

应力各向异性对铁磁/反铁磁 双层薄膜磁性质的影响^{*}

荣建红, 云国宏

(内蒙古大学理工学院物理系, 内蒙古呼和浩特 010021)

摘要:采用铁磁共振方法,研究了交换各向异性和应力各向异性对铁磁/反铁磁双层薄膜性质的影响。结果表明:界面交换作用导致单向各向异性,应力各向异性对材料的磁化难易程度有较大影响。在外磁场方向接近应力场方向时,共振频率向高值方向移动,其它区域共振频率则向低值方向移动。对频率线宽而言,接近应力场方向,频率线宽加宽,其它区域频率线宽则变窄。此外,当磁场变化时,应力的存在使得共振频率向低值方向移动,尤其在 $\beta=\pi$ 方向情况较为复杂,在弱场范围出现了两个区域:即在某磁场范围内,共振频率向高值方向移动,且频率线宽加宽;而其它范围的共振频率(线宽)是向高值方向移动(加宽)还是向低值方向移动(变窄),取决于外磁场的相对强弱。

关键词:铁磁共振;铁磁/反铁磁双层膜;单轴各向异性;交换各向异性;应力各向异性

中图分类号: O521; TM27

文献标识码: A

1 引言

磁性多层薄膜以其丰富的物理内涵,如巨磁电阻效应、磁垂直各向异性和磁光增强效应等,在磁传感器件和磁光信息存储等技术领域内有着广泛的开发和应用前景,成为凝聚态物理和材料科学中倍受人们关注的前沿研究领域之一。研究和控制多层膜中的层间耦合问题,对物理性能的理论和应用都有重要意义。Meiklejohn 和 Bean 首先在 CoO 外壳覆盖的 Co 颗粒中发现交换偏置的存在^[1-2],用它制作的磁带录音效果好,吸引了众多研究者。目前,实验上人们采用的技术手段很多,磁滞回线法、铁磁共振法和自旋波共振法等均是研究多层膜基本磁性的有效方法。J. Geshev^[3-4]等利用铁磁共振法和磁滞回线法研究了双层耦合薄膜中交换偏置对外加磁场方位角的依赖关系,发现采用不同的实验方法得出的结果不同,只有在强相互作用下,磁化强度和铁磁共振两种方法所得结果才能得到统一。由于铁磁共振(FMR)技术可以提供磁有序系统有关磁交换作用十分重要的信息,为此国内外众多学者在这方面做了大量的理论和实验研究工作^[5-9],得出了一些有意义的结论。最近,一些学者在材料应力(包括外加应力和晶体内部由于制备工艺或材料加工和热处理等工艺过程中留下来的残余内应力)方面进行了一系列的研究^[10-15],发现应力对材料的物理特性有较大影响,这为进一步利用和优化材料的物理性能提供了可能。本工作利用铁磁共振法讨论了交换各向异性和应力各向异性对双层薄膜材料性质的影响。

2 理论模型

考虑铁磁和反铁磁双层材料通过界面相互作用耦合而成的体系。假定薄膜处于 $x-y$ 平面, z 轴垂

^{*} 收稿日期: 2005-08-10; 修回日期: 2005-12-19

基金项目: 国家自然科学基金(10147203); 教育部新世纪优秀人才支持计划资助项目

作者简介: 荣建红(1977—), 女, 博士研究生, 主要研究方向为磁性薄膜材料。

E-mail: ghyun@imu.edu.cn; ndkjc7@imu.edu.cn; jhrong502@163.com

直于此平面,铁磁层为立方单晶材料,仅考虑单轴磁晶各向异性,且[001]方向沿 z 轴,而反铁磁层也只考虑单轴磁晶各向异性。交换各向异性场 H_E 沿 x 方向(即[100]方向),在球坐标中,磁化强度 M 的方向由 θ 和 φ 确定,外磁场 H 在 x - y 平面内,且与 x 轴夹角为 β ,应力强度为 σ ,方向由 θ_1 和 φ_1 确定,从而得到单位体积的自由能为

$$E = -MH \sin \theta \cos(\beta - \varphi) + K_{\text{ueff}} \sin^2 \theta + K_{\text{up}} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - MH_E \sin \theta \cos \varphi - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma (\sin \theta_1 \cos \varphi_1 \sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_1 \sin \varphi_1 \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta_1 \cos \theta)^2 \quad (1)$$

