

# 交换偏置双层膜中的反铁磁自旋结构 及其交换各向异性\*

许小勇 潘 靖 胡经国†

(扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)  
(2007 年 1 月 24 日收到, 2007 年 2 月 23 日收到修改稿)

研究了交换偏置双层膜中界面存在二次以及双二次交换耦合下反铁磁磁矩转动及其交换各向异性. 结果表明, 其反铁磁膜中的磁矩转动存在可逆“恢复行为”、不可逆“半转动行为”、不可逆“倒转行为”以及不可逆“半倒转行为”四种情形, 四种情形的出现强烈地依赖于界面二次、双二次耦合以及反铁磁膜厚度. 其中可逆恢复行为情况下, 系统出现交换偏置, 而不可逆的半转、半倒转以及倒转情形, 系统不出现交换偏置. 特别地, 在界面处仅存在双二次耦合的情形下, 其界面双二次耦合常数  $J_2 \leq 0.1 \sigma_w$  (反铁磁畴壁能量  $\sigma_w$ ) 时, 系统有正交换偏置. 若  $J_2 > 0.1 \sigma_w$ , 系统出现增强的矫顽场, 但无交换偏置. 当界面处存在二次耦合下, 其双二次耦合可削弱甚至消除交换偏置, 而总增强矫顽场.

关键词: 反铁磁自旋结构, 交换各向异性, 界面双二次耦合, 交换偏置

PACC: 7570, 7530G, 7540M, 7530T

## 1. 引 言

自从 Meiklejohn 和 Bean 在钴与氧化钴混合颗粒系统中发现交换偏置以来<sup>[1]</sup>, 特别是在设计的以铁磁/反铁磁双层膜为基础的自旋阀中发现有增强的巨磁阻效应以后, 这种具有交换偏置的多层膜在信息存储及读取器件中得到了广泛的应用<sup>[2-4]</sup>. 所谓交换偏置是指铁磁/反铁磁体系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, 其偏离量称为交换偏置. 同时, 伴随着矫顽力的增强. 尽管对铁磁/反铁磁双层膜系统交换偏置现象已有大量的实验<sup>[5-12]</sup>和理论<sup>[13-20]</sup>报道, 但目前对这一现象的物理机理仍然没有很好地解释. 其中, 反铁磁层(AF)磁矩旋转扭曲行为及其磁滞损失现象为认识其物理机理提供一个有效手段<sup>[14, 21]</sup>. Nell 发现了反铁磁磁矩旋转会产生不可逆行为, 但他没有把这种行为与交换偏置联系起来<sup>[22]</sup>. Stiles 等人把“铁磁共振”试验中发现的“旋转磁各向异性”归因于 AF 磁矩的不可逆旋转行为<sup>[16]</sup>. Xi 等人通过建立铁磁/反铁磁双层膜交换耦

合模型, 数值地描述了反铁磁磁矩随铁磁磁化旋转扭曲存在可逆转和不可逆转行为. 并基于此模型, 讨论了交换偏置、矫顽场的增强以及磁滞能耗的物理机理, 得到交换各向异性不可能超过反铁磁畴壁能的结论<sup>[15]</sup>.

Koon<sup>[21]</sup>提出反铁磁层界面原子磁矩的自旋翻转与铁磁层之间的垂直耦合可能是造成交换偏置的机理. Schulthess<sup>[23]</sup>对于理想的 CoO(111)铁磁层系统, 利用微观海森伯模型以及对自旋运动的朗道-利兹方程式计算, 认为此自旋翻转垂直耦合作用仅对铁磁层引致一强的单轴磁各向异性, 而造成矫顽场明显增加. 其真正导致交换耦合作用的是反铁磁层界面中未补偿缺陷. Slonczewski<sup>[24]</sup>提出双二次耦合作用的机理, 在他的模型中考虑了反铁磁层内短程交换耦合和层间交换耦合, 通过引入膜层厚度波动, 考虑了相连层间垂直耦合, 即双二次耦合. 进一步地, Heijden 等人<sup>[25]</sup>指出: 反铁磁磁晶各向异性应当被考虑. Kohlhepp 等人<sup>[8]</sup>用实验的办法研究了铁磁/反铁磁界面形态对交换耦合的影响, 然而在他们的解释中却忽略了反铁磁层内短程交换耦合. 为此, 本文在计入界面的二次耦合, 以及双二次耦合的框架下, 同

\* 国家自然科学基金(批准号: 310347118)和江苏省高校自然科学基金(批准号: 2006KJB140133)资助的课题.

† E-mail: hujgz@263.net

时考虑到反铁磁单轴磁晶各向异性,详细地讨论了铁磁/反铁磁双层膜界面双二次耦合对反铁磁磁矩旋转行为的影响,进而讨论了它对交换偏置  $H_c$  和矫顽场  $H_c$  的影响.结果显示:当界面处存在二次耦合下,其双二次耦合可削弱甚至消除交换偏置,但其矫顽场总得以加强.特别地,在铁磁/反铁磁界面处无二次耦合情况下,当双二次耦合很小时系统有交换偏置,这与 Koon 的结论一致<sup>[21]</sup>,但一般地,它不能单独诱发交换偏置,这与 Schulthess 的讨论一致<sup>[23]</sup>.

