

# Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> 双层膜中的交换偏置

夏国强 周仕明 王松有 陈良尧

(复旦大学物理系, 上海 200433)

(1999 年 6 月 10 日收到; 1999 年 7 月 25 日收到修改稿)

研究了直流磁控溅射法制备的 Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> 双层膜中的交换耦合. 样品的室温矫顽力与  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$  ( $t_{\text{FM}}$  为铁磁层厚度) 近似成正比例关系, 从而表明在 Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> 中交换耦合为铁磁/反铁磁界面的随机相互作用. 另外还讨论了反铁磁层厚度对交换偏置的影响.

PACC: 7550R; 7570C

## 1 引 言

由于铁磁 (FM)/反铁磁 (AFM) 双层膜中交换耦合是自旋阀磁电阻器件的核心而倍受关注<sup>[1]</sup>. 如果 FM/AFM 双层膜在外场下从  $T > T_N$  (AFM 层的 Néel 温度), 冷却到  $T < T_N$ , 这样就产生了单向各向异性, 其磁滞回线将偏离原点, 偏置量为  $H_e$ , 同时矫顽力将增大. 这一现象于 50 年代首先在 Co 超细颗粒中观察到<sup>[2]</sup>, 这是由于在 Co 超细颗粒表面覆盖了一层 AFM CoO. 在 FM/AFM 双层膜中,  $H_e$  和  $H_c$  主要依赖于组成物质及它们的厚度, 与 FM 层和 AFM 层厚度的关系已被广泛研究<sup>[3]</sup>. 由于是界面效应, 因此  $H_e$  反比于  $t_{\text{FM}}$  (FM 层的厚度)<sup>[4,5]</sup>. 理论物理学家分别提出了 AFM 层在界面存在补偿、未补偿磁矩及 90° 耦合等模型很好地解释了这一现象的本质. 尽管如此, 上述工作都不能解释矫顽力  $H_c$  的行为. Zhang 等利用界面随机场模型预言  $H_c$  在低温下与  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$  成正比, 这一理论结果于 CoO/P<sub>y</sub> (P<sub>y</sub> = Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>) 双层膜中在温度为 80 K 时得到了很好的验证. AFM 层的厚度对  $H_e$  和  $H_c$  的影响也已有一些报道<sup>[4,6]</sup>, 例如, 在 P<sub>y</sub>/FeMn 双层膜中存在一临界尺寸  $t_c$ , 当 AFM 层厚度  $t_{\text{AFM}} \geq t_c$ ,  $H_e$  才不为零<sup>[4]</sup>. 当  $t_{\text{AFM}}$  进一步增大时,  $H_e$  趋于一常数. 相图表明, 对于 Al 含量较小时, Cr-Al 为 AFM 相且  $T_N$  远高于室温<sup>[7]</sup>, 因而将有可能在自旋阀磁电阻器件中获得应用. 本文将研究 P<sub>y</sub>/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> 中  $t_{\text{FM}}$  和  $t_{\text{AFM}}$  对  $H_e$  和  $H_c$  的影响, 从而更深入地了解该双层膜中交换耦合的本质. 为了更准确地得到  $H_e$  和  $H_c$  随 FM 和 AFM 层厚度的变化关系, 利用楔形样品, 从而避免制备单个样品时引起的误差. 结果发现, 在室温下  $H_e$  正比于  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$ . AFM 层厚度超过某一临界值 (约为 25.0 nm) 时交换耦合才开始存在.

## 2 实 验

用直流磁控溅射法在 Si(100) 衬底上制备两个楔形样品, P<sub>y</sub> (8.0 nm)/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> ( $t_{\text{AFM}}$ )

和  $P_y(t_{\text{FM}})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}$  (53.0 nm). 溅射源分别为 NiFe 合金靶和 Cr-Al 复合靶. 在第一个样品中,  $P_y$  层厚度均匀而 Cr-Al 呈楔形; 第二个样品正好相反. 系统的背景真空度为  $10^{-6}$  Pa, 溅射过程中氩气压为 0.7 Pa, 溅射速率约为 0.2 nm/s. 在溅射过程中, 沿膜面且垂直于楔形方向加  $1.6 \times 10^4$  A/m 的外场. 最后在样品的表面沉积 3.0 nm 厚的 Cu 覆盖层来保护样品. 用振动样品磁强计测量了样品的室温磁滞回线, 测量前沿楔形方向把样品切成小片, 然后进行场冷, 其中外场的方向沿膜面方向, 且垂直于楔形方向.

### 3 结果及讨论

图 1 为  $P_y(t_{\text{FM}})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}$  (53.0 nm) 系列中室温  $H_c$  随 FM 层厚度的变化情况. 很明显,  $H_c$  正比于  $1/t_{\text{FM}}$ , 由于  $H_c = \frac{|U(S_{\text{FM}}S_{\text{AFM}})|}{t_{\text{FM}}M_{\text{FM}}}$ , 其中  $S_{\text{FM}}$  和  $S_{\text{AFM}}$  分别为 FM 和 AFM 层在界面处的自旋矢量, 因此单位面积的交换耦合能为  $H_c t_{\text{FM}} M_{\text{FM}}$ . 利用  $P_y$  层的磁化强度  $M_{\text{FM}} = 7.80 \times 10^5$  A/m, 可得交换耦合能为  $4.7 \times 10^{-6}$  J/m<sup>2</sup>, 这个值比 FeMn 的相应值 ( $5.7 \times 10^{-5}$  J/m<sup>2</sup>) 要小一个数量级<sup>[8]</sup>.

