

铁磁/反铁磁双层膜中冷却场对交换偏置场的影响^{*}

田宏玉 许小勇 胡经国[†]

(扬州大学物理科学与技术学院 扬州 225002)

(2008 年 9 月 30 日收到 2008 年 10 月 24 日收到修改稿)

用铁磁畴壁模型研究了非补偿界面铁磁/反铁磁双层膜中冷却场(包括大小及其方向)对交换偏置场 h_E 的影响. 结果表明: 当冷却场的方向与反铁磁层磁易轴一致时, h_E 大小与冷却场大小无关. 当冷却场的方向偏离磁易轴时, h_E 的大小随偏离角度的增大而缓慢的改变, 但当冷却场的方向偏离到临界角度 γ_c 处, h_E 的大小发生突变, 其 γ_c 的大小随冷却场的增大而增大. 特别是当冷却场的偏离角度大于 γ_c 后, h_E 出现由负转正的现象, 其转变点还与冷却场的大小有关. 另外, h_E 与铁磁层原子层数 N_F 的关系会发生由 $h_E \propto N_F^{-1}$ 向 $h_E \propto N_F^{-\lambda}$ 的转变, 其中 $\lambda > 1$. 其发生转变的条件与 N_F 、冷却场大小和方向密切相关.

关键词: 铁磁/反铁磁双层膜, 交换偏置, 冷却场

PACC: 7570, 7560, 7560N

1. 引言

铁磁/反铁磁双层膜系统在外磁场中从高于反铁磁的奈尔温度下降到低温后, 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场 h_E . 这种现象最初是 Meiklejohn 和 Bean 在 Co/CoO 混合体系中发现的^[1,2]. 目前, 铁磁/反铁磁双层膜在工业技术上有广泛的应用, 如用在自旋阀结构的高密度磁记录读取头等器件中^[3,4].

影响交换偏置现象的因素很多, 目前人们已经有了初步的共识, 即交换偏置是一种界面效应. 因此, 通过界面微结构的调控可获得理想的交换偏置系统, 如可通过掺杂(包括磁性、非磁性掺杂)改变铁磁/反铁磁膜厚以及温度来调控铁磁/反铁磁界面微结构. 在文献 [5,6] 中, 我们应用蒙特卡罗模拟法分别验证和解释了掺杂能使铁磁/反铁磁系统中的交换偏置得到增强、系统的交换偏置随温度的增加而减小但在居里温度附近有增强的实验现象^[7,8]. 一般而言, 交换偏置场 h_E 反比于铁磁层的厚度, 但反铁磁层厚度对交换偏置场的影响分以下三个部分. 当反铁磁层很厚时, h_E 近似为一常数; 随着反铁磁层厚度的减小, h_E 急剧地减小; 当反铁磁层厚度小

于临界值时, h_E 趋于零^[9,10].

实验还表明: 对不同的交换偏置系统, 其交换偏置有正有负^[8,9]. 实验还发现, 对于同一系统其交换偏置会随冷却场的增大而改变, 甚至会出现由负向正的转变现象. 如在 CoO/FeNi 双层膜中, 当冷却场小于 2.4×10^4 A/m 时交换偏置场会随着冷却场的增加而增加, 但是当冷却场大于 2.4×10^4 A/m 时交换偏置场基本不变^[11]. 在外延 Fe/FeF₂ 双层膜中, 对于生长在 200℃ 的样品, 在冷却场大约为 7.2×10^5 A/m 时就会出现正交换偏置现象^[12]. 随后有多种理论对这一现象进行解释. 例如文献 [13] 采用自旋动力学方法研究了铁磁/反铁磁双层膜补偿界面时其交换偏置与冷却场的关系. 研究发现, 在冷却场与反铁磁易轴平行时, 在大冷却场下交换偏置会出现由负向正转变的现象. 最近文献 [14,15] 分别在 GeFe/NiCoO 和 GeFe/FeMn 铁磁/反铁磁双层膜中获得了正交换偏置现象. 他们的研究表明, 在冷却场与反铁磁易轴一致的情况下获得这类正交换偏置效应的必要条件为界面存在反铁磁交换耦合作用. 另一方面, 文献 [16] 用铁磁畴壁模型研究了铁磁/反铁磁双层膜非补偿界面时其交换偏置与垂直冷却场的关系. 研究表明, 对非补偿界面, 即使仅存在反铁磁交换耦合作用, 在冷却场与反铁磁易轴垂直时, 铁磁/反铁磁双