## 2. 理论模型

对反铁磁/铁磁双层膜,我们定义界面为  $x$ - $y$  平面, $z$  轴垂直于界面.其中铁磁层厚度非常薄<sup>[26]</sup>,可假设其膜平面上是各向同性的,在存在外场的情况下,铁磁磁矩会发生一致进动.其中,角  $\alpha$  定义为铁磁层磁化方向与  $x$  轴的夹角,磁化强度  $M_{FM}$  在界面内沿  $x$  方向发生旋转.反铁磁层具有一定的厚度  $t_{AF}$ ,且具有单轴磁晶各向异性,其一端自由旋转,另一端与铁磁层发生交换耦合,使得反铁磁磁矩随着  $M_{FM}$  旋转,在  $z$  轴方向上发生扭曲.两端界面上反铁磁磁矩旋转的角度分别用  $\varphi_0$  和  $\varphi_t$  表示.

基于以上假设和讨论,系统能量可写为

$$E_{sw} = \int_0^{t_{AF}} \left[ A_{AF} \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + K_{AF} \sin^2 \varphi \right] dz - J_1 \cos(\varphi - \alpha) \Big|_{z=t_{AF}} + J_2 \cos^2(\varphi - \alpha) \Big|_{z=t_{AF}}, \quad (1)$$

式中第一项为反铁磁内部能量,其中包括层内交换耦合能和单轴各向异性能,第二项为界面二次耦合能,第三项为界面双二次耦合能.这里的  $A_{AF}$  和  $K_{AF}$  分别是有限厚度为  $t_{AF}$  的反铁磁层的交换耦合常数和单轴各向异性常数. $\alpha$  表示铁磁磁化强度  $M_{FM}$  与反铁磁易轴的夹角.反铁磁磁矩方向随厚度( $z$  轴)的变化用  $\varphi(z)$  表示. $J_1$  和  $J_2$  分别表示铁磁层与反铁磁层磁矩在界面处二次交换耦合和双二次交换耦合强度.根据自由能最小化的方法,系统平衡态时反铁磁自旋结构可写为

$$2A_{AF} \left( \frac{d^2 \varphi}{dz^2} \right) - K_{AF} \sin(2\varphi) = 0, \quad (2)$$

其中边界条件为

$$\left( \frac{d\varphi}{dz} \right) \Big|_{z=0} = 0,$$

$$\left( \frac{d\varphi}{dz} \right) \Big|_{z=t_{AF}} = \frac{J_1}{2A_{AF}} \sin(\varphi_t - \alpha) - \frac{J_2}{2A_{AF}} \sin^2(\varphi_t - \alpha). \quad (3)$$

方程(2)给出了反铁磁磁矩的结构,它们在膜平面上是一致的,在厚度方向上变化.随反铁磁厚度  $t_{AF}$  趋于无限大,系统能量简化为 Mauri 等人给出的结果<sup>[14]</sup>.为了进行数值计算,我们把方程(2)(3)转变为步长为  $10^{-3} \delta_w$  的离散形式,其中  $\delta_w = \sqrt{A_{AF}/K_{AF}}$ ,计算结果与步长的选取无关.这里反铁磁厚度用畴壁特征长度  $\delta_w$  表征,界面耦合能  $J_1$  和  $J_2$  用畴壁能量参数  $\sigma_w = 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$  来标定.

## 3. 结果与讨论

根据 Xi 等人的研究,如果只考虑二次耦合,在  $M_{FM}$  旋转的过程中反铁磁磁矩转动仅存在  $J_1 \leq \sigma_w$  的可逆恢复行为和  $J_1 > \sigma_w$  的不可逆倒转行为两种<sup>[15]</sup>.而考虑到界面双二次耦合后,我们发现其反铁磁磁矩转动行为较为复杂,可分为四个不同行为,即可逆“恢复行为”、不可逆“半转动行为”、不可逆“倒转行为”以及不可逆“半倒转行为”.

图1描述了不同  $J_1$  和  $J_2$  下,反铁磁/铁磁双层膜中反铁磁磁矩随铁磁磁矩  $M_{FM}$  旋转的构型图.图1(a)显示了铁磁磁化从反铁磁易轴开始旋转,反铁磁磁矩形成螺旋结构.当  $M_{FM}$  旋转至  $180^\circ$  时,反铁磁磁矩回旋恢复到初始状态,我们称之为“恢复行为”;图1(b)显示了反铁磁磁矩螺旋结构松散后,进入不稳定状态,当  $M_{FM}$  旋转  $180^\circ$  时,反铁磁磁矩却旋至与初始状态相反的方向,我们称之为“倒转行为”;图1(c)显示了反铁磁磁矩螺旋结构松散后,回旋恢复至初始状态,随后继续跟随  $M_{FM}$  旋转,当  $M_{FM}$  旋转  $180^\circ$  时,耦合界面处的反铁磁磁矩  $\varphi_t$  趋近反铁磁难轴,但  $\varphi_t < 90^\circ$ ,我们称之为“半转动行为”.图1(d)显示了反铁磁磁矩螺旋结构在相变点突然松散至初始状态,随后继续跟随  $M_{FM}$  旋转,当  $M_{FM}$  旋转至  $180^\circ$  时,耦合界面处的反铁磁磁矩却能超越反铁磁难轴,但  $\varphi_t < 180^\circ$ ,我们称之为“半倒转行为”.

