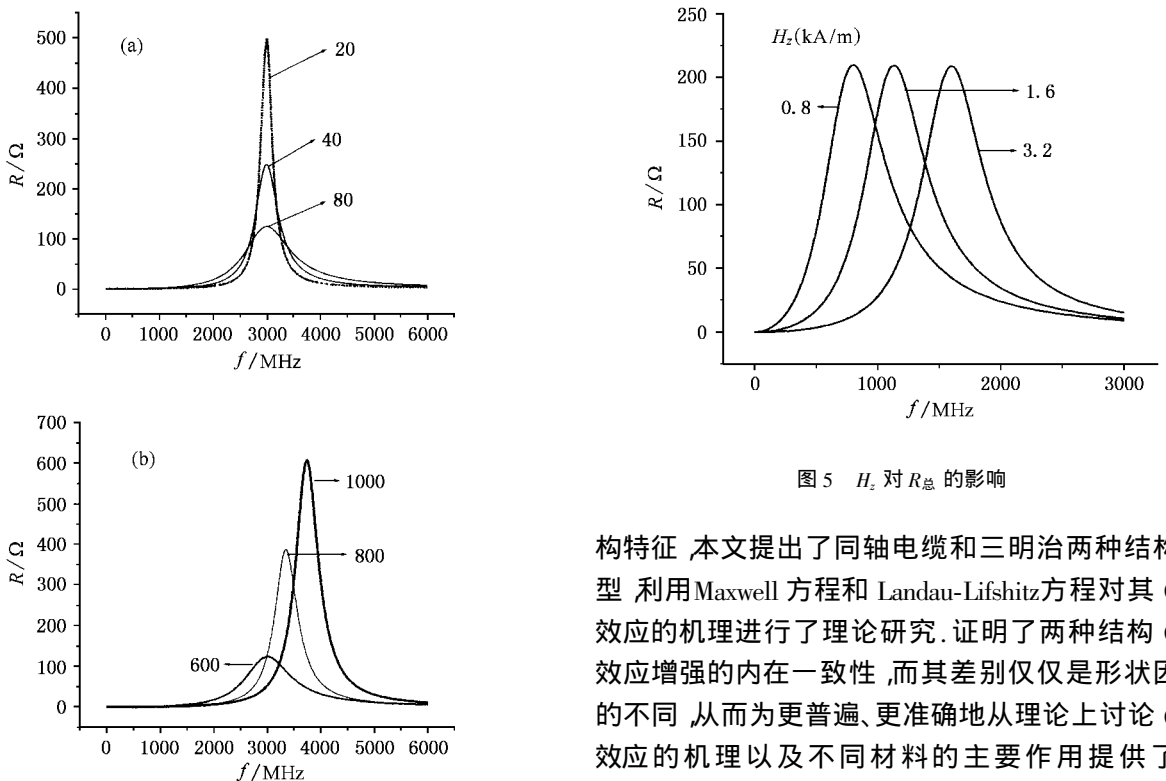
图3 Cu 芯(a)和磁性层(b)对  $R_{\text{总}}$  的影响图4 参数  $\lambda$  (a) 和  $M_s$  (b) 对  $R_{\text{总}}$  的影响图5  $H_z$  对  $R_{\text{总}}$  的影响

图5给出  $R_{\text{总}}$  随外场  $H_z$  的变化趋势. 随外场的增加, 亦即样品的各向异性场的增加,  $R_{\text{总}}$  的峰值变化不大, 共振频率增加较明显.

由于边界条件(12)式, 这两个模型都不用考虑交换作用等效场, 因而交换系数  $A$  对  $R_{\text{总}}$  无影响.