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 310347118)和江苏省高等学校自然科学基金(批准号: 2006KJB140133, 2007KJD140241)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jghu@yzu.edu.cn

层膜在大冷却场下其交换偏置也会发生由负向正转变的现象.目前的理论仅讨论了冷却场与反铁磁易轴一致或垂直两种极端情况,对一般情况的讨论至今尚未见报道.为此我们对非补偿界面下仅存在反铁磁交换耦合的铁磁/反铁磁双层膜系统中交换偏置场与任意取向和大小冷却场间关系进行了研究,并给出了交换偏置场的表达式.研究发现,对于仅存在反铁磁交换耦合的非补偿界面铁磁/反铁磁双层膜,在冷却场与反铁磁易轴一致时交换偏置场为正,且与冷却场大小几乎无关,而且只有在冷却场偏离反铁磁易轴角度较大时才会出现交换偏置场为负,但在大冷却场下会发生由负向正转变的现象.另外,交换偏置场随铁磁层原子层数 N_F 的变化会发生 $h_E \propto N_F^{-1}$ 向 $h_E \propto N_F^{-\lambda} (\lambda > 1)$ 的转变, λ 的大小与铁磁层原子层数 N_F 、冷却场大小和方向密切相关.本文模型中所用铁磁体为软铁磁体,其各向异性可以忽略不计,铁磁层可以看成单畴结构,反铁磁层具有单轴各向异性.

2. 模型和分析

设铁磁层/反铁磁层界面为非补偿界面,系统温度下降到反铁磁奈尔温度 T_N 以下时,铁磁层自旋沿着冷却场 H_{cf} 方向,其中 H_{cf} 与反铁磁易轴 \hat{e}_A 之间的夹角为 γ ,由于界面耦合作用,界面上原子自旋形成钉扎结构,如图 1 所示.

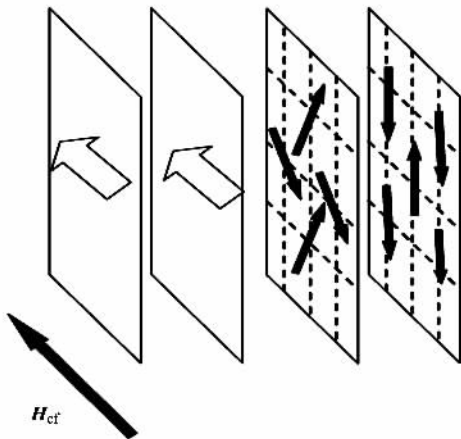


图 1 当系统温度下降到 T_N 以下时,界面层以及界面层紧靠着的铁磁层和反铁磁层原子自旋结构

系统哈密顿量可表示为

$$E = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \sum_{i=1}^N [K_i (\mathbf{S}_i \cdot \hat{e}_i)^2$$

$$+ \mu_B g_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{H}]. \quad (1)$$

(1) 式中的第一项是最近邻交换耦合能, J_{ij} 是交换耦合参数,第二项是各向异性能,易轴在 \hat{e}_i 方向(铁磁层的各向异性太小,可忽略不计),最后一项是在外场 \mathbf{H} 作用下的塞曼能, μ_B 是玻尔磁子, g_i 是旋磁比.

用 α 和 β 来标志反铁磁两个磁子格.出于对称性考虑,铁磁层自旋 \mathbf{S}_k 在每层内互相平行.

系统总能量

$$E = E_{AF} + E_{F/AF} + E_F.$$

式中

$$E_{AF} = - J_{AF} [\mathbf{S}_{\hat{e}_A} \cdot (\mathbf{S}^\alpha - \mathbf{S}^\beta) + 2\mathbf{S}^\alpha \cdot \mathbf{S}^\beta] - \frac{1}{2} K_{AF} [(\mathbf{S}^\alpha \cdot \hat{e}_{AF})^2 + (\mathbf{S}^\beta \cdot \hat{e}_{AF})^2] - \frac{1}{2} \mu_B g_A (\mathbf{S}^\alpha + \mathbf{S}^\beta) \cdot \mathbf{H}, \quad (2)$$

$$E_{F/AF} = - J_{F/AF} (\mathbf{S}^\alpha + \mathbf{S}^\beta) \cdot \mathbf{S}_1, \quad (3)$$

$$E_F = - 2J_F \sum_{k=1}^{N_F-1} \mathbf{S}_k \cdot \mathbf{S}_{k+1} - \mu_B g_A \sum_{k=1}^{N_F} \mathbf{S}_k \cdot \mathbf{H} \quad (4)$$

