

各向异性场对三明治膜巨磁阻抗效应的影响^{*}

王艾玲 刘江涛 周云松 姜宏伟 郑 鹤[†]

(首都师范大学物理系, 北京 100037)

(2003 年 5 月 29 日收到, 2003 年 7 月 9 日收到修改稿)

根据具有巨磁阻抗(GMI)效应的实际三明治样品的状况,提出三明治结构作为理论计算的模型,考虑了磁性层的各向异性场,利用一定边界条件下的 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程对模型进行了理论计算,得到了阻抗与频率、各向异性场等因素间的函数关系.在此基础上,着重讨论了各向异性场 H_k 的作用. H_k 的大小、方向均会对 GMI 效应造成影响,最佳的 H_k 应在 400A/m 左右,位于面内并与电流垂直.还证实了三明治结构中磁性层的磁致伸缩只会减弱 GMI 效应.

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

PACC: 7220M, 7230, 7570

1. 引 言

自从 1992 年发现巨磁阻抗(GMI)效应^[1]以来,其磁场灵敏度高、磁滞小、响应快、饱和磁场低等特征,在磁传感器和磁头应用方面优势突出^[2].另外,其交流驱动特点也为实现调制、解调、滤波、振荡和共振等应用提供了便利^[3],从而引起众多科研机构的关注.在实验样品的结构研究方面,两种新的复合材料逐步取代了单一软磁合金材料(1)以圆柱形 Cu 等电导率较高的无磁材料为芯材,电镀外覆软磁合金材料^[4,5](2)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^[6].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,但相应的理论研究还很欠缺.

根据上述两种 GMI 磁性材料实验样品,我们已经基于两种结构模型(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)利用一定边界条件下的 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz 方程(以下简称 M 方程和 LL 方程)对其进行了计算,得到与实验定性符合的结论,证实了两种结构模型的差异仅仅是其形状因子的不同^[7].本文依据上述工作结果和相同的研究思路,考虑磁性层的各向异性场,对三明治结

构作进一步的理论计算,得到了与实验数据基本符合的结果.

2. 理论计算

2.1. 三明治结构模型

如图 1 所示,层状 Cu(或 Ag 等其他非磁、电导率较大的金属)的外表面镀一层电导率远小于 Cu 的软磁性材料.设结构的长度为 l 、宽度为 b 、厚度 $(2a_1 + a_0)$ (其中 a_1 为磁性层厚度, a_0 为 Cu 芯层厚度)分别沿 x, y, z 方向,且有 $l \gg b$ 和 $b \gg (2a_1 + a_0)$,可认为材料是无穷大平面,退磁场和边缘效应可以忽略.设磁性层为单畴;在 x 方向加一恒定磁场,使其饱和磁化.给 Cu 芯通一沿 x 方向的正弦交变电流,以产生一交变的环向磁场.样品的长度 l 远小于交变电流引起的电磁波的波长,忽略位移电流(低频近似).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).

设磁性层存在各向异性等效场,其易轴在 xoy 平面上(如图 2 所示),与 x 轴的夹角为 θ_0 ,即 n_k 方向.由于外场与各向异性等效场共同作用,饱和磁化强度 M_s 将偏离 x 轴,与 x 轴的夹角为 θ ,即 n_M 方向. n_k 与 n_M 的夹角为 φ .

^{*} 国家自然科学基金(批准号 50071038)及北京市教育委员会基金资助的课题.

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

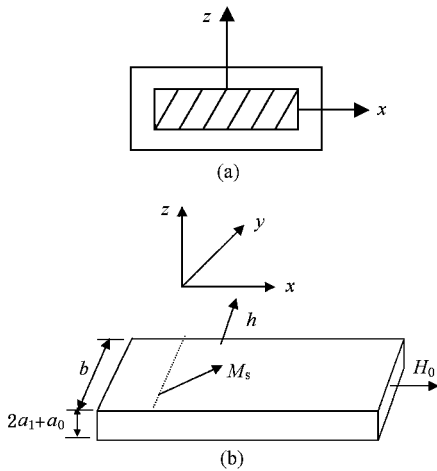


图1 理论模型示意图 (a)为横向剖面图,斜线阴影部分为 Cu,无斜线的外包部分为磁性材料.(b)为立体图,结构长(外场 H_0)方向为 x 轴,宽方向为 y 轴,厚方向为 z 轴