$$1) 0 < J_1 \leq \sigma_w$$

当 AF 层厚度( $t_{AF} = 3.0\delta_w$ )、二次耦合常数( $J_1 = 0.9\sigma_w$ )不变的情况下改变双二次耦合常数  $J_2$ ,反铁磁磁矩构型图,如图2所示.其中图2(a)  $J_2 =$

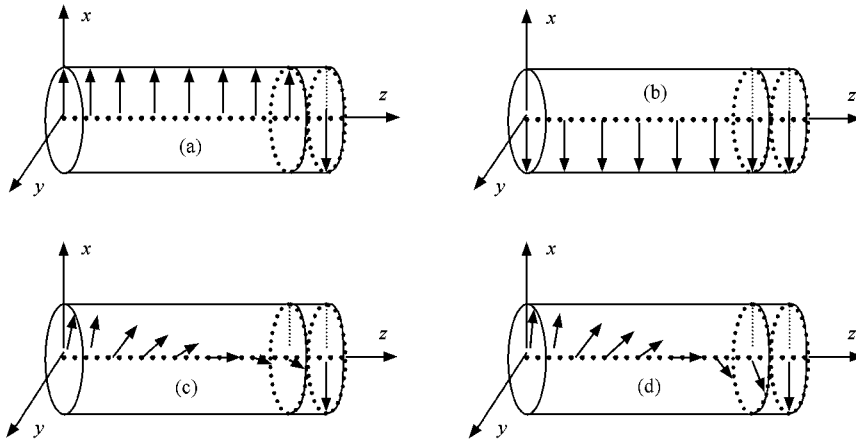


图 1 不同的界面二次交换耦合  $J_1$ 、双二次交换耦合  $J_2$  下, 四种不同反铁磁自旋结构示意图

$0.09\sigma_w$  (图 2b))  $J_2 = 0.9\sigma_w$ . 当  $J_2 \leq 0.1\sigma_w$  时, 如图 2(a) 所示: 曲线与  $J_2 = 0$  的情形<sup>[29]</sup> 类似, 铁磁层磁矩  $M_{FM}$  从  $0^\circ$  旋转至  $180^\circ$  的过程中, 界面耦合使得反铁磁磁矩尽力跟随  $M_{FM}$  旋转, 当  $M_{FM}$  旋转超过一个临界角度  $\alpha_{1crit}$  (此例中  $\alpha_{1crit} = 168^\circ$ ) 时, 界面耦合能不能继续维持反铁磁螺旋结构所产生的内部能量, 从而反铁磁磁矩回旋, 当  $\alpha = 180^\circ$  时, 反铁磁磁矩回旋至初始状态. 当  $M_{FM}$  从  $360^\circ$  倒转至  $0^\circ$  的过程中,  $\varphi_0$ ,  $\varphi_t$  随  $\alpha$  旋转的曲线与正转过程曲线重合, 说明反铁

磁磁矩运动是可逆的恢复行为. 这个过程与图 1(a) 可逆“恢复行为”相对应. 通过进一步计算, 我们发现, 此过程中  $\alpha_{1crit}$  总大于  $90^\circ$ , 并随着  $J_2$  的增大趋于  $180^\circ$ . 当  $J_2 > 0.1\sigma_w$  时, 如图 2(b) 所示: 铁磁层磁矩  $M_{FM}$  从  $0^\circ$  旋转至  $180^\circ$  的过程中, 反铁磁磁矩运动分为两个阶段: 第一阶段,  $M_{FM}$  从反铁磁易轴开始旋转, 反铁磁磁矩跟随其旋转, 当  $M_{FM}$  旋转至一个小于  $90^\circ$  的临界角  $\alpha_{2crit}$  (此例中  $\alpha_{2crit} = 51^\circ$ ) 时, 反铁磁磁矩回旋至初始状态, 与“恢复行为”类似. 第二阶段, 随