式中:第一项为磁化强度和外磁场相互作用的塞曼能;第二项为单轴磁晶各向异性能, K_{ueff} 为有效磁晶各向异性常数,定义为 $K_{\text{ueff}} = K_u - 2\pi M^2$, M 为铁磁层饱和磁化强度, K_u 是相应各向异性常数;第三项是平面内单轴磁晶各向异性能;第四项为界面交换相互作用能;最后一项为应力能, λ_s 为磁致伸缩系数。

根据平衡方程,即 $\partial E / \partial \theta = 0, \partial E / \partial \varphi = 0$,发现 $\theta = \theta_1 = \pi/2$ 是这个方程的解,此时磁化强度 M 和应力 σ 位于薄膜平面内,且 φ 由下面方程决定

$$H \sin(\beta - \varphi) = H_E \sin \varphi + \frac{1}{2} H_A \sin(2\varphi) + \frac{3}{2} H_\sigma \sin[2(\varphi - \varphi_1)] \quad (2)$$

式中: $H_A = 2K_{\text{up}}/M$, 为平面双向各向异性场; $H_\sigma = \lambda_s \sigma / M$, 为应力各向异性场。

2.1 铁磁共振频率

标准共振关系为^[16]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} (E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2) \quad (3)$$

式中: ω 是共振频率, γ 为旋磁比。将(1)式代入(3)式整理得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & [H \cos(\beta - \varphi) - H_{\text{Keff}} + H_E \cos \varphi - H_A \sin^2 \varphi + 3H_\sigma \cos^2(\varphi - \varphi_1)] \cdot \\ & \{H \cos(\beta - \varphi) + H_E \cos \varphi + H_A \cos(2\varphi) + 3H_\sigma \cos[2(\varphi_1 - \varphi)]\} \end{aligned} \quad (4)$$

式中: φ 由方程(2)确定。

2.2 铁磁共振线宽

线宽是铁磁共振的一个重要特征。铁磁共振的线宽由两个因素决定:一个是材料的阻尼,它是决定线宽的内在因素,反映了物质的基本特性;另一个因素是由于薄层样本中磁晶各向异性传播的发散性导致的磁场不均匀。两个因素中,前者普遍存在且更为重要。本工作重点考虑这一点。

频率线宽可以表示为^[16]

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M} \left(E_{\theta\theta} + \frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta} \right) \quad (5)$$

式中: α 为 Gilbert 阻尼系数。将(1)式代入(5)式整理得

$$\begin{aligned} \Delta\omega = & \alpha\gamma \left\{ 2H \cos(\beta - \varphi) - H_{\text{Keff}} + 2H_E \cos \varphi + H_A [\cos(2\varphi) - \sin^2 \varphi] + \right. \\ & \left. 3H_\sigma \{ \cos^2(\varphi - \varphi_1) + \cos[2(\varphi - \varphi_1)] \} \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

3 数值计算结果与分析

为了与文献[8]作比较,这里选取相同的参数。即 $H_A = (5/4\pi) \text{ kA/m}$, $H_{\text{ueff}} = -(10/4\pi) \text{ MA/m}$, $4\pi M = 10 \text{ MA/m}$, $4\pi \lambda_s = 10^{-5}$ 。