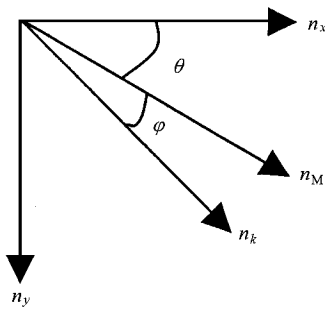


图2 各向异性等效场示意图

2.2. 理论方法^[7]

上述模型可以通过求解一定边界条件下的 M 方程和 LL 方程,得出各磁场量以及磁导率^[8],然后得出磁场能量的表达式,进而求出电阻和电感.

2.2.1. 各向异性等效场

$$H_k = H_a + h_a = (H_k/M_s) \chi n_k \cdot M n_k,$$

其中 $H_k = 2K_u/M_s$, K_u 为各向异性常数, H_a 为各向异性等效场的恒定部分, h_a 为各向异性等效场的交变部分^[9]. 将各向异性能密度 $U_a = -K_u(n_M \cdot n_k)$ 对 M 求导,并联立 H_a 的微分表达式 $h_a = \delta H_a, |\delta\varphi| = |m|/M_s$,可得

$$H_a = H_k \cos\varphi n_k,$$

$$h_a = (H_k/M_s) |m| \sin\varphi n_k.$$

由于饱和磁化强度 M_s 应该沿恒定磁场方向,所以

$n_M \times (H_0 + H_a) = 0$, 其中 H_0 为外加恒定磁场,可得

$$H_0 \sin\theta - H_k \sin\varphi \cos\varphi = 0. \quad (1)$$

由此求得 θ 和 φ (θ_0, H_k, H_0 已知).

2.2.2. 磁性层中的场量计算

设磁性层中磁场的恒定部分(M_s, H_0, H_k)和交变部分(m, h)如下表示:

$$M = M_s n_M + m, \quad (2a)$$

$$H = H_0 n_x + H_k n_k + h, \quad (2b)$$

其中 $|m| \ll M_s, |h| \ll H_0, |h| \ll H_k, e, m, \tilde{i}, h \propto e^{i\omega t}$, e 为电场强度, \tilde{i} 为电流强度. 因为结构的长、宽、厚存在关系式 $l \gg b$ 和 $b \gg (2a_1 + a_0)$, 认为 m, h 与 x, y 无关,只是 z 与时间 t 的函数. 将上述表达式代入 M 方程,

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

(其边界条件为 $h_{by} = \frac{2\pi\tilde{i}}{cb}, B_z = 0$, 其中 c 为光速)和 LL 方程,

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \gamma M \times \left[H_{\text{eff}} - \left(\frac{\lambda}{\gamma M_s^2} \right) M \times H_{\text{eff}} \right], \quad (4)$$

其中 γ 为旋磁比, λ 为阻尼系数, $H_{\text{eff}} = H_{\text{eff}0} + h_{\text{eff}} = H_0 + H_a + h + h_a$. 分离方程 (3) 和 (4), 可得

$$h_z + 4\pi m_z = 0, \quad (5a)$$

$$h_y = \frac{2\pi\tilde{i}}{c} \frac{1}{b}, \quad (5b)$$

$$h_x = 0, \quad (5c)$$

$$\begin{aligned} &\left(\frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{LH_a \sin(\theta + \varphi) \sin(\theta)}{\gamma M_s} \right) m_x \\ &- \frac{L \sin(\theta)}{M_s} (H_0 + H_a \cos(\theta + \varphi)) m_y \\ &+ \left(4\pi \sin(\theta) + \frac{H_a \sin(\theta + \varphi)}{M_s} \right) m_z \\ &+ \sin(\theta) \chi (L \sin\varphi h_a + L h_y \cos\theta) = 0, \end{aligned} \quad (5d)$$