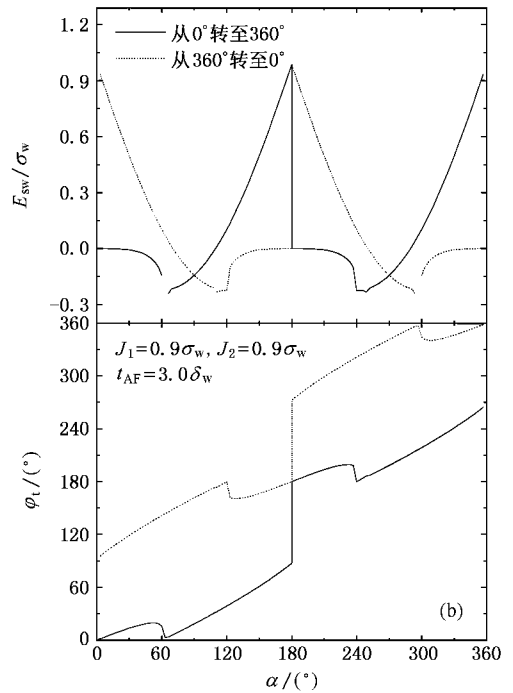
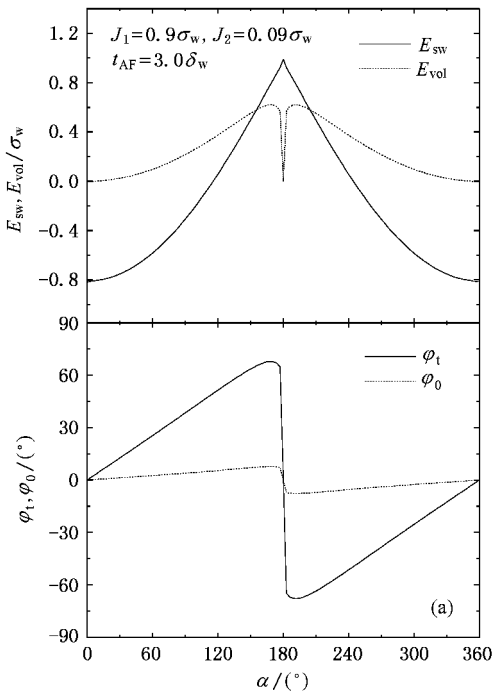


图 2  $J_1 = 0.9\sigma_w$ ,  $t_{AF} = 3.0\delta_w$  时,  $J_2$  分别取  $0.09\sigma_w$ ,  $0.9\sigma_w$  的情况下, 系统能量  $E_{sw}$ 、反铁磁体积能  $E_{vol}$  以及  $\varphi_0$ ,  $\varphi_t$  随  $\alpha$  的变化关系

着  $M_{\text{FM}}$  的继续旋转,界面处反铁磁磁矩重新跟随  $M_{\text{FM}}$  旋转,当  $M_{\text{FM}}$  旋转至  $180^\circ$  时,  $\varphi_1$  接近  $90^\circ$  (此例中  $\varphi_1 = 87.4^\circ$ ),系统进入亚稳态,随着  $M_{\text{FM}}$  的继续旋转,反铁磁磁矩会跳转至  $\varphi_1 = 180^\circ$  的能量为 0 的稳定态.在  $M_{\text{FM}}$  从  $180^\circ$  旋转至  $360^\circ$  的过程中,AF 磁矩经历类似的两个阶段的运动过程.当  $M_{\text{FM}}$  从  $360^\circ$  倒转至  $0^\circ$  的过程中,  $\varphi_1$  随  $\alpha$  旋转的曲线与正转过程曲线不能重合.此情形下,反铁磁磁矩运动是不可逆的半转动行为.这个过程与图 1(c) 不可逆“半转动行为”相对应.进一步研究发现:在第二阶段中,界面处铁磁层磁矩  $M_{\text{FM}}$  与反铁磁磁矩的夹角 ( $\alpha - \varphi_1$ ) 几乎不变,而且随着  $J_2$  的增大,  $\alpha - \varphi_1$  以及临界角  $\alpha_{2\text{crit}}$  都逐渐变大,都趋于  $90^\circ$ .

综上所述,在  $0 < J_1 \leq \sigma_w$ ,  $t_{\text{AF}} = 3.0\delta_w$  情况下,反铁磁/铁磁双层膜系统中反铁磁磁矩随铁磁磁矩  $M_{\text{FM}}$  的旋转在引入双二次耦合后并不只是发生可逆“恢复行为”.它不同于 Xi 等人的研究结果,即在  $J_1 = 0.9\sigma_w$ ,  $J_2 = 0$  的情况下,仅在  $t_{\text{AF}}$  小于临界值  $t_{\text{AFcrit}}$  (此例中  $t_{\text{AFcrit}} \approx 2.28\delta_w$ ) 时,反铁磁磁矩才会发生不可逆行为.当引入界面双二次耦合后,即使  $t_{\text{AF}}$  大于临界厚度  $t_{\text{AFcrit}}$ ,但随着  $J_2$  的增加反铁磁磁矩不仅发生可逆“恢复行为” ( $J_2 \leq 0.1\sigma_w$ ),也有可能发生不可逆“半转动行为” ( $J_2 > 0.1\sigma_w$ ).而且,反铁磁磁矩发生可逆“恢复行为”的临界角度  $\alpha_{1\text{crit}}$  随着  $J_2$  增大趋近  $180^\circ$ .进一步,反铁磁磁矩运动发生不可逆“半转动行为”的过程又可分为两个阶段,其转变的临界角度  $\alpha_{2\text{crit}}$  随  $J_2$  的增大将趋于  $90^\circ$ .