其中 N_F 是铁磁层原子层数.

$$E = |J_{F/AF}| [\cos\theta_\alpha + \cos\theta_\beta] + |J_{AF}| [-\cos(\gamma - \theta_\alpha) + \cos(\gamma + \theta_\beta) + 2\cos(\theta_\alpha + \theta_\beta)] - \frac{1}{2} K_{AF} [\cos^2(\gamma - \theta_\alpha) + \cos^2(\gamma + \theta_\beta)] - \frac{1}{2} \mu_B g_A H_{cf} [\cos\theta_\alpha + \cos\theta_\beta], \quad (5)$$

式中 θ_α (θ_β) 是 \mathbf{S}_α (\mathbf{S}_β) 与 \mathbf{H}_{cf} 之间的夹角.

当 $T < T_N$, 反铁磁磁畴形成稳定结构,在外磁场下,系统磁化过程中,系统总能量只与铁磁部分有关.

$$\epsilon = - \sum_{k=1}^N \cos(\theta_{k+1} - \theta_k) - h \sum_{k=1}^{N_F} \cos\theta_k - \kappa_1 \cos\theta_1 - \kappa_2 \sin\theta_1. \quad (6)$$

定义参数 $\epsilon = \frac{E}{2J_F}$, $h = \frac{1}{2} \mu_B g_F H / J_F$, $h_{cf} = \frac{1}{2} \mu_B g_F H_{cf} / J_F$, 并且 $J_{F/AF} \approx J_{AF}$, 有效界面耦合参数

$$\kappa_1 = - \frac{|J_{F/AF}|}{2J_F} (\cos\theta_\alpha + \cos\theta_\beta), \quad (7)$$

$$\kappa_2 = - \frac{|J_{F/AF}|}{2J_F} (\sin\theta_\beta - \sin\theta_\alpha). \quad (8)$$

这里 θ_k 是第 k 铁磁层自旋 \mathbf{S}_k 与冷却场 \mathbf{H}_{cf} 之间的夹角.为了求得反铁磁磁化角 $\theta_\alpha, \theta_\beta$, 对系统总能量求极小值

$$\frac{\partial E}{|J_{AF}| \partial \theta_\alpha} = - \left(1 - \frac{1}{2} h \right) \sin\theta_\alpha$$

$$\begin{aligned}
 & -\sin(\gamma - \theta_\alpha) - 2\sin(\theta_\alpha + \theta_\beta) - \frac{K_{AF}}{|J_{AF}|} \\
 & \times \cos(\gamma - \theta_\alpha)\sin(\gamma - \theta_\alpha) = 0, \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E}{|J_{AF}| \partial \theta_\beta} &= -\left(1 - \frac{1}{2}h\right)\sin\theta_\beta - \sin(\gamma + \theta_\beta) \\
 & - 2\sin(\theta_\alpha + \theta_\beta) + \frac{K_{AF}}{|J_{AF}|}\cos(\gamma \\
 & + \theta_\beta)\sin(\gamma + \theta_\beta) = 0. \quad (10)
 \end{aligned}$$

此时界面耦合能

$$\begin{aligned}
 E_{F/AF} &= -J_j(\mathbf{S}_\alpha + \mathbf{S}_\beta) \cdot \mathbf{S}_1 \\
 &= |J_{F/AF}|(\cos\theta_\alpha + \cos\theta_\beta)\cos\theta_1 \\
 &+ |J_{F/AF}|(\sin\theta_\beta - \sin\theta_\alpha)\sin\theta_1 \\
 &= -\kappa_1\cos\theta_1 - \kappa_2\sin\theta_1. \quad (11)
 \end{aligned}$$

在外磁场下, 系统磁化过程中, 设定相邻铁磁层自旋之间的角度 θ_k 很小, 可以写成

$$\theta_k = \theta_1 + (k - 1)\delta.$$

θ_k 是与外场大小有关的函数,

$$\theta_k = \theta_k(H).$$

对(6)式展开后精确到 δ 二阶项, 得到

$$\begin{aligned}
 \varepsilon &= (N_F - 1)\delta^2 - hN_F M(\theta_1, \delta) \\
 & - \kappa_1\cos\theta_1 - \kappa_2\sin\theta_1, \quad (12)
 \end{aligned}$$