$$\begin{aligned} &\frac{L}{M_s} H_a \sin(\theta + \varphi) \cos(\varphi) m_x \\ &- \left[\frac{i\omega}{\gamma M_s} + \frac{L}{M_s} \cos(\theta) \chi (H_0 + H_a \cos(\theta + \varphi)) \right] m_y \\ &+ \left(4\pi \cos(\theta) + \frac{H_0 + H_a \cos(\theta + \varphi)}{M_s} \right) m_z \\ &+ \cos(\theta) \chi (h_a + h_y) = 0, \end{aligned} \quad (5e)$$

$$\begin{aligned} &\frac{H_a \sin(\theta + \varphi)}{M_s} m_x - \frac{H_0 + H_a \cos(\theta + \varphi)}{M_s} m_y \\ &- \left[\frac{i\omega}{\gamma M_s} + L \left(4\pi + \frac{H_0}{M_s} \cos\theta + \frac{H_a}{M_s} \cos\varphi \right) \right] m_z \end{aligned}$$

$$+ \cos\theta h_y - h_a \sin\varphi = 0. \quad (5f)$$

将 h_a 近似为 $h_a = (H_k/M_s) \sin\varphi m_y n_k$, 联立线性方程组(5)和方程(1), 可得

$$m_y = \chi h_y. \quad (6)$$

2.2.3. 电阻和电感的推导

由于复数磁导率 $\mu = \mu' - i\mu''$ 的存在, 处在交变磁场 $H = H_m \cos(\omega t)$ 中的磁性层单位时间的平均

能量密度损耗 $P_{\text{耗}} = \frac{1}{4\pi T} \int_0^T H \cdot dB = \frac{1}{8\pi} \omega \mu'' H_m^2$, 单位

时间储存的平均能量密度为 $\omega_{\text{储能}} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{8\pi} H \cdot Bd t$

$= \frac{1}{16\pi} \mu' H_m^2 [10]$. 分别对 $P_{\text{耗}}$ 和 $\omega_{\text{储能}}$ 作空间积分:

$$W_{\text{耗}} = \int P_{\text{耗}} dV, \quad W_{\text{储能}} = \int \omega_{\text{储能}} dV. \quad (7)$$

将 $W_{\text{耗}}$ 和 $W_{\text{储能}}$ 分别等效为电阻 R_e 损耗和电感 L_e 储能, 可得

$$R_e I_{\text{有效}}^2 = W_{\text{耗}}, \quad \frac{1}{2} L_e I_{\text{有效}}^2 = W_{\text{储能}}, \quad (8)$$

从而得到由磁性层引起的 R_e 和 L_e . 可以求出 Cu 芯的阻抗为^[11]

$$Z_i = \frac{2\pi E l}{cbH}, \quad (9)$$

其中 E 和 H 分别为 Cu 芯表面沿 x 轴的电场强度 E_x 和沿 y 轴的磁场强度 h_y .

由于 $B_z = 0$, H_x 和 B_x 与电流无关, 且 $h_x = 0$, 因而对于电导率张量只考虑 y 方向的场量, 由(6)式可得磁性层的复数磁导率 $\mu = 1 + 4\pi\chi$, 由方程(7)和(8)可得

$$R_e = \frac{2\pi\mu''\omega}{c^2} \frac{la_1}{b},$$

$$L_e = 2\pi\mu' \frac{la_1}{b},$$

由 M 方程可得

$$Z_i = \frac{2\pi E l}{cbH} = \frac{kl}{2b\sigma} \left(\frac{e^{ka_0/2} + e^{-ka_0/2}}{e^{ka_0/2} - e^{-ka_0/2}} \right),$$

$$k = \frac{i4\pi\omega}{\sigma c^2},$$

其中 c 为光速, ω 为圆频率, σ 为 Cu 的电导率. 从而可得

$$Z_{\text{总}} = R_e + i\omega L_e + Z_i = \frac{2\pi\mu''\omega}{c^2} \frac{la_1}{b} + \frac{i2\pi\mu'\omega}{c^2} \frac{la_1}{b} + \frac{kl}{2b\sigma} \left(\frac{e^{ka_0/2} + e^{-ka_0/2}}{e^{ka_0/2} - e^{-ka_0/2}} \right). \quad (10)$$

