

外应力场下铁磁/反铁磁双层膜 系统中的交换偏置*

潘 靖¹⁾ 陶永春²⁾ 胡经国^{1)†}

1) 扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

2) 南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210097)

(2005 年 11 月 18 日收到, 2005 年 11 月 28 日收到修改稿)

采用自由能极小的方法研究了铁磁/反铁磁双层膜系统在外应力场下的交换各向异性. 本模型中铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性, 而反铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性, 但其厚度趋于半无穷. 理论上解析地给出了系统的等效交换偏置和钉扎角(它显示了反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用)与外应力场之间的关系. 数值计算表明: 系统的等效交换偏置与外磁场的方向有关, 而与其大小无关; 然而外应力场的大小和方向均对系统的等效交换偏置有影响, 其根源在于外应力场的大小和方向都影响着钉扎角.

关键词: 铁磁/反铁磁双层膜, 交换偏置, 钉扎角, 应力场

PACC: 7530G, 7530E, 7550R, 7570C

1. 引 言

铁磁/反铁磁系统(如双层膜)在外磁场中从高于反铁磁的奈尔温度冷却到低温后, 铁磁层的磁滞回线将沿磁场方向偏离原点, 其偏离量被称为交换偏置, 同时伴随着矫顽力的增加. 随后人们发现在以铁磁/反铁磁双层膜为基础的自旋阀中有增强的磁电阻效应^[1,2], 使得这种具有增强磁电阻效应的自旋阀结构在信息存储技术中得到了广泛地应用, 也激发了人们对交换偏置系统的性质以及相关材料的研究^[3-9].

实验表明^[2-5,10-15]: 铁磁/反铁磁双层膜系统中的交换偏置不仅和反铁磁材料的磁参量有关, 而且和材料的微观结构也有很大的关系, 如晶粒度、织构、界面粗糙度等. 同时, 样品的制备工艺和具体的生长条件对交换偏置影响也很大^[2-5,16-18]. 理论上, Meiklejohn 和 Bean 在他们首次在铁磁/反铁磁混合系统中发现交换偏置后, 便提出了 MB 模型^[19,20]. 他们将反铁磁对铁磁的耦合作用以界面耦合能来体现, 成功地解释了交换偏置现象, 但不能定量地解释相关实验的结果. 随后 Malozemoff 与 Mauri 等分别提

出了随机场模型^[21]以及平行界面的反铁磁畴壁模型^[22]. 他们虽然能定量地解释相关实验的结果, 但都存在各自的局限性. 其中随机场模型过分地依赖于所引进的随机场大小, 同时只适用于单晶反铁磁系统. 而平行界面的反铁磁畴壁模型不能说明在反铁磁界面为补偿面时存在交换偏置的原因. 上述模型均侧重于外磁场下铁磁/反铁磁系统中交换偏置的讨论, 对外应力场下的交换偏置以及反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用缺乏讨论. 本文研究扩展了 Mauri 模型, 讨论了外应力场对铁磁/反铁磁双层膜系统的交换偏置的影响, 并观测了反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用.

2. 模型与解析结果

假定铁磁/反铁磁双层膜中的接触界面为非补偿界面, 并定义界面为 $x-y$ 平面, z 轴垂直于该界面. 外加磁场 H 和外加应力 σ 处于薄层界面内, 与 x 轴的夹角分别是 β 和 φ . 铁磁层是厚度为 t_F 的简单立方晶格薄层, 其 $[001]$ 方向沿着 z 轴, 具有立方磁晶各向异性和单轴磁晶各向异性. 而反铁磁层只考虑单轴磁晶各向异性, 其厚度假定为半无限^[23].

* 国家自然科学基金(批准号: 10347118)和江苏省高校自然科学基金(批准号: 2003KJB140153)资助的课题.