固定外磁场 $H = (1/4\pi) \text{ MA/m}$, 图 1、图 2 分别给出共振频率、频率线宽随外磁场方向角 β 的变化曲线。我们知道,共振频率高或低所对应的外场角表明了磁晶各向异性的易或难轴沿着该方向。设所加应力沿[010]方向,即 $\varphi_1 = \pi/2$ 。图 1 中,曲线(1)和曲线(2)为不考虑交换耦合的情况,两条曲线均对称,在 $\beta=0$ 和 $\beta=\pi$ 两个方向上,磁化的难易程度相当。比较这两条曲线发现:当存在应力各向异性时, $\beta=0$ 和 $\beta=\pi$ 两方向共振频率向低值方向移动,移动值约为 1.51 GHz,而在频率为 9.26 GHz 以上,共

振频率则向高值方向移动。这表明应力各向异性的存在阻碍了 $\beta=0$ 和 $\beta=\pi$ 两方向的磁化,同时它却促进了 $\beta=\pi/2$ 方向及其附近方向的磁化。曲线(3)和曲线(4)为考虑界面交换各向异性的情况,随着外加磁场方位角的变化,曲线(3)单调递减,比较曲线(2)和曲线(4), $\beta=0$ 方向共振频率向高值移动, $\beta=\pi$ 方向共振频率向低值移动,说明 $\beta=0$ 方向比 $\beta=\pi$ 方向容易磁化,此性质称为单向异性。很显然,这种单向异性是界面耦合的直接结果。此外,在 $\beta<\pi/2$ ($\beta>\pi/2$) 范围内,共振频率向高值(低值)方向移动。

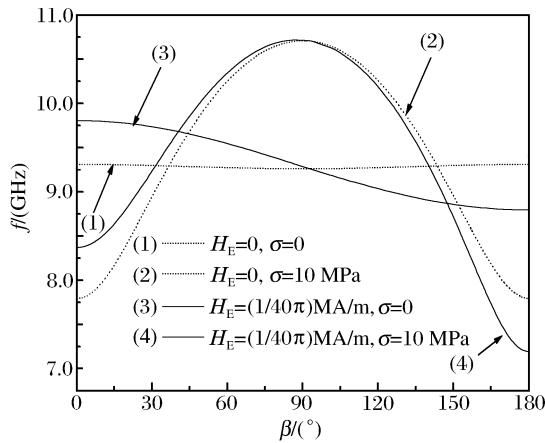


图1 共振频率随外磁场方向角的变化关系

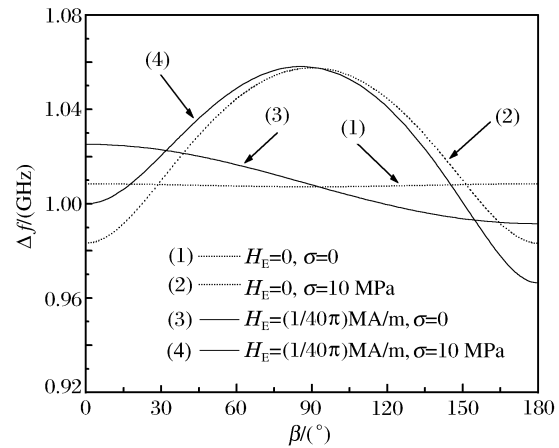
Fig. 1 Resonant frequency vs. applied field angle β 

图2 频率线宽随外磁场方向角的变化关系

Fig. 2 Frequency linewidth vs. applied field angle β

图2为频率线宽随外磁场方向角 β 的变化关系,其讨论与图1基本相同。曲线(1)和曲线(2)不考虑界面交换各向异性,两条曲线均显对称性。在 $\beta=\pi/2$ 及其附近区域,考虑应力的频率线宽比不考虑应力的频率线宽要宽(约为 0.05 GHz),而在 $\beta=0$ 和 $\beta=\pi$ 附近区域,情况恰好相反,频率线宽变窄(约为 0.03 GHz)。其次,当不考虑应力各向异性,而仅对比有无界面交换各向异性的情况,即比较曲线(1)和曲线(3),发现考虑界面交换各向异性后,曲线单调递减,在 $\beta<\pi/2$ ($\beta>\pi/2$) 区域内,频率线宽加宽(变窄)。此外,当固定应力场强度,讨论界面交换各向异性对材料性质的影响,曲线(2)和曲线(4)比较,发现由于界面交换各向异性的存在,使得曲线的对称性遭到破坏,即 $\beta=0$ 方向的频率线宽比 $\beta=\pi$ 方向的频率线宽要宽,在 $\beta<\pi/2$ ($\beta>\pi/2$) 区域内,频率线宽加宽(变窄)。