3. 计算结果的讨论

3.1. GMI 效应和阻抗

利用(10)式的数值解, 可以绘出模型的 GMI 效应随频率变化, 以及其阻抗在不同电流频率下随外场变化的关系曲线, 如图 3 所示. 图 3 中 $\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z_0 - Z_m}{Z_m}$ 为 GMI 效应, Z_0 和 Z_m 分别为零磁场和 5.6kA/m 磁场下样品的阻抗. 由图 3 可见, 在 10 至 50MHz 之间 GMI 效应出现峰值, 在 1MHz 以下的低频段和 100MHz 以上的高频段, GMI 效应将有很大的减弱; GMI 效应与频率的这种对应关系, 是模型阻抗随频率变化规律的体现. GMI 效应和阻抗与频率的关系, 与实验结果符合得很好^[12, 13], 说明此理论模型是合理的.

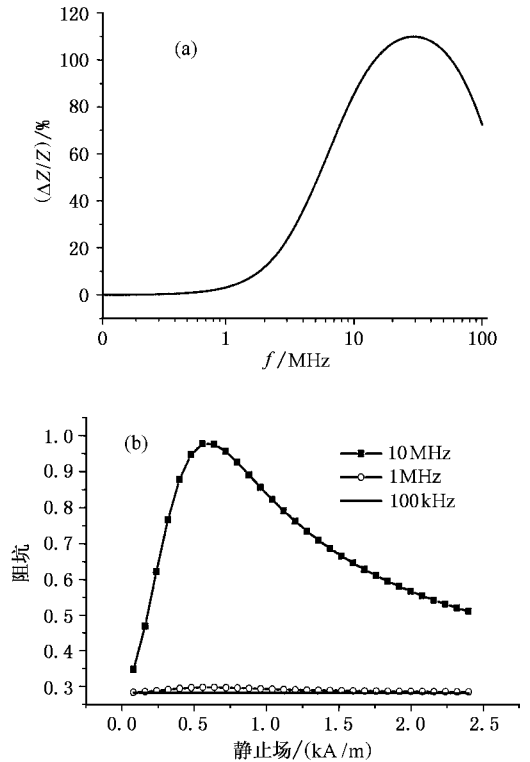


图 3 模型的 GMI 效应随频率变化的规律(a), 以及其阻抗在不同电流频率下随外场的变化规律(b)

3.2. 各向异性场 H_k 的影响

最近, 诸多实验研究都发现, 磁场退火或应力退火感生的各向异性对 GMI 效应、阻抗与外场的关系

曲线形状等有极大的影响,从而极大地影响了 GMI 效应的灵敏度和应用范围。以下就从理论上对此进行讨论。

3.2.1. H_k 的大小

图 4 给出在电流频率为 5MHz、 $\theta_0 = 80^\circ$ 时 GMI 比率 $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)$ 随各向异性场的变化,其中 $\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H) - Z(H_{\max})}{Z(H_{\max})}$ 为 GMI 比率, $Z(H)$ 为磁场 H 下样品的阻抗, $Z(H_{\max})$ 为样品在 4kA/m 磁场下的阻抗。

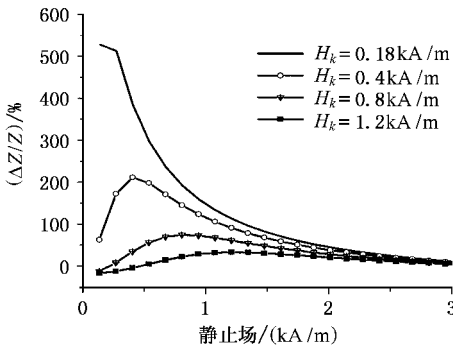


图 4 GMI 比率随各向异性场的变化曲线

从图 4 可以看出,随各向异性场的增加,GMI 比率的峰值不断减小,峰值对应的外场值 H_0 不断增加,且 $H_0 \approx H_k$. 同时, $H_0 = 0$ 处的 GMI 比率随 H_k 减小而不断增加. 当各向异性场很小时,不出现峰,曲线呈单调下降趋势. 而当各向异性场很大时,曲线十分平坦,没有 GMI 效应. 这些结论与实验结果定性符合^[12,13].