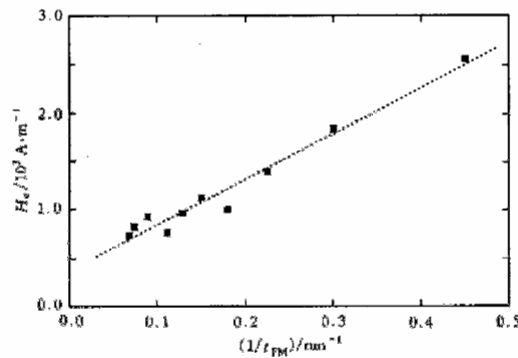


图 1  $P_y(t_{\text{FM}})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}$  (53.0 nm) 系列中室温  $H_c$  随 FM 层厚度的变化

图 2 为室温下  $H_c$  与 FM 层厚度的关系. 很显然,  $H_c$  与  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$  近似成正比例关系. 最近 Zhang 等<sup>1)</sup> 根据界面随机场模型计算了 FM/AFM 双层膜中矫顽力随 FM 层厚度及温度的依赖关系, 有如下关系式:

$$H_c(T) = \frac{J_S}{\sqrt{3}M_{\text{FM}}a_0^3} \sqrt{\frac{z'J_S}{zJ_F} \left(\frac{a_0}{t_{\text{FM}}}\right)^{3/2}} - \frac{z'J_S}{zJ_F} \frac{k_B T \ln(f_0 T)}{2\pi^2 M_{\text{FM}} t_{\text{FM}}^2 a_0}, \quad (1)$$

这里  $J_F$  和  $J_S$  分别为 FM 层和 FM/AFM 界面的交换作用常数,  $z$  和  $z'$  分别为 FM 层内和界面的配位数,  $a_0$  为 FM 层内原子面间距,  $f_0$  为畴壁与弛豫相关的频率. 从 (1) 式可以发现  $H_c(T)$  与温度呈线性变化, 这在一些 FM/AFM 双层膜中得到了验证<sup>[9]</sup>. 很显然, 如果温度  $T$  很低, 方程中等号右端第二项将可以忽略. 人们在  $P_y/\text{CoO}$  双层膜中观测到了这

1) 未发表.

个规律.然而,我们在  $P_y/\text{Cr-Al}$  双层膜中发现室温下  $H_c$  也与  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$  呈线性关系.由于在  $P_y/\text{Cr-Al}$  双层膜中界面交换能  $J_s$  比  $P_y/\text{FeMn}$  和  $P_y/\text{CoO}$  中小 1—2 个数量级,因此即使  $T=300\text{ K}$ , (1) 式等号右端第二项仍然很小.在这种情况下,室温  $H_c$  仍然与  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$  成正比关系.

图 3 为  $P_y(8.0\text{ nm})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}(t_{\text{AFM}})$  双层膜中  $H_e$  和  $H_c$  随 AFM 层厚度变化而变化.  $H_e$  随 AFM 层厚度的变化存在一阈值,当  $t_{\text{AFM}} \leq 25.0\text{ nm}$  时,  $H_e = 0$ . 当  $t_{\text{AFM}} > 25.0\text{ nm}$  时,  $H_e$  开始增大,并在  $50.0\text{ nm}$  处达到极大,然后略有减小.特别有趣的是,  $H_c$  不存在阈值,  $H_c \neq 0$ , 且不断增大.这时尽管磁滞回线没有偏离原点,但是 AFM 层已经对 FM 层内磁畴的运动有钉扎作用,从而说明  $H_c$  增强的机理与  $H_e$  完全不同.可用下式<sup>[4]</sup>解释  $H_e$  存在阈值这一现象:

$$E = -HM_{\text{FM}}t_{\text{FM}}\cos\theta_{\text{FM}} + K_{\text{FM}}t_{\text{FM}}\sin^2\theta_{\text{FM}} + K_{\text{AFM}}t_{\text{AFM}}\sin^2\theta_{\text{AFM}} - J_s\cos(\theta_{\text{FM}} - \theta_{\text{AFM}}), \quad (2)$$

式中有关参数的含义可参阅文献[4].如果  $J_s > K_{\text{AFM}}t_{\text{AFM}}$ , 则磁滞回线将不会移动,只有当 AFM 层的厚度超过一定值,使得  $J_s < K_{\text{AFM}}t_{\text{AFM}}$ , 才会出现交换偏置.根据下式可以计算出 AFM 层内的交换各向异性能:

$$K_{\text{AFM}} = H_{\text{ex}}M_{\text{FM}}t_{\text{FM}}/t_c(\text{AFM}). \quad (3)$$