图3和图4给出应力场角 $\varphi_1=90^\circ$ 时,共振频率和线宽随外磁场 H 的变化曲线,图中虚线代表 $\sigma=0$,实线代表 $\sigma=1$ MPa。当不考虑应力时,与无交换各向异性场的情况相比,交换各向异性场的存在使得 $\beta=0$ 方向的共振频率向高值方向移动,而在强场区域 $\beta=\pi$ 方向的共振频率向低值方向移动,在弱场区域, $\beta=\pi$ 方向共振频率向高值还是低值移动还依赖于外磁场的相对强弱。考虑应力后,情况发生了较大的变化,分别与不计应力的情况相比,在强场区域 $\beta=0$ 方向共振频率向低值方向移动, $\beta=\pi$ 方向的共振频率也向低值方向移动,但是在弱场区域则出现两个区域 ($H<H_1=H_E+H_A-3H_\sigma$ 和 $H_1<H<H_2=H_E+H_A+3H_\sigma$),在第二区域内,频率高于 1.18 GHz 时,共振频率向高值方向移动。同样比较曲线(1)和曲线(4),在弱场区域该频率以上,共振频率也向高值方向移动。

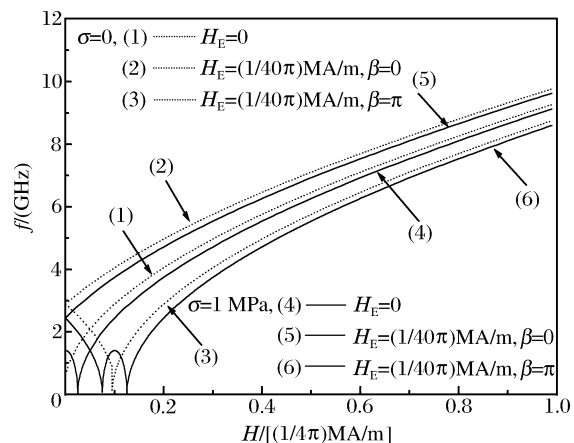


图3 共振频率随外磁场的变化关系

Fig. 3 Resonant frequency vs. applied field H

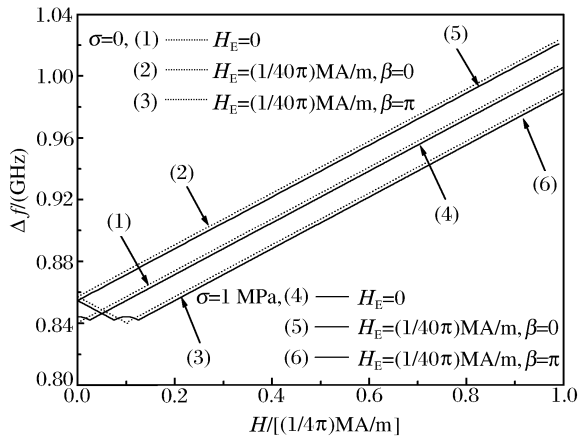


图 4 频率线宽随外磁场的变化关系

Fig. 4 Frequency linewidth vs. applied field H

分析其物理本质主要原因在于:模型中考虑的界面交换各向异性沿 x 轴正方向,且外加磁场的方向由 x 轴的正方向向 x 轴负方向变化。当不考虑界面交换各向异性时,无论应力场存在与否,合场(外场、磁晶各向异性场、交换各向异性场和应力场的迭加)在整个变化区域内均对称,从而图中曲线体现出很好的对称性。但是当考虑界面交换各向异性以后,情况有所不同,合场在整个区域内对称性遭到破坏,即 $\beta=0$ 方向的合场要比 $\beta=\pi$ 方向的合场强,这就导致了两个方向上共振频率的不同,从而出现单向各向异性,这与计算结果相吻合。