† E-mail: hujgz@263.net

采用球坐标系, θ, ϕ 分别代表铁磁层的磁化方向与 z 轴夹角的极角和与 x 轴夹角的方位角. 铁磁/反铁磁双层膜单位面积上的总能量可以写为^[23, 24]

$$E = -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2(\varphi - \phi) + 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}} \times (1 - \cos\alpha) - J_1\sin\theta\cos(\alpha - \phi) + K_{\text{uef}}t_{\text{F}}\sin^2\theta + K_{\text{up}}t_{\text{F}}\sin^2\theta\sin^2\phi + \frac{K_1}{4}t_{\text{F}}(\sin^22\theta + \sin^4\theta\sin^22\phi) + \frac{K_2}{16}t_{\text{F}}\sin^2\theta\sin^22\theta\sin^2\phi - MHt_{\text{F}}\sin\theta\cos(\beta - \phi), \quad (1)$$

式中第一项为应力能, 第二项为反铁磁层的体积能, 第三项为铁磁/反铁磁界面的交换耦合能, 最后一项是铁磁层在外加磁场 H 中的塞曼能, 其余为铁磁层的磁晶各向异性能. 其中: 第四项为单轴磁晶各向异性能, 第五项为平面内单轴磁晶各向异性能, 第六, 七项代表立方磁晶各向异性能. 这里 K_{uef} 为有效磁晶各向异性常数, 它定义为 $K_{\text{u}} - 2\pi M^2$, K_{u} 是单轴磁晶各向异性常数, M 为铁磁层饱和磁化强度, K_1, K_2 分别为第一、第二磁晶各向异性常数, λ 为磁致伸缩常数, K_{up} 是单轴磁晶各向异性常数, $2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ 为反铁磁层的畴壁能, 它反映了反铁磁层的磁强度, J_1 为铁磁与反铁磁层界面处交换耦合常数, 角 α 为反铁磁层的磁化方向和 x 轴在 x - y 平面内的夹角. 角 α 由系统的自由能最小确定, 结果发现它和反铁磁层的畴壁能以及铁磁与反铁磁层界面处交换耦合常数密切相关. 它体现了反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用, 即影响着铁磁层的磁化方向. 我们称角 α 为钉扎角, 是体现反铁磁层对铁磁层磁化钉扎作用强度的量度之一.

在平衡态中, 自由能最小, 我们发现 $\theta = 90^\circ$ 是这个平衡方程的一个解, 这意味着铁磁层的饱和磁化强度 M 处于薄层内. 系统平衡态的能量为

$$E = -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2(\varphi - \phi) + 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}(1 - \cos\alpha) - J_1\cos(\alpha - \phi) + K_{\text{uef}}t_{\text{F}} + K_{\text{up}}t_{\text{F}}\sin^2\phi + \frac{K_1}{4}t_{\text{F}}\sin^22\phi - MHt_{\text{F}}\cos(\beta - \phi), \quad (2)$$

其中, 角 ϕ 和 α 由下列方程确定:

$$-\frac{3}{2}\lambda\sigma\sin\chi(\varphi - \phi) - J_1\sin(\alpha - \phi) + K_{\text{up}}t_{\text{F}}\sin2\phi + \frac{K_1}{2}t_{\text{F}}\sin4\phi - MHt_{\text{F}}\sin(\beta - \phi) = 0, \quad (3)$$

$$2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}\sin\alpha + J_1\sin(\alpha - \phi) = 0, \quad (4)$$

定义参数 $H_{\text{E}} = \frac{J_1}{Mt_{\text{F}}}$, $H_{\lambda} = \frac{\lambda\sigma}{M}$, $H_{\text{uef}} = \frac{2K_{\text{uef}}}{M}$, $H_{K_1} = \frac{2K_1}{M}$, $H_{\text{A}} = \frac{2K_{\text{up}}}{M}$, $g = \frac{J_1}{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}$, 分别称为交换耦合场、应力场、有效磁晶各向异性场、第一磁晶各向异性场、单轴磁晶各向异性场以及界面交换耦合强度等. 则方程 (3) 与 (4) 约化为

$$H\sin(\beta - \phi) = -\frac{3}{2}H_{\lambda}\sin\chi(\varphi - \phi) + \frac{H_{\text{E}}\sin\phi}{\sqrt{1 + 2g\cos\phi + g^2}} + \frac{1}{2}H_{\text{A}}\sin2\phi + \frac{1}{4}H_{K_1}\sin4\phi \quad (5)$$