## 2) $J_1 > \sigma_w$

如图 3 显示,引入界面双二次耦合常数  $J_2$  后,在  $J_1 = 5.0\sigma_w$ ,  $t_{\text{AF}} = 3.0\delta_w$  时,  $J_2$  分别取  $0.5\sigma_w$ ,  $5.0\sigma_w$  的情况下,反铁磁磁矩构型图.

如图 3(a) 所示,  $J_2 \leq \sigma_w$  的情形与  $J_2 = 0$  的 Xi 等人的情形<sup>[15]</sup> 是类似的.反铁磁磁矩随  $M_{\text{FM}}$  旋转发生不可逆“倒转行为”,  $M_{\text{FM}}$  从  $0^\circ$  旋转至  $180^\circ$  的过程中,界面耦合使得界面处反铁磁磁矩紧跟其后,当  $M_{\text{FM}}$  旋转超过反铁磁难轴,到达一个临界角度  $\alpha = \alpha_{3\text{crit}}$  (此例中  $\alpha_{3\text{crit}} = 135^\circ$ ) 时,反铁磁磁矩螺旋结构开始松散,进入不稳定的松散状态.当  $M_{\text{FM}}$  旋转  $180^\circ$  时,反铁磁磁矩也旋转至  $180^\circ$ .当  $M_{\text{FM}}$  从  $360^\circ$  倒转至  $0^\circ$  时,  $\varphi_1$  随  $\alpha$  旋转的曲线与正转过程曲线不能重合,此过程中反铁磁磁矩倒转行为是不可逆的.这一

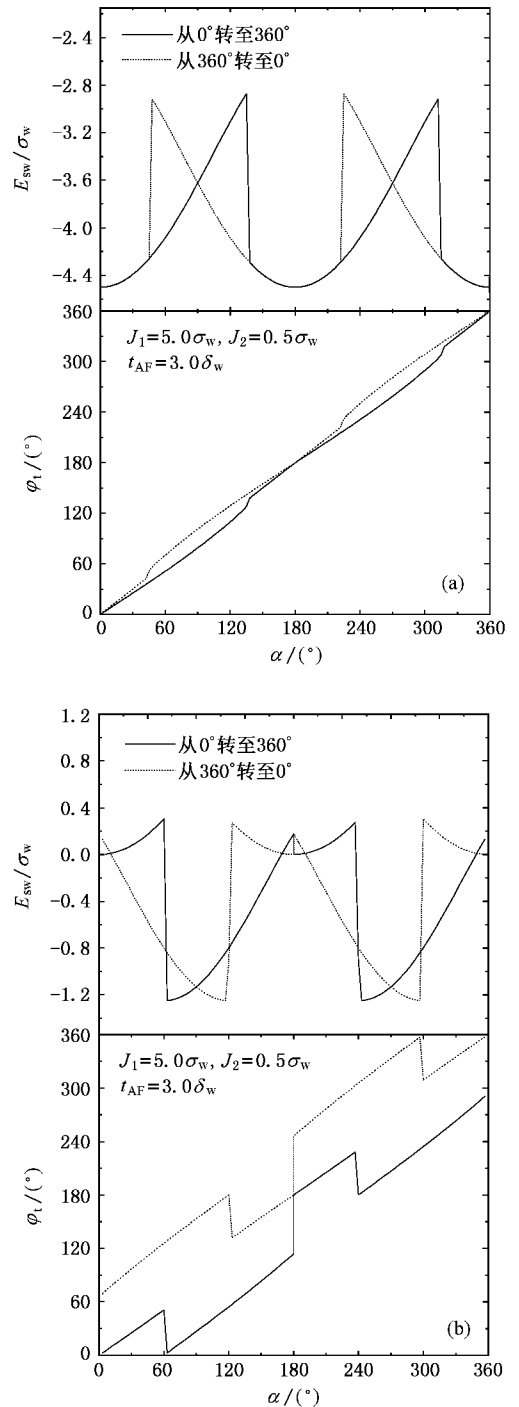


图 3  $J_1 = 5.0\sigma_w$ ,  $t_{\text{AF}} = 3.0\delta_w$  时,  $J_2$  分别取  $0.5\sigma_w$ ,  $5.0\sigma_w$  的情况下,系统能量  $E_{\text{SW}}$  以及  $\varphi_1$  随  $\alpha$  的变化关系

过程与图 1(b) 相对应,我们称之为不可逆“倒转行为”.但  $J_2 > \sigma_w$  时,  $\varphi_1$  曲线也可分为两个阶段.第一阶段中,  $\varphi_1$  随着  $\alpha$  的增大几乎线性增大,当  $\alpha$  达到一个临界角度  $\alpha_{4\text{crit}}$  (此例中  $\alpha_{4\text{crit}} = 51^\circ$ ) 时,  $\varphi_1$  会突然减至  $0^\circ$ ,反铁磁磁矩螺旋结构突然松散,进入初始状态.随着  $M_{\text{FM}}$  的继续旋转,系统进入第二阶段,  $\varphi_1$