由方程(3)可知,如果  $t_c$  越大就表明  $K_{\text{AFM}}$  越小.在 FeMn 构成的双层膜中,其室温  $t_c$  约为  $3.0\text{ nm}$ , 远比 Cr-Al 的相应值小.知道 AFM 层的临界厚度,就可以求得 AFM Cr-Al 层中的各向异性常数为  $1.9 \times 10^2\text{ J/m}^3$ , 这一数值比 FeMn 的相应值小两个数量级<sup>[4]</sup>.对于某一 AFM 层厚度,尽管在室温下  $J_s > K_{\text{AFM}}t_{\text{AFM}}$ , 但是在低温下如果  $J_s < K_{\text{AFM}}t_{\text{AFM}}$ , 则将出现交换偏置.这在实验中也得到了验证,即尽管当  $t_{\text{AFM}} \leq 25.0\text{ nm}$  时,室温  $H_e = 0$ , 但是在低温下  $H_e \neq 0$ .

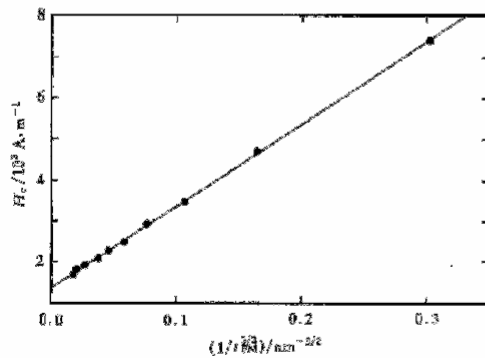


图 2  $P_y(t_{\text{FM}})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}(53.0\text{ nm})$  系列中室温  $H_c$  随 FM 层厚度的变化

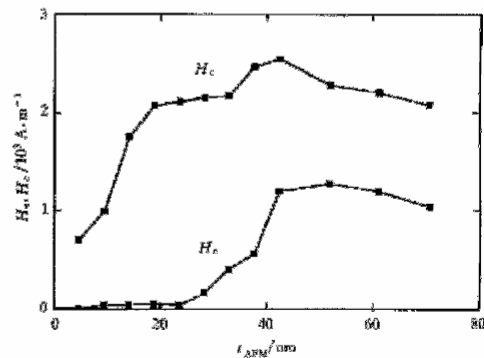


图 3  $P_y(8.0\text{ nm})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}(t_{\text{AFM}})$  双层膜中  $H_c$  和  $H_e$  随 AFM 层厚度的变化

## 4 结 论

研究了直流磁控溅射法制备的  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}$  双层膜中的交换耦合.结果表明,对

于  $P_y(t_{\text{FM}})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}$  (53.0 nm) 系列, 样品的  $H_e$  和  $1/t_{\text{FM}}$  成正比关系, 其室温矫顽力正比于  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$ , 从而表明在 Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> 中交换耦合为 FM/AFM 界面的随机相互作用. 对于  $P_y(8.0 \text{ nm})/\text{Cr}_{82}\text{Al}_{18}$  ( $t_{\text{AFM}}$ ) 样品,  $H_e$  随 AFM 层厚度的变化存在一阈值(约为 25.0 nm), 当 AFM 层厚度超过这一临界值时,  $H_e \neq 0$ , 但是  $H_c$  不存在阈值, 从而表明  $H_e$  和  $H_c$  的增强有不同的来源.

感谢霍普金斯大学 C. L. Chien 教授和上海市科学技术委员会的支持.

- [1] J. C. S. Kools, *IEEE Trans. Magn.*, **32**(1996), 3165.
- [2] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, *Phys. Rev.*, **102**(1956), 1413.
- [3] C. Tsang, K. Lee, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 2606.
- [4] D. Mauri, E. Kay, D. Scholl *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **62**(1987), 2929.
- [5] T. J. Klemmer, V. R. Inturi, M. K. Minor *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **70**(1997), 2915.
- [6] T. Ambrose, C. L. Chien, *J. Appl. Phys.*, **83**(1998), 6822.
- [7] W. Koster, E. Wachtel, K. Grube, *Z. Metallkd.*, **54**(1963), 393.
- [8] S. M. Zhou, K. Liu, C. L. Chien, *Phys. Rev.*, **B58**(1998), R14717.
- [9] D. Lederman, T. Moran, I. K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 3186.

## EXCHANGE COUPLING IN Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cr<sub>82</sub>Al<sub>18</sub> BILAYERS

XIA GUO-QIANG ZHOU SHI-MING WANG SONG-YOU CHEN LIANG-YAO

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

(Received 10 June 1999; revised manuscript received 25 July 1999)

### ABSTRACT

In  $P_y/\text{CrAl}$  bilayers (where  $P_y = \text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ), the coercivity at room temperature is found to be a linear function of  $1/t_{\text{FM}}^{3/2}$ , indicating the existence of random exchange interaction at the FM/AFM interface (FM = ferromagnetic, AFM = antiferromagnetic). The AFM layer thickness dependencies of the  $H_e$  and  $H_c$  are also studied.

PACC: 7550R; 7570C