在该模型中, 当磁化强度 (M) 垂直于外磁场 (H) 时, 即 $\beta - \phi = \frac{\pi}{2}$, 可求得系统的等效交换偏置. 根据方程 (5) 可得

$$H_{\text{EB}} = \frac{3}{2}H_{\lambda}\sin\chi(\varphi - \beta) - \frac{H_{\text{E}}\cos\beta}{\sqrt{1 + 2g\sin\beta + g^2}} - \frac{1}{2}H_{\text{A}}\sin2\beta + \frac{1}{4}H_{K_1}\sin4\beta. \quad (6)$$

显然, 其等效交换偏置不依赖于外磁场的大小, 仅与外磁场方向有关. 但是它既依赖于外应力场的大小也依赖于外应力场的方向.

3. 分析和讨论

根据方程 (6) 我们可以数值上讨论铁磁/反铁磁双层膜在外应力场下的交换偏置的动态行为, 数值计算按如下取值:

$$4\pi M = 10\text{MA/m}, H_{\text{uef}} = -10\text{MA/m}, \\ H_{\text{A}} = 0.005\text{MA/m}, H_{K_1} = -0.5\text{MA/m}, \\ H_{K_2} = -0.1\text{MA/m}.$$

图 1 描述了系统在不同的应力场下等效交换偏置随外磁场方向变化的情况. 发现当外磁场角分别为 $\frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}$ 时不同应力场下的等效交换偏置相同. 这一点从方程 (6) 中不难得出结论. 其中图 1(a) 中铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性, 发现随着应力场的增强曲线出现了明显的峰值和谷值, 它表明应力场越大, 交换偏置依赖于外磁场角的现象越明显; 图 1(b) 显示了铁磁层既具有单轴磁晶各向异性又具有立方磁晶各向异性的情况. 这里值得注意的是

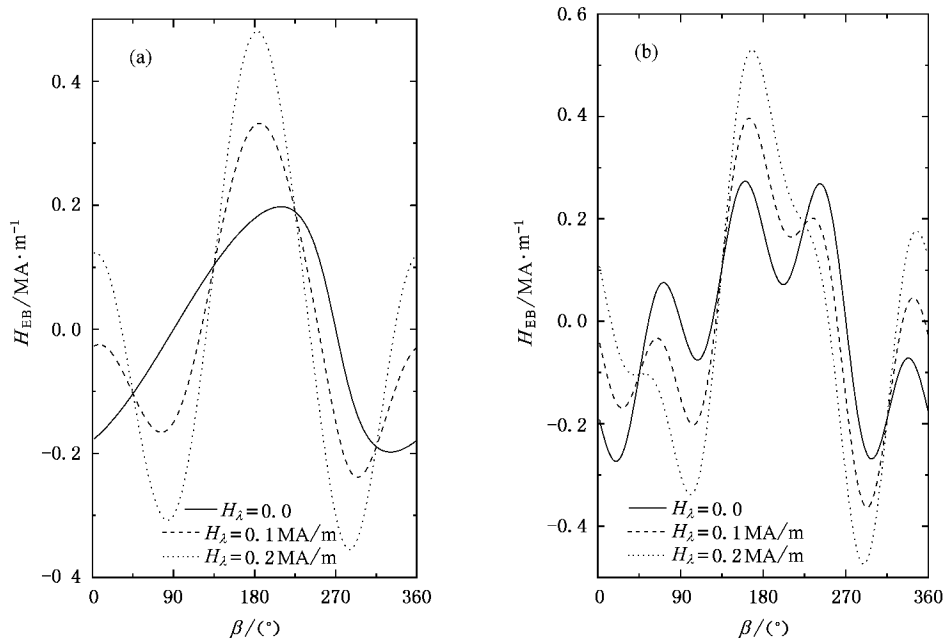


图 1 不同应力场下有效交换偏置与外磁场方向的关系 (a) 铁磁层仅为单轴磁晶各向异性 (b) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 ($H_E = 0.2 \text{ MA/m}$, $g = 0.5$, $\varphi = 45^\circ$)