随  $\alpha$  线性增大,  $\alpha - \varphi_i$  几乎保持不变(此例中为  $67^\circ$ ). 当  $\alpha = 180^\circ$  时, 界面处反铁磁磁矩超过反铁磁难轴, 但  $\varphi_i < 180^\circ$  (此例中  $\varphi_i = 114^\circ$ ). 由于  $M_{FM}$  逆转过程与正转过程的  $\varphi_i$  曲线不重合, 此过程中反铁磁磁矩的半倒转行为仍然是不可逆的. 这一过程与图 1(d) 相对应, 我们称之为不可逆“半倒转行为”. 通过计算, 我们发现: 反铁磁磁矩螺旋结构突然松散的临界角度  $\alpha_{crit}$  总小于  $90^\circ$ , 并随着  $J_2$  的增大逐步变大. 当  $\alpha = 180^\circ$  时, 界面处反铁磁磁矩总超过反铁磁难轴, 此时旋转角  $\varphi_i$  随着  $J_2$  的增大将逐渐变小, 趋于  $90^\circ$ .

3)  $J_1 = 0$

为了更加清晰地了解反铁磁/铁磁双层膜系统中界面双二次耦合  $J_2$  对反铁磁自旋结构的影响, 我们特别研究了  $J_1 = 0$  的极限情形下, 反铁磁自旋结构随  $J_2$  的变化关系. 如图 4(a) 所示, 当  $J_2 \leq 0.1\sigma_w$  时, 随着  $M_{FM}$  旋转, 反铁磁磁矩也会跟随其作微弱的

转动, 当  $\alpha = 45^\circ$  时, 反铁磁磁矩开始回旋. 当  $M_{FM}$  旋转到  $\alpha = 90^\circ$  时, 反铁磁磁矩恢复到初始状态. 随后, 反铁磁磁矩继续跟随  $M_{FM}$  旋转, 形成螺旋结构. 当  $M_{FM}$  旋转超过  $135^\circ$  时, 反铁磁磁矩又开始回旋,  $\alpha = 180^\circ$  时, 恢复到初始状态.  $M_{FM}$  从  $360^\circ$  逆转到  $0^\circ$  的过程中,  $\varphi_0, \varphi_i$  曲线与正转情形下的曲线重合, 此过程属于可逆的“恢复行为”. 表明系统能出现交换偏置, 此结论与 Koon 的结论一致<sup>[21]</sup>. 但是, 当  $J_2 > 0.1\sigma_w$  时, 如图 4(b) 所示, 反铁磁磁矩跟随  $M_{FM}$  旋转, 但其夹角保持不变. 当  $M_{FM}$  旋转到  $\alpha = 90^\circ$  时, 反铁磁磁矩突然松散, 进入  $\varphi_i = 0^\circ$  的初始状态. 紧接着, 随着  $M_{FM}$  的旋转, 反铁磁磁矩继续跟随旋转, 其夹角仍然保持不变. 当  $\alpha = 180^\circ$  时, 反铁磁磁矩不会超过反铁磁难轴(即  $\varphi_i < 90^\circ$ ). 当  $M_{FM}$  逆转时,  $\varphi_i$  曲线与正转情形下的曲线不重合, 此过程属于不可逆“半转动行为”. 系统无交换偏置, 但其矫顽场得到了增强, 它与 Schulthess 的结果一致<sup>[23]</sup>.