式中 $M(\theta_1, \delta)$ 是铁磁层磁化强度,

$$\begin{aligned}
 M(\theta_1, \delta) &= \cos\theta_1 - (N_F - 1) \\
 & \times \left[\frac{1}{2}\delta\sin\theta_1 + \frac{1}{12}(2N_F - 1)\delta^2\cos\theta_1 \right]. \quad (13)
 \end{aligned}$$

系统平衡态由 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} = 0$ 和 $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_1} = 0$ 得到,

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\chi(N_F - 1)} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \delta} &= \delta + \frac{1}{4}N_F h \left[\sin\theta_1 \right. \\
 & \left. + \frac{1}{3}(2N_F - 1)\delta\cos\theta_1 \right] = 0 \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta_1} &= -hN_F \frac{\partial M(\theta_1, \delta)}{\partial \theta_1} + \kappa_1\sin\theta_1 \\
 & - \kappa_2\cos\theta_1 = 0. \quad (15)
 \end{aligned}$$

当 $M(\theta_1, \delta) = 0$ 时可以通过磁滞回线与坐标轴的交点得到 h_E , 也就是

$$\begin{aligned}
 \cos\theta_1 - (N_F - 1) \times \left[\frac{1}{2}\delta\sin\theta_1 \right. \\
 \left. + \frac{1}{12}(2N_F - 1)\delta^2\cos\theta_1 \right] = 0. \quad (16)
 \end{aligned}$$

通过(12)式可以得到

$$\delta = \frac{-3hN_F\sin\theta_1}{2hN_F^2\cos\theta_1 - hN_F\cos\theta_1 + 12}. \quad (17)$$

从(15)–(17)式约去 δ 和 θ_1 后可得到 h_E ,

$$h_E = -\frac{1}{N} \frac{x \left[-\left(\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right) x(2N_F - 1)(1 - x^2) + 24 \right]}{x^2(N_F + 1) + \chi(N_F - 1)}. \quad (18)$$

这里 x 满足下列关系:

$$\begin{aligned}
 & \left(-\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right)^2 \left(20N_F^2 + 5 - 4N_F + \frac{4}{N_F - 1}\right) x^7 \\
 & - 2 \left(-\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right)^2 \left[(2N_F + 1)^2 + \frac{2}{N_F - 1}\right] x^5 \\
 & + 72 \left(-\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right) (5N_F - 1) x^4 \\
 & - \left(-\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right) [12N_F(N_F - 1) + 3] x^3 \\
 & - 144 \left(-\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right) (N_F + 1) x^2 + 1728x \\
 & - 216(N_F - 1) \left(-\kappa_2 \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \kappa_1\right) = 0. \quad (19)
 \end{aligned}$$

由(7)–(10)和(18)–(19)式可以分析讨论交换偏置场 h_E 与冷却场(包括大小及其方向)以及铁磁层原

子层数 N_F 的关系.

3. 结果和讨论

图2描述了冷却场在 0° 、 30° 、 45° 、 60° 和 90° 时 h_E 随 h_{cf} 大小的变化关系. 从图2可知, 对非补偿界面反铁磁交换耦合体系, 一般情况下 h_E 为正, 且 h_E 随 h_{cf} 增大变化迟缓. 当 $\gamma = 0^\circ$ 时, h_E 几乎不随 h_{cf} 的大小而改变, 当角度较大 (60° 、 90°) 时, h_E 可为负, 但随着冷却场大小的改变, 会出现 h_E 由负向正转变的现象, 转变点与 h_{cf} 的大小有关.

图3描述了冷却场 h_{cf} 分别取 1.0、2.4 和 4.0 时 h_E 随冷却场角度的变化关系. 如图3所示, 随着角度的增大 h_E 变化缓慢, 但在临界角度 γ_c 处 h_E 突

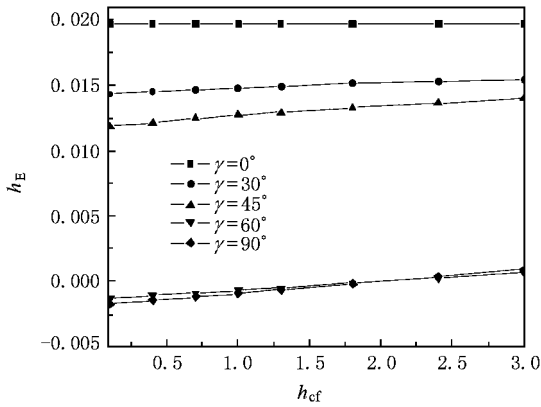


图2 不同冷却场角度 γ 下交换偏置场 h_E 随冷却场 h_{cf} 大小的变化关系 $K_A/|J_{AF}| = 6.0, |J_{AF}|/J_F = 0.2, N_F = 10$