当应力场增大到一定值后,系统的等效交换偏置在外场正方向上由负变为正,这归因于应力场诱发磁化所致.而且当外应力场为零时,沿外磁场方向其交换偏置达到极大值,但当外应力场不为零时,沿外磁场方向其交换偏置已不再是极大值.

由于 H_E 和 g 在铁磁/反铁磁界面中起着重要的作用,因此讨论它们对等效交换偏置的影响是非常有意义.

从图 2 中看出,随着 H_E 和 g 的变化,曲线也发生了变化,而交换场 H_E 对等效交换偏置的影响更

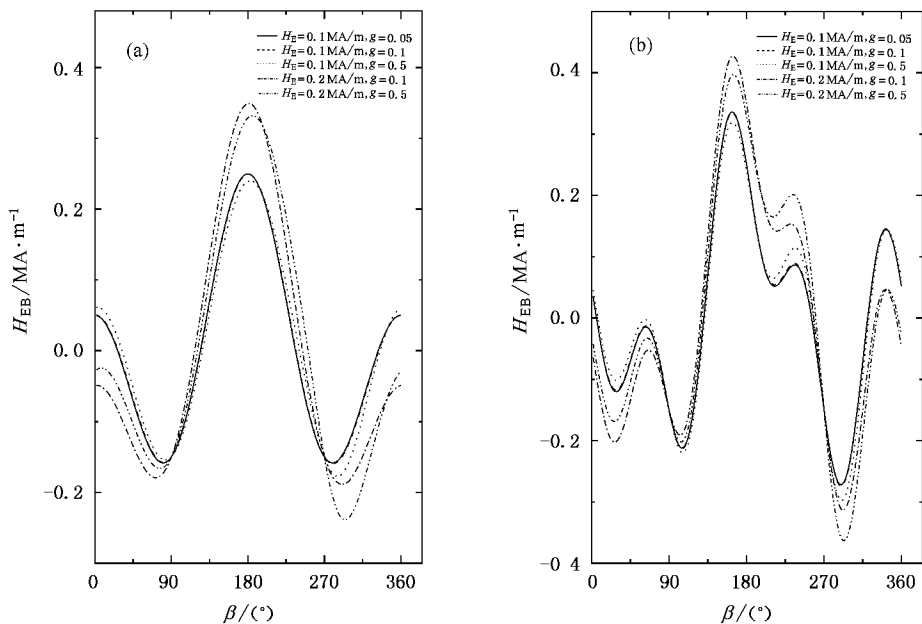


图 2 不同交换场或界面耦合强度下有效交换偏置与外磁场方向的关系 (a) 铁磁层仅为单轴磁晶各向异性 (b) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 ($H_\lambda = 0.1 \text{ MA/m}$, $\varphi = 45^\circ$)

为显著.随着 g 的增大,图形的不对称性也越明显,产生这种不对称性的原因主要是方程中 $\sqrt{1+2g\sin\beta+g^2}$ 因子的作用,但两者在外磁场的负方向上其交换偏置总是极大值,且与外磁场方向相反.

图 3 描述了不同应力场方向下,等效交换偏置随外磁场方向的变化.当铁磁层仅为单轴磁晶各向异性时,发现随着应力场角的增大,曲线的峰值和谷值均向右偏移.而当铁磁层既具有单轴磁晶各向异性又具有立方磁晶各向异性时,其曲线比较复杂,但两者中,我们都发现在小应力场下,通过改变应力场方向而使有效交换偏置变号的现象.