3.2.2. H_k 的方向

图 5 给出当电流频率为 5MHz、各向异性场 H_k 为 480A/m 时, H_k 与 H_0 的夹角 θ_0 对 GMI 比率的影响. 可以看出,当外场较小时, θ_0 对 GMI 比率影响较大,对峰值、峰位均有一定影响. 若 θ_0 较小则不再出现峰,曲线单调下降; θ_0 越接近 90° 变化率越大. 当外场较大时, θ_0 的影响可以忽略. 这些也与实验结果相符。

3.2.3. H_k 的变化

对于磁致伸缩系数较大的材料,由于外场变化将在磁性层内产生一个随之变化的应力. 首先考虑简化的情况,即 $H_k = H_{k0} - \alpha H$, 其中 H_{k0} 为不加外场 H 时的 H_k , α 为正系数. 模拟结果如图 6 所示. 从图 6 可以看出,当 α 大于零时,GMI 效应增强;而当 α

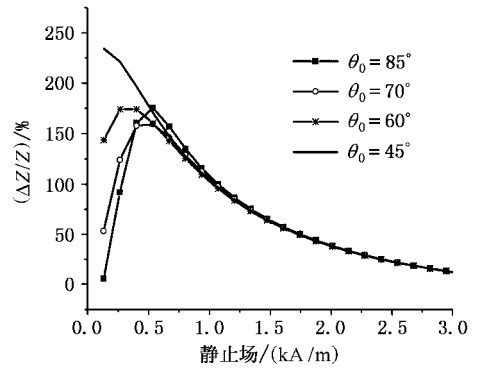


图 5 GMI 比率与各向异性场方向的关系

小于零时,GMI 效应减弱. 这从图 4 也不难得到. 因为起始各向异性等效场较大,对应 GMI 比率较小;随外场增加,各向异性场减小,因而 GMI 比率增大。

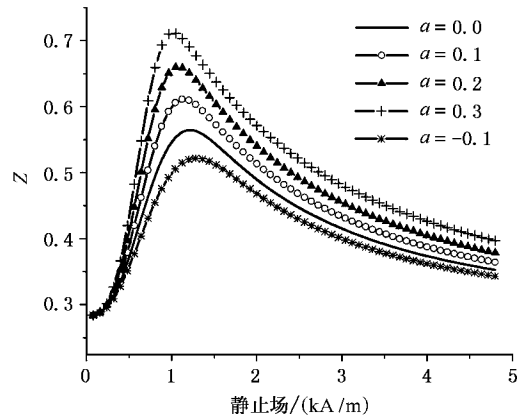


图 6 磁场感生应力对于阻抗的影响

下面考虑实际情况. 设外场沿 x 方向,对于磁致伸缩系数 λ 大于零,或小于零的材料,可得如表 1 所示关系. 可见, α 总是小于零,GMI 效应总是被减弱. 因而,在制备实际三明治膜时,总是选择磁致伸缩系数 λ 小的材料. 而为了使 α 大于零,可考虑在原有三明治结构的三层之外,再用磁致伸缩系数较大的材料制备附加层,提供一个随外场变化的应力。

表 1 外磁场引起的感生应力和各向异性等效场随磁致伸缩系数 λ 的变化情况

原始应力	加外场后($\lambda > 0$)		加外场后($\lambda < 0$)	
张应力 F	F_x 减小	H_{kx} 减小	F_x 增大	H_{kx} 增大
	F_y 增大	H_{ky} 增大	F_y 减小	H_{ky} 减小
压应力 F	F_x 增大	H_{ky} 增大	F_x 减小	H_{kx} 减小
	F_y 减小	H_{kx} 减小	F_y 增大	H_{ky} 增大