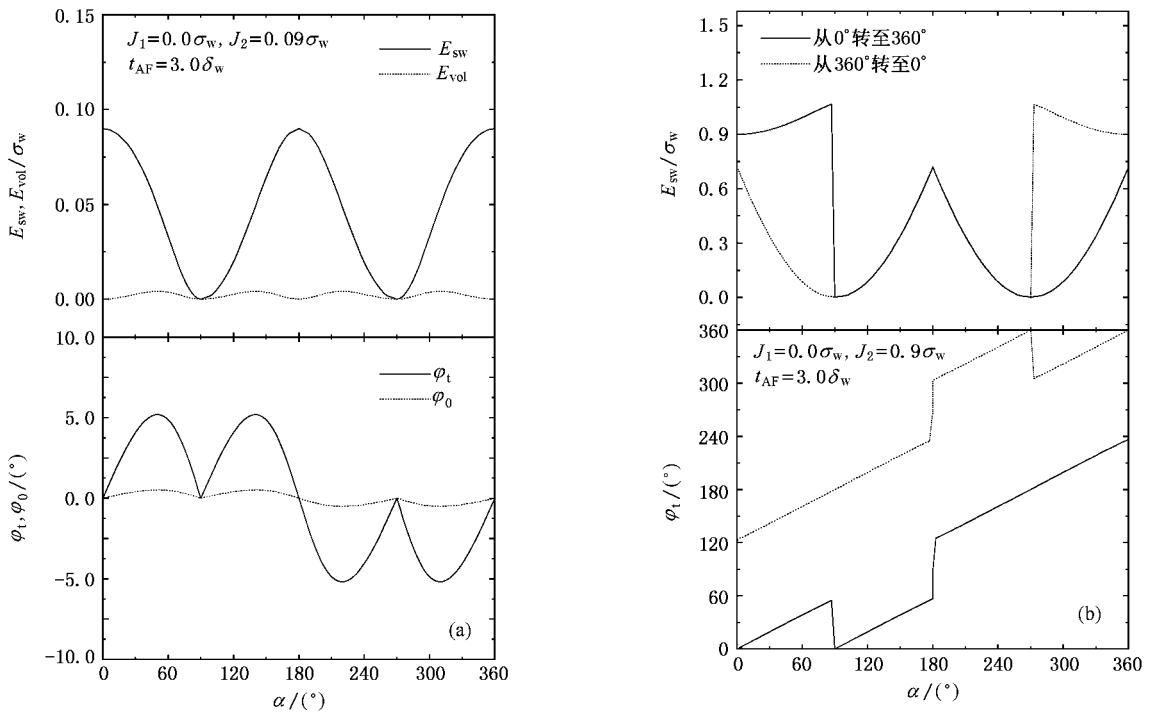


图 4  $J_1 = 0, t_{AF} = 3.0 \delta_w$  时,  $J_2$  分别取  $0.09\sigma_w, 0.9\sigma_w$  的情况下, 系统能量  $E_{sw}$ 、反铁磁体积能  $E_{vol}$  以及  $\varphi_0, \varphi_i$  随  $\alpha$  的变化关系

通过反铁磁磁矩相转变的比较, 可以得出: 1)  $J_1$  力求反铁磁磁矩  $M_{AF}$  与铁磁磁矩  $M_{FM}$  平行耦合, 并诱发磁滞回线中心偏移.  $J_2$  力求界面处的反铁磁磁矩  $M_{AF}$  与  $M_{FM}$  正交耦合, 诱发磁矩“旋转跳跃”. 因此,  $J_2$  相对小时,  $J_1$  占主导作用, 反铁磁磁矩发生

“恢复行为”或“倒转行为”, 而  $J_2$  足够大时,  $J_2$  占主导地位, 反铁磁磁矩发生“半转动行为”或者“半倒转行为”. 2) 在  $J_1 > \sigma_w$  的情况下, 当  $J_2 \leq \sigma_w$  时, 反铁磁磁矩发生不可逆完全“倒转行为”, 而当  $J_2 > \sigma_w$  时, 反铁磁磁矩发生不可逆“半倒转行为”. 系统不会出

现交换偏置  $H_c$ , 但矫顽场  $H_c$  得以加强. 3) 在  $J_1 \leq \sigma_w$  的情况下,  $J_2 \leq 0.1 \sigma_w$  时, 反铁磁磁矩发生可逆“恢复行为”, 系统出现交换偏置  $H_c$ . 进一步计算表明其交换偏置随着  $J_2$  的增大会变小, 当  $J_2 > 0.1 \sigma_w$  时, 反铁磁磁矩发生不可逆的“半转动行为”, 系统不再出现  $H_c$ , 但  $H_c$  仍有大的增强.  $J_2$  表示的“旋转跳跃”耦合有削弱甚至消除交换偏置  $H_c$ , 提高矫顽场  $H_c$  的作用, 这与相关文献 [13, 17] 结果一致. 4) 相比 Xi 等人的研究, 引入界面双二次项耦合后, 反铁磁磁矩随铁磁磁矩的旋转可分成四个相, 且系统中的交换偏置和矫顽场与  $J_1$ ,  $J_2$  以及  $t_{AF}$  都有着紧密的联系, 因此, 在研究反铁磁/铁磁双层膜的交换各向异性时, 其界面的粗糙度及形貌扮演着关键性的作用, 表现在实验上由于界面形态和结构难以控制引起实验结果的多样性. 5) 通过研究  $J_1 = 0$  的极限情形, 我们可以更加清晰地认识“旋转跳跃”耦合在反铁磁/铁磁双层膜系统中的作用, 并有助于理解  $H_c$  的产生以及  $H_c$  提高的物理机理. 在  $J_2 \leq 0.1 \sigma_w$  时, 反铁磁磁矩发生微弱的可逆“恢复行为”, 系统出现微弱的正交换偏置, 但其根源仍归于反铁磁矩的净磁化及其强的单轴磁晶各向异性. 在  $J_2 > 0.1 \sigma_w$  时, 反铁磁磁矩发生不可逆的“半转动行为”, 系统不出

现交换偏置, 而  $H_c$  有很大的增强.

## 4. 结 论

本文通过研究反铁磁磁矩自旋结构, 从物理机理上解释了铁磁/反铁磁双层膜系统中出现的交换场、矫顽场的增强等现象. 界面粗糙、缺陷以及反铁磁层多晶体等原因引起的界面形态波动可通过界面双二次耦合的计入得以修正. 并特别讨论了界面双二次耦合  $J_2$  对系统交换偏置  $H_c$ 、矫顽场  $H_c$  等的影响. 结果表明: 其反铁磁膜中的磁矩转动存在可逆“恢复行为”、不可逆“半转动行为”、不可逆“倒转行为”以及不可逆“半倒转行为”四种情形, 四种情形的出现强烈地依赖于界面二次、双二次耦合以及反铁磁厚度. 其中可逆恢复行为情况下, 系统出现交换偏置, 而不可逆的半转、倒转以及半倒转情形, 系统不出现交换偏置. 研究还表明: 界面处仅存在双二次耦合的情形下, 如果  $J_2 \leq 0.1 \sigma_w$  系统会有正交换偏置, 若  $J_2 > 0.1 \sigma_w$ , 系统不出现交换偏置, 但其矫顽场有明显地增强. 当界面处存在二次耦合下, 其双二次耦合可削弱甚至消除交换偏置, 而矫顽场总得到增强.