## 5. 结 论

根据具有 GMI 效应的磁性材料实验样品的结

构特征, 本文提出了同轴电缆和三明治两种结构模型, 利用 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程对其 GMI 效应的机理进行了理论研究. 证明了两种结构 GMI 效应增强的内在一致性, 而其差别仅仅是形状因子的不同, 从而为更普遍、更准确地从理论上讨论 GMI 效应的机理以及不同材料的主要作用提供了基础<sup>[6]</sup>. 证实了在同种磁性材料的情况下, 双层结构具有结构方面的优越性<sup>[7,8]</sup>. 在数值讨论中, 得到了一些与实验数据定性相符的结论. 上述研究结果说明, 本文采用的模型和理论方法对于理解实验结果、考虑实验方案有一定的作用.

但由于本文只考虑了比较简单的情况(磁性层饱和磁化, 且为单畴, 各向同性等等), 只有在外场  $H_z$  较高时才能与实验较好地符合. 如果进一步考虑各向异性的磁性材料<sup>[9]</sup>在低场低频下的行为<sup>[10,11]</sup>, 必须引入另一个由实验确定的参数  $\tau_{BB}$ <sup>[12]</sup>. 在考虑两个由实验确定的参数  $\tau_{BB}$  和  $\lambda$  的情况下, 尤其在二者同时变化时, 它们对  $R_{\text{总}}$  的影响很大, 使问题变得

更为复杂和不确定,需要进一步讨论.

- [ 1 ] Kurlyandskaya G V , Barandiaran J M , Munoz J L and Gutierrez J 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 4822
- [ 2 ] Vazquez M , Garcia-Beneytez J M and Garcia J M 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 6501
- [ 3 ] Zhou Y , Yu J Q , Zhao X L and Cai B C 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 1816
- [ 4 ] Xiao S Q *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** S187 [ in Chinese ] 萧淑琴等 1999 物理学报 **48** S187 ]
- [ 5 ] Menard D , Britel M , Ciureanu P and Yelon A 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 2805
- [ 6 ] Yong Z Z *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1610 [ in Chinese ] 钟智勇等 2001 物理学报 **50** 1610 ]
- [ 7 ] Zhou Y S , Chen J C and Lin D L 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2477 [ in Chinese ] 周云松、陈金昌、林多梁 2000 物理学报 **49** 2477 ]
- [ 8 ] Zhou Y S , Xie D , Chen J C and Lin D L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 153 [ in Chinese ] 周云松、解东、陈金昌、林多梁 2001 物理学报 **50** 153 ]
- [ 9 ] Tang Y J , Po B F P , Hilleb B , Zhao H W and Zhan W S 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 997 [ in Chinese ] 唐云俊、Po B F P , Hilleb B、赵宏武、詹文山 2000 物理学报 **49** 997 ]
- [ 10 ] Menard D and Yelon A 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 8979
- [ 11 ] Landau L D and Lifshitz E M 1975 *Electrodynamics of Continuous Media* ( Oxford : Pergamon )
- [ 12 ] Kraus L 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 764

## Theoretical study on the giant magnetoimpedance in coaxial-cable wire and sandwiched film<sup>\*</sup>

Liu Jiang-Tao    Zhou Yun-Song    Wang Ai-Ling    Jiang Hong-Wei    Zheng Wu

( Department of Physics , Capital Normal University , Beijing 100037 , China )

( Received 12 December 2002 ; revised manuscript received 25 February 2003 )

### Abstract

Two phenomenological models based on the experimental samples of giant magnetoimpedance ( GMI ) effect are proposed. The first model is a coaxial-cable wire composed of copper cylindrical wire electroplated with a soft magnetic layer , and the second is a sandwiched film structured by two soft magnetic layers , within which Cu or Ag serves as the central layer. Their characteristics are discussed theoretically using Maxwell equations and Landau-Lifshitz equation. It is proved that for the two models the origination of enhancement of GMI effect is the same , and the difference between them arises from the parameter of their geometry. The structure of double deck is better than a single layer for the identical magnetic materials in GMI effect. The application of the theoretical models to real materials is examined. Predictions by using the models are qualitatively in agreement with experimental data.

**Keywords** : giant magnetoimpedance effect , sandwiched film , Maxwell equations , Landau-Lifshitz equation

**PACC** : 7220M , 7230 , 7570

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50071038 ) , and the Foundation from the Education Bureau of Beijing , China.