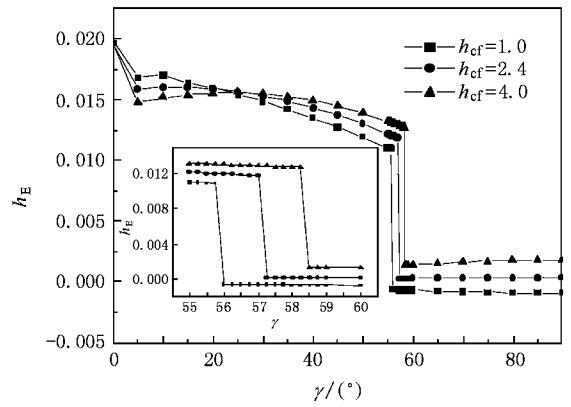


图3 当 h_{cf} 大小不同的情况下 h_E 随 γ 的变化关系 $K_A/|J_{AF}| = 6.0, |J_{AF}|/J_F = 0.2, N_F = 10$

然减小, γ_c 的大小与冷却场大小有关, 冷却场较小时, 发生突变的角 γ 也较小.

实验和理论上都得到了 $h_E \propto N_F^{-1}$ 的结论^[10,17,18], 但文献 16 指出, 当 $\gamma = 90^\circ$ 时在铁磁层的原子层数一定时会发生 $h_E \propto N_F^{-1}$ 向 $h_E \propto N_F^{-\lambda} (\lambda > 1)$ 的转变. 我们进一步研究了 h_{cf} 的大小和方向不同时 h_E 对 N_F 的依赖关系, 结果如图 4 所示. 从图 4 可以看出, 虽然冷却场的大小和方向不同, 但都会出

现 $h_E \propto N_F^{-1}$ 向 $h_E \propto N_F^{-\lambda} (\lambda > 1)$ 的转变, λ 的大小取决于铁磁层原子层数 N_F 、冷却场的大小和方向. 当冷却场角度较小时, 铁磁层原子层数 N_F 对 h_E 影响最大. 从图 4 可以看出, 当 $\gamma = 0^\circ$ 时, 无论 h_{cf} 取 1.0 或者 4.0, 在 $N_F \geq 30$ 后就有 $h_E = N_F^{-1.45}$ 的关系. 当冷却场角度较大时, 冷却场大小对 h_E 的影响也较大. 比如当 $\gamma = 90^\circ, h_{cf} = 1.0$ 时, 在 $N_F = 200$ 左右才会出现 $h_E \propto N_F^{-1.54}$ 的转变, 而当 $h_{cf} = 4.0$ 时, 在 N_F

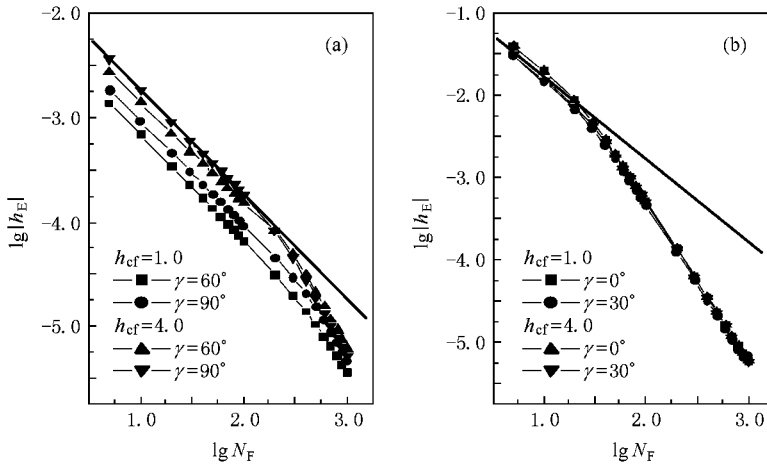


图4 当冷却场 h_{cf} 的大小和角度 γ 不同时, h_E 随 N_F 的变化关系 $K_A/|J_{AF}| = 6.0, |J_{AF}|/J_F = 0.2$, 其中直线为 $h_E \propto N_F^{-1}$

$= 400$ 附近有 $h_E \propto N_F^{-1.69}$ 的关系.