4 结 论

重点讨论了铁磁/反铁磁双层薄膜中交换各向异性和应力各向异性对材料磁特性的影响。得到共振频率、线宽随外磁场强度和方位角 β 的变化关系。结果发现:在应力场方位角一定($\varphi_1=90^\circ$)、改变应力场强度 σ 时,且在不考虑交换各向异性的情况下, $\beta=0$ 和 $\beta=\pi$ 两方向共振频率等值,在频率为 9.26 GHz 以下,共振频率随着应力强度的增加向低值方向移动,即成为难磁化方向,而在此频率以上,共振频率随着应力强度的增加向高值方向移动, $\beta=\pi/2$ 时达到最大共振频率。考虑交换各向异性后,即 $H_E \neq 0$ 时,共振频率的变化规律如上,此时应力为零的曲线单调递减,对比有无交换各向异性的情况,还发现在 $\beta < \pi/2$ ($\beta > \pi/2$) 范围内,共振频率向高(低)值方向移动。当外加磁场变化时,交换各向异性的存在使得 $\beta=0$ 和 $\beta=\pi$ 两方向的共振频率值不相等,且在强场区域, $\beta=0$ 方向的共振频率向高值方向移动, $\beta=\pi$ 方向的共振频率向低值方向移动;在弱场区域,共振频率是向高值方向移动还是向低值方向移动,依赖于外磁场的相对强弱。考虑应力后,强场区域的共振频率向低值方向移动,弱场区域的共振频率变化有较大不同, $\beta=\pi$ 方向的共振频率出现两个谷 H_1 和 H_2 。当 $H_1 < H < H_2$ 且频率高于 1.18 GHz 时,共振频率向高值方向移动。线宽随外磁场强度和方向角的变化规律与共振频率随外磁场方向角的变化规律基本相同。以上讨论均表明,若应力场方向与外磁场方向平行,将促进磁化,反之则将阻碍磁化。

References:

- [1] Meiklejohn W H, Bean C P. New Magnetic Anisotropy [J]. Phys Rev, 1956, 102(5): 1413-1414.
- [2] Meiklejohn W H, Bean C P. New Magnetic Anisotropy [J]. Phys Rev, 1957, 105(3): 904-913.
- [3] Geshev J, Pereira L G, Schmidth J E. Angular Dependence of the Exchange Bias Obtained from Magnetization and Ferromagnetic Resonance Measurements in Exchange-Coupled Bilayers [J]. Phys Rev B, 2001, 64(18): 184411(1)-184411(5).
- [4] Geshev J, Pereira L G, Schmidth J E. Dependence of the Ferromagnetic Resonance Modes on the Coupling Strength

图 4 为频率线宽随外磁场 H 的变化曲线。当不考虑应力各向异性时(虚线所示),与无交换各向异性的情况比较发现,在强场区域,交换各向异性场使得 $\beta=0$ 方向的频率线宽加宽, $\beta=\pi$ 方向的频率线宽变窄,且在整个磁场区域 $\beta=0$ 方向的频率线宽始终是加宽的。而在弱场区域, $\beta=\pi$ 方向的频率线宽是加宽还是变窄依赖于磁场的相对强弱。此外,当考虑应力各向异性时(实线所示),分别与无应力的情况相比,应力的存在则使得两方向的频率线宽均变窄。而且在弱场区域 $\beta=\pi$ 方向的频率线宽曲线也出现两个区域,即磁场在 $(25/\pi)$ kA/m 附近区域内,频率线宽是加宽的,而在其它区域频率线宽则是变窄的。