实验与理论上已经证实铁磁/反铁磁双层膜中交换偏置源于反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用,在我们的模型中 α 为反铁磁层的磁化角,它作用于铁磁层,是衡量其钉扎能力的量度之一,称为钉扎角,为此我们研究了钉扎角在应力场作用下的动态行为.由方程(4)得:

$$\sin\alpha = \frac{g\sin\phi}{\sqrt{g^2+1+2g\cos\phi}}, \quad (7)$$

其中 ϕ 由方程(5)决定,发现外磁场大小和方向对其有着重要影响.在强磁场区域钉扎角总趋于外磁场方向,与外应力场大小基本无关.在弱磁场区域钉扎角随外磁场方向变化的情况如图 4 所示.为明确

起见,这里我们只考虑铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性的情况,其中 $H = 0.2\text{MA/m}$.

从图 4 中可以看出应力场的大小和方向以及界面耦合强度对钉扎角都起着重要的作用.图 4(a)显示在弱磁场方向由 0° 到 360° 转动过程中,钉扎角却大约在 -30° 到 30° 之间改变.它表明反铁磁磁化随外磁场的方向变化是不可逆的,是单向性的,它导致了铁磁/反铁磁双层膜系统磁化的单向性,即产生了交换偏置.其钉扎角变化范围越小,磁化单向性越明显,即反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎能力越强,交换偏置越大.从图 4(a)和(c)我们可以得到外应力场越大或方向偏离铁磁层易轴方向的角度越大,其交换偏置越小;而图 4(b)表明反铁磁层越硬,其钉扎能力越强,但进一步研究发现当界面耦合强度大于 1,即铁磁/反铁磁界面耦合常数大于反铁磁层畴壁能后,强场下反铁磁层磁化角总跟随着外磁场方向,其钉扎作用消失,系统不存在交换偏置现象.

4. 结 论

根据自由能最小化的方法,我们研究了应力场下铁磁/反铁磁双层膜系统的交换各向异性,发现应力场大小 H_λ 、方向 φ 、交换耦合场 H_E 、界面耦合强度 g 以及外磁场方向 β 都对交换偏置有影响,并定

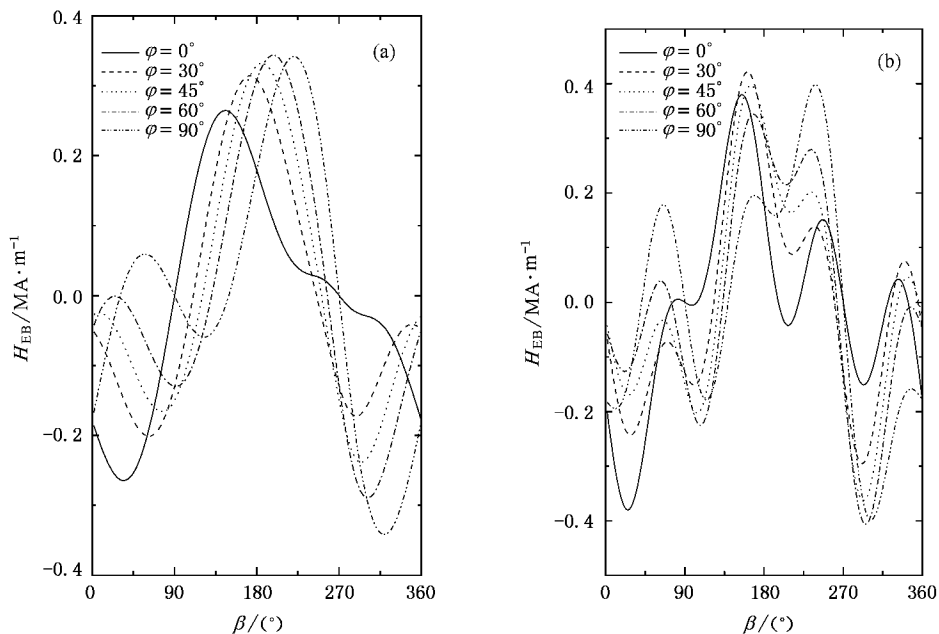


图 3 不同应力场方向下等效交换偏置与外磁场方向的关系 (a) 铁磁层仅为单轴磁晶各向异性 (b) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 ($H_E = 0.2\text{MA/m}$, $g = 0.5$, $H_\lambda = 0.1\text{MA/m}$)