4. 结 论

我们依据具有 GMI 效应的三明治膜实际样品的情况,基于三明治结构模型,在考虑了磁性层的各向异性场情况下^[14],利用一定边界条件下的 M 方程和 LL 方程对模型进行了理论计算,得到了其 GMI 比率和阻抗随外加电流频率、各向异性场等变化的

关系,应用实际数据进行了数值计算^[15].我们还讨论了各向异性场 H_k 的影响. H_k 的大小、方向均会对 GMI 效应造成影响,最佳的 H_k 应在 400A/m 左右,位于面内并与电流垂直.我们还证实了,三明治结构中磁性层的磁致伸缩只会减弱 GMI 效应.

我们只考虑了单畴结构,而且假定了单一的各向异性等效场^[16,17],而实际中材料中不同位置的各向异性场是不同的,因而在低场下误差较大.

- [1] Mohri K, Kawashima K, Yoshida Y and Panina L V 1992 *IEEE Trans. Magn.* **28** 3150
- [2] Favieues C, Areca C, Sanchez M C, Rao K V and Madurga V 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **196-197** 224
- [3] Mohri K, Boshida K, Noda M, Toshida H, Panina L V and Uchiyama T 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 1260
- [4] Kurlyandskaya G V, Barandiaran J M, Munoz J L and Gutierrez J 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 4822
- [5] Vazquez M, Garcia-Beneytez J M and Garcia J M 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 6501
- [6] Xiao S Q *et al* 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** S187 (in Chinese) [萧淑琴等 1999 物理学报 **48** S187]
- [7] Liu J T *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2859 (in Chinese) [刘江涛等 2003 物理学报 **52** 2859]
- [8] Menard D, Britel M, Ciureanu P and Yelon A 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 2805
- [9] Kraus L 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 764
- [10] Wan D F and Ma X L 1999 *Magnetic Physics* (Beijing :Electronics Industry Press)p394 (in Chinese) [宛德福、马兴隆 1999 磁性物理学 (北京 :电子工业出版社)第 394 页]
- [11] Landau L D and Lifshita E M 1975 *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford :Pergamon)
- [12] Dai Y Y *et al* 2001 *Acta Metall. Sin.* **37** 277 (in Chinese) [代由勇等 2001 金属学报 **37** 277]
- [13] Yu J Q *et al* 2001 *Functional Mater.* **32** 136 (in Chinese) [禹金强等 2001 功能材料 **32** 136]
- [14] Tang Y J *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 997 (in Chinese) [唐云俊等 2000 物理学报 **49** 997]
- [15] Zhong Z Y *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1610 (in Chinese) [钟智勇等 2001 物理学报 **50** 1610]
- [16] 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]
- [17] 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]

The magnetic anisotropic effect on giant magnetoimpedance in sandwiched films^{*}

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

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

(Received 29 May 2003 ; revised manuscript received 9 July 2003)

Abstract

The sandwiched film structured by two soft magnetic layers with the Cu layer as the central one is proposed which is based on the experimental samples of giant magnetoimpedance (GMI) effect . Its characteristics are discussed theoretically using Maxwell equations and Landau-Lifshitz equation with calculating the anisotropy of the magnetic layers . Application of the theoretical model to real materials is examined . Predictions of the model compare well qualitatively with experimental data . The anisotropic constant H_k of the magnetic layer is very important . The GMI effect is modified by both the magnitude and the orientation of H_k . The best H_k is about 400A/m along the normal to the current . It is also proved that any magnetostriction in the magnetic layer of the sandwiched film damages the GMI effect .

Keywords : giant magnetoimpedance (GMI) effect , sandwiched film , Maxwell equations , Landau-Lifshitz equation

PACC : 7220M , 7230 , 7570

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50071038) , and the Development Foundation of Beijing Education Commission , China .