- [ 1 ] Meiklejohn W H, Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **102** 1413
- [ 2 ] Daughton J M, Chen Y J 1993 *IEEE Trans Magn.* **29** 2705
- [ 3 ] Dieny B 1994 *J. Magn. Magn. Mater* **136** 335
- [ 4 ] Heim D E, Fontana Jr R E, Tsang C 1994 *IEEE Trans Magn.* **30** 316
- [ 5 ] Noges J, Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mater* **192** 203
- [ 6 ] Kiwi M 2001 *J. Magn. Magn. Mater* **234** 584
- [ 7 ] Stamps R L 2000 *J. Phys.* D **33** R247
- [ 8 ] Kohlhepp J T, De Jonge W J M 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 6840
- [ 9 ] Dekadjevi D T, Suvorova A, Pogossian S, Spenato D, Ben Youssef J 2006 *Phys. Rev. B* **74** 100402 ( R )
- [ 10 ] Qian T, Li G, Zhang T, Zhou T F, Xiang X Q, Kang X W, Li X G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 012503
- [ 11 ] Zhou S M, Li H Y, Song J T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 917 ( in Chinese ) [ 周仕明、李合印、宋金涛 2002 物理学报 **51** 917 ]
- [ 12 ] Teng J, Cai J W, Xiong X T, Lai W Y, Zhu F W 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 272 ( in Chinese ) [ 滕 蛟、蔡建旺、熊小涛、赖武彦、朱逢吾 2004 物理学报 **53** 272 ]
- [ 13 ] Malozemoff A P 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 3874
- Malozemoff A P 1988 *Phys. Rev. B* **37** 7673
- [ 14 ] Mauri D, Siegmann H C, Bagus P S, Kay E 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 3047
- [ 15 ] Xi H, White Robert M 2000 *Phys. Rev. B* **61** 80
- Xi H, White Robert M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 3933
- [ 16 ] Stiles M D, McMichael R D 1999 *Phys. Rev. B* **59** 3722
- [ 17 ] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2529
- Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 1009
- [ 18 ] 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 ]
- [ 19 ] Hu J G, Stamps R L 2006 *Chin. Phys.* **15** 1595
- [ 20 ] Pan J, Tao Y C, Hu J G 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 3032 ( in Chinese ) [ 潘 靖、陶永春、胡经国 2006 物理学报 **55** 3032 ]
- [ 21 ] Koon N C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4865
- [ 22 ] Nell L 1988 *Selected Works of Louis Neel*, edited by N. Kurti ( Gordon and Breach, New York ) 469
- [ 23 ] Schulthess T C, Butler W H 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4516
- Schulthess T C, Butler W H 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5510
- [ 24 ] Slonczewski J C 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3172
- [ 25 ] Van der Heijden P A A, Swüste C H W, De Jonge W J M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1020

# Configuration of the antiferromagnetic magnetization and the exchange anisotropy in exchange-biased bilayers<sup>\*</sup>

Xu Xiao-Yong Pan Jing Hu Jing-Guo<sup>†</sup>

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

( Received 24 January 2007 ; revised manuscript received 23 February 2007 )

## Abstract

The phases of the antiferromagnetic magnetization and the corresponding exchange bias and coercivity in exchange-biased bilayers ( FM/AF ) with interface quadratic and biquadratic exchange coupling have been studied comprehensively. The results show that there are four possible cases for the antiferromagnetic magnetization , namely the reversible recovering case , irreversible half-rotating case , irreversible reversing and irreversible half-reversing cases. However , the realization of the cases strongly depends on interface quadratic coupling , interface biquadratic coupling and AF thickness. In the reversible recovering case the exchange coupling between FM and AF results in the exchange bias , and there is no exchange bias in the other cases. Specially , for exchange-biased bilayers without interface quadratic coupling , there exists a critical value of the biquadratic coupling constant  $J_{2crit} = 0.1\sigma_w$  (  $\sigma_w$  denotes AF domain wall energy ) , below which the positive exchange bias appears , otherwise there is no exchange bias , and the coercivity can be enhanced. For the FM/AF bilayers with interface quadratic and biquadratic coupling , the interface biquadratic coupling can weaken or eliminate the exchange bias , but always enhances the coercivity.

**Keywords :** spin configuration of antiferromagnet , exchange anisotropy , interface biquadratic exchange coupling , exchange bias and coercivity

**PACC :** 7570 , 7530G , 7540M , 7530T

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Sciences Foundation of China ( Grant : No. 10347118 ) and Natural Science Foundation of College of Jiangsu Province ( Grant : No. 2006KJB140133 ).

<sup>†</sup> E-mail : hujgz@263.net