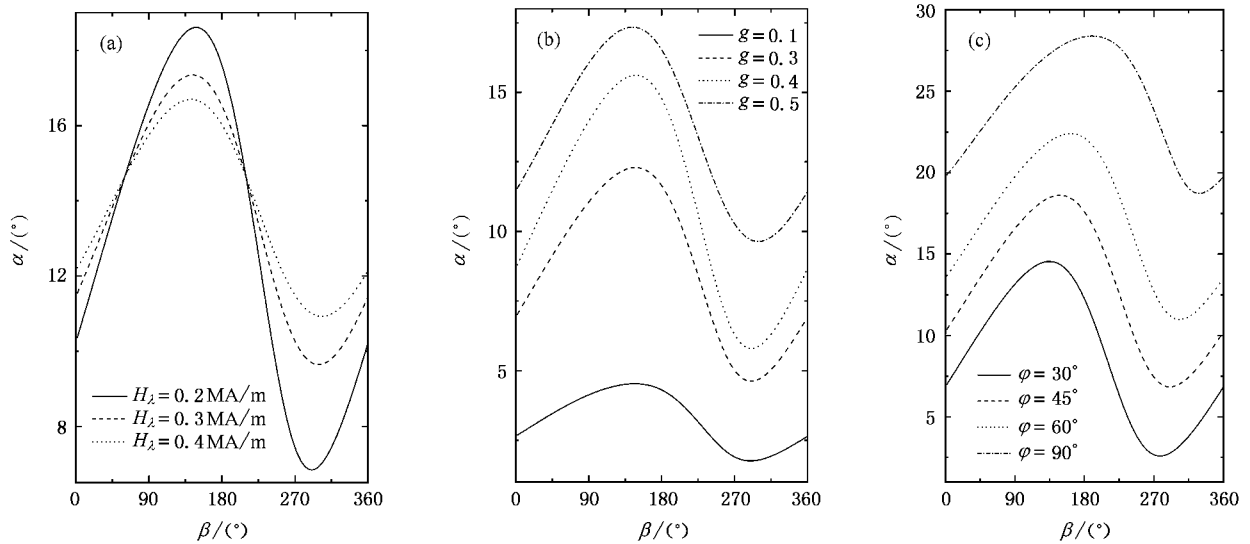


图4 钉扎角与外磁场方向的关系 (a)不同应力场下钉扎角与外磁场方向的关系($H_E = 0.1\text{MA/m}$, $g = 0.5$, $\varphi = 45^\circ$) (b)不同耦合强度下钉扎角与外磁场方向的关系($H_E = 0.1\text{MA/m}$, $H_\lambda = 0.3\text{MA/m}$, $\varphi = 45^\circ$) (c)不同外应力场方向下钉扎角与外磁场方向的关系($H_E = 0.1\text{MA/m}$, $g = 0.5$, $H_\lambda = 0.3\text{MA/m}$)

量地予以描述.结果表明:应力场的存在增强了交换偏置对外磁场角度的依赖性,而其根源在于应力场的大小和方向都影响着反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用,而这种钉扎作用是导致系统存在交换偏置

的直接原因.更有趣的是应力场的增减或方向的改变可使系统的交换偏置的符号发生改变.显示了外应力场包括大小和方向对系统的自旋状态有大的影响,类似冷场的作用.