- in Exchange-Coupled Trilayer Structures [J]. Phys B, 2002, 320(1):169-171.
- [5] McMichael R D, Twisselmann D J, Kunz A. Localized Ferromagnetic Resonance in Inhomogeneous Thin Films [J]. Phys Rev Lett, 2003, 90(22):227601(1)-227601(4).
- [6] Dziatkowski K, Palczewska M, Słupiński T, et al. Ferromagnetic Resonance in Epitaxial $(\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47})_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$: Angle- and Temperature-Dependent Studies [J]. Phys Rev B, 2004, 70(11):115202(1)-115202(12).
- [7] Russek S E, Kabos P, McMichael R D, et al. Magnetostriction and Angular Dependence of Ferromagnetic Resonance Linewidth in Tb-Doped $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ Thin Films [J]. J Appl Phys, 2002, 91(10):8659-8661.
- [8] Layadi A. Resonance Modes of Cubic Single Crystal Thin Film with Exchange Anisotropy: A Theoretical Study [J]. J Appl Phys, 2000, 87(3):1429-1434.
- [9] Layadi A. Theoretical Study of Resonance Modes of Coupled Thin Films in the Rigid Layer Model [J]. Phys Rev B, 2004, 69(14):144431(1)-144431(6).
- [10] Ciria M, Arnaudus J I, Moral A del, et al. Magnetoelastic Stress in Cu/Ni/Cu/Si(100) Epitaxial Thin Films [J]. Phys Rev B, 2004, 70(5):054431(1)-054431(6).
- [11] Padhan P, Prellier W, Mercey B. Interfacial Strain Measurements of $\text{SrRuO}_3/\text{SrMnO}_3$ Magnetic Multilayers [J]. Phys Rev B, 2004, 70(18):184419(1)-184419(7).
- [12] Sekiba D, Nakatsuji K, Yoshimoto Y, et al. Direct Observation of Strain-Induced Change in Surface Electronic Structure [J]. Phys Rev Lett, 2005, 94(1):016808(1)-016808(4).
- [13] Chason E, Sheldon B W, Freund L B, et al. Origin of Compressive Residual Stress in Polycrystalline Thin Films [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(15):156103(1)-156103(4).
- [14] McPhail S, Gürtler C M, Montaigne F, et al. Interface Bonding versus Strain-Induced Magnetic Anisotropy in Epitaxial Fe/Semiconductor Structures [J]. Phys Rev B, 2003, 67(2):024409(1)-024409(5).
- [15] Pan W, Sander D, Lin M T, et al. Stress Oscillations and Surface Alloy Formation during the Growth of FeMn on Cu(100) [J]. Phys Rev B, 2003, 68(22):224419(1)-224419(5).
- [16] Liao Sh B. Ferromagnetics [M]. Beijing: Science Press, 2000: 89-170. (in Chinese)
廖绍彬. 铁磁学 [M]. 北京: 科学出版社, 2000: 89-170.

Effect of Stress Anisotropy on Properties of Ferromagnetic and Antiferromagnetic Bilayer Films

RONG Jian-Hong, YUN Guo-Hong

(Department of Physics, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

Abstract: The effect of exchange anisotropy and stress anisotropy on properties of a ferromagnetic and antiferromagnetic bilayer films are investigated by ferromagnetic resonance method. It is shown that exchange anisotropy results from the unidirectional anisotropy. And stress anisotropy has large effect on hard or easy magnetization direction. When external magnetic field direction and stress field direction are parallel, the resonance frequency is shifted to higher value, and the frequency linewidth becomes wider. When external magnetic field is varied, the stress anisotropy made resonance frequency shifted to lower value. Especially, it is very complex in direction $\beta=\pi$. For weak magnetic field, there are two regions. In certain magnetic field region, the resonance frequency is shifted to higher value and frequency linewidth becomes widened. However, the resonance frequency (frequency linewidth) is shifted to higher value (is widened) or lower value (is sharpened) depended on the external magnetic field in other region.

Key words: ferromagnetic resonance; ferromagnetic and antiferromagnetic bilayers films; uniaxial anisotropy; exchange anisotropy; stress anisotropy