4. 结 论

本文研究了铁磁/非补偿反铁磁双层膜中冷却场(包括大小及方向)对交换偏置场 h_E 的影响. 研

究表明: 对于仅存在反铁磁交换耦合的非补偿界面铁磁/反铁磁双层膜, 在冷却场与反铁磁易轴一致时交换偏置场为正, 且与冷却场大小基本无关. 随着冷却场偏离反铁磁易轴, 其 h_E 有缓慢变化, 并在临界角 γ_c 处发生突变. γ_c 的大小与冷却场大小及偏转角度有关, 其中在冷却场角度大于 γ_c 后, 体系出

现负交换偏置场,但改变冷却场大小会出现交换偏置场由负向正的转变.另外,研究结果还表明:一般情况下,交换偏置场 h_E 与铁磁层原子层数 N_F 的关

系为 $h_E \propto N_F^{-1}$;但随着铁磁层原子层数的增大,出现 $h_E \propto N_F^{-\lambda}$ ($\lambda > 1$) 的关系,关系的转变与冷却场大小和方向有关.本文的结果与相关实验结果相符.

- [1] Meiklejohn W H , Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **102** 1413
- [2] Meiklejohn W H , Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **105** 904
- [3] Dieny B 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **136** 335
- [4] Daughton J M , Chen Y J 1993 *IEEE Trans. Magn.* **29** 2705
- [5] Ma M , Cai L , Wang X F , Hu J G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 529 (in Chinese) [马 梅、蔡 蕾、王兴福、胡经国 2007 物理学报 **56** 529]
- [6] Zhao J W , Hu J G , Chen G 2004 *Commun. Theor. Phys.* **41** 623
- [7] Hong J I , Leo T , Smith D J , Berkowitz A E 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 117204
- [8] Nogues J , Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **192** 203
- [9] Kiwi M , Mejía-López J , Portugal R D , Ramírez R 2000 *Solid State Commun.* **116** 315
- [10] Hu J G , Jin G J , Ma Y Q 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2529
- [11] Ambrose T , Chien C L 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7222
- [12] Nogués J , Lederman D , Moran T J , Schuller I K 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4624
- [13] Deng D S , Jin X F , Tao R B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 172402
- [14] Yang D Z , Du J , Sun L , Wu X S , Zhang X X , Zhou S M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 144417
- [15] Du J , Yang D Z , Bai X J , Wu X S , Hu A , Zhou S M , Sun L 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 08C103
- [16] Mejía-López J , Ramírez R , Kiwi M 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **241** 364
- [17] Fuke H N , Saito K , Kamiguchi Y , Iwasaki H , Sahashi M 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 4004
- [18] Han D H , Zhu J G , Judy J H 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 4996

The influence of the cooling field on the exchange bias in ferromagnet/antiferromagnet bilayers system *

Tian Hong-Yu Xu Xiao-Yong Hu Jing-Guo[†]

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

(Received 30 September 2008 ; revised manuscript received 24 October 2008)

Abstract

The ferromagnetic domain-wall model is used to investigate the influence of the cooling field (including its magnitude and orientation) on the exchange bias (h_E) in ferromagnet/antiferromagnet bilayers with uncompensated interface. The results show that h_E is independent of the magnitude of the cooling field when it is applied parallel to the easy axis of the antiferromagnet. When the cooling field deviates from the easy axis direction , h_E changes slowly with increasing field angle , but a sudden change is observed when the angle goes up to a critical angle γ_c , which γ_c increases with the cooling field increasing. Especially , h_E has a transition from negative to positive when the field angle is beyond γ_c , and the transition point also relates to the magnitude of the cooling field. Moreover , the thickness dependence of the exchange bias exhibits a liner dependence on the inverse ferromagnet layer thickness , but yields a crossover from $h_E \propto N_F^{-1}$ to $h_E \propto N_F^{-\lambda}$ at a certain thickness (here $\lambda > 1$). This behavior is strongly dependent on the ferromagnet thickness , the magnitude and the angle of the cooling field.

Keywords : ferromagnet/antiferromagnet bilayers , exchange bias , cooling field

PACC : 7570 , 7560 , 7560N

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10347118) and the Natural Science Foundation of Institution of Higher Education of Jiangsu Province , China (Grant Nos. 2006KJB140133 07KJD140241).

[†] Corresponding author. E-mail jghu@yzu.edu.cn