- [1] Dieny B 1994 *J. Magn. Magn. Mater* **136** 335
- [2] Fontana R E, McDonald S A, Santini H A, Tsang C 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 806
- [3] Noges J, Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mater* **192** 203
- [4] Kiwi M 2001 *J. Magn. Magn. Mater* **234** 584
- [5] Stamps R L 2000 *J. Phys. D* **33** R247
- [6] Zhou S M, Li H Y, Yuan S J, Wang L 2003 *Prog. in Phys.* **23** 62 (in Chinese)[周仕明、李合印、袁淑娟、王磊 2003 物理学进展 **23** 62]
- [7] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2003 *Commun. Theor. Phys.* **40** 507
- [8] Hu J G, Jin G J, Hu A, Ma Y Q 2004 *Eur. Phys. J. B* **40** 265
- [9] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2002 *Phys. Stat. Sol. a* **191** 330
- [10] Koon N C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4865
- [11] Hou C H, Fujiwara H, Metager R D 1996 *J. Appl. Phys.* **80** 4528
- [12] Qian Z H, Siercetsen J M, Judy J H 1996 *J. Appl. Phys.* **83** 6825
- [13] Yu G H, Chai C L, Zhu F W 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1706
- [14] Jiang H W, Li M H, Wang A L, Zheng W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1232 (in Chinese)[姜宏伟、李明华、王艾玲、郑鹤 2004 物理学报 **53** 1232]
- [15] Zhou X, Liang B Q, Chen L Y, Wang Y J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 492 (in Chinese) 周勋、梁冰清、陈良尧、王荫君 2003 物理学报 **52** 492]
- [16] Lu Z Q, Cai C L, Lai W Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 328 (in Chinese)[卢正启、柴春林、赖武彦 2000 物理学报 **49** 328]
- [17] Li M H, Yu G H, He K, Zhu F W, Lai W Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2854 (in Chinese)[李明华、于广华、何珂、朱逢吾、赖武彦 2002 物理学报 **51** 2854]
- [18] Li M H, Yu G H, Jiang H W, Cai J W, Zhu F W 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2230 (in Chinese)[李明华、于广华、姜宏伟、蔡建旺、朱逢吾 2001 物理学报 **50** 2230]
- [19] Meiklejohn W H, Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **102** 1413
- [20] Meiklejohn W H, Bean C P 1957 *Phys. Rev.* **105** 904
- [21] Malozemff A P 1987 *Phys. Rev. B* **35** 3679
- [22] Mauri D, Kay E, Scholl D, Kay E 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 2929
- [23] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 1009; 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 2180
- [24] Pan J, Ma M, Zhou L, Hu J G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 897 (in Chinese)[潘靖、马梅、周岚、胡经国 2006 物理学报 **55** 897]

The exchange bias in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers under the stress field^{*}

Pan Jing¹⁾ Tao Yong-Chun²⁾ Hu Jing-Guo^{1)†}

1) (College of Physics Science and Technology , Yangzhou University , Yangzhou 225002 , China)

2) (College of Physics Science and Technology , Nanjing Normal University , Nanjing 210097 , China)

(Received 18 November 2005 ; revised manuscript received 28 November 2005)

Abstract

Using a method in which the free energy is minimized , the exchange bias for ferromagnetic (FM)/antiferromagnetic (AFM) bilayers under the stress field is studied. The thin FM film is considered as a single crystal with cubic and uniaxial magnetocrystalline anisotropies , while the AFM film has only uniaxial magnetocrystalline anisotropy. In the semi-infinite approximation for the AFM layer , the analytical expressions have been derived for effective exchange bias and pinning angle. Numerical calculations show that the effective exchange bias depends on the angle of applied magnetic field , but not on its magnitude. However , the effective exchange bias depends not only on the angle of the stress field but also on its magnitude. The reason is that both the magnitude and angle of the stress field affect the pinning angle.

Keywords : FM/AFM bilayers , exchange bias , pinning angle , stress field

PACC : 7530G , 7530E , 7550R , 7570C

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10347118) and Natural Science Foundation of College of Jiangsu Province (Grant No. 2003KJB140153).

[†] E-mail : hujgz@263.net