

张应力对铁磁/反铁磁体系交换偏置的影响^{*}

白宇浩¹, 云国宏^{1,2}, 那日苏²

(1. 内蒙古大学物理科学与技术学院, 内蒙古呼和浩特 010021;

2. 内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 内蒙古自治区功能材料

物理与化学重点实验室, 内蒙古呼和浩特 010022)

摘要: 采用能量极小原理及 Stoner-Wohlfarth 模型, 研究了张应力对铁磁/反铁磁双层薄膜交换偏置的影响。在不施加外磁场时, 根据体系能量与铁磁层磁化强度方向之间的关系, 得到了内禀易轴与内禀难轴的位置。交换各向异性与单轴各向异性之间的竞争使体系存在单稳态与双稳态两种不同的状态, 直接决定了交换偏置的角度依赖关系。分析磁化过程发现, 外磁场在沿内禀易轴及内禀难轴方向施加时, 磁滞回线的一支转换场发生突变, 另一支转换场保持不变, 最终导致交换偏置场和矫顽场出现阶跃行为。在阶跃点处, 体系具有较大的交换偏置场和矫顽场。数值计算表明: 张应力的大小与方向对交换偏置均有很大的影响, 均可以使体系在单稳态与双稳态之间相互转变并导致角度依赖关系发生显著变化。研究表明, 应力可作为一种可行的方法来控制和调节铁磁/反铁磁体系的交换偏置。

关键词: 单稳态; 双稳态; 张应力; 内禀易轴; 内禀难轴

中图分类号: O521.2; TM27

文献标识码: A

1 引 言

1956 年 Meiklejohn 和 Bean 在 CoO 覆盖的 Co 颗粒中首次发现了交换偏置现象^[1], 随后, 人们发现很多铁磁(FM)/反铁磁(AFM)体系中均存在交换偏置效应。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材料的奈尔温度冷却到低温时, 铁磁层材料的磁滞回线在沿磁场轴偏移原点的同时伴随有矫顽力增加的现象。巨磁电阻效应(GMR)发现后, FM/AFM 体系被证明在磁传感器和磁信息存储等技术领域有着广泛的开发和应用前景^[2-4], 研究交换偏置的物理机制并提高交换偏置材料的性能已经成为凝聚态磁学研究的前沿领域之一。

实验证实: 交换偏置起源于反铁磁界面未补偿的磁矩, 与具体的材料、材料厚度及微结构有关^[5-8]; 此外, 样品的制备工艺和生长条件对交换偏置也有很大的影响^[9-10]。尽管人们提出过多种理论模型来理解交换偏置的微观机理, 但这些模型都只能解释一些特定体系或交换偏置现象的某一方面, 并不能解释该领域已发现的所有实验现象^[11-16]。鉴于铁磁/反铁磁界面结构的复杂性, 交换耦合的微观图像至今仍不清楚。

应力对磁性材料的物理性能如各向异性、磁-机耦合特性等有很大影响^[17-19]。在制备以 FM/AFM

^{*} 收稿日期: 2008-11-16; 修回日期: 2009-02-24

基金项目: 国家自然科学基金(10762001); 教育部新世纪优秀人才计划基金(NCET-2005-0272); 高等学校博士学科点专项科研基金(200801260003)

作者简介: 白宇浩(1983—), 男, 博士研究生, 主要从事磁性薄膜材料中的交换偏置研究. E-mail: bhy198322@163.com

通讯作者: 云国宏(1961—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事磁性多层薄膜的本征激发、磁化动力学理论等方面的研究. E-mail: ghyun@imu.edu.cn

薄膜为基础的各种自旋阀及传感器时,必须考虑应力对交换偏置的影响^[20-21]。最近,一些学者从理论上讨论了应力对磁性薄膜磁学性质的影响,得到了一些有意义的结果^[22-24]。虽然有人曾讨论过外应力场下 FM/AFM 体系的交换偏置,但以可逆磁化为前提,只能得到交换偏置场随外应力的变化关系,不能讨论矫顽场的变化情况^[23]。Han 等人研究了外应力在平行以及垂直于单轴各向异性时,FM/AFM 体系交换偏置的变化行为,但没有讨论应力方向为一般情况时对交换偏置的影响^[20-21]。本工作以张应力为例,系统地讨论了应力的方向及大小对 FM/AFM 体系的交换偏置场及矫顽场的影响。

2 理论模型

考虑一个 FM/AFM 双层薄膜:定义未补偿的薄膜界面为 x - y 平面, z 轴垂直于界面。冷却场 H_{cool} 沿 x 轴正向施加,外磁场 H 与外应力 σ 均施加在薄膜平面内,与 x 轴正向的夹角分别为 θ_H 和 φ ;外应力考虑为张应力即 $\sigma > 0$ 。铁磁层的厚度为 t_F ,单轴各向异性沿着 x 轴。假定反铁磁层为半无限厚,使体系足以产生交换偏置。根据交换偏置的 M-B 模型^[11],FM/AFM 体系单位面积上的能量可以写为

$$E = K_F t_F \sin^2 \theta_F - J_E \cos \theta_F - \frac{3}{2} t_F \lambda_s \sigma \cos^2 (\varphi - \theta_F) - H M_F t_F \cos (\theta_H - \theta_F) \quad (1)$$

式中:第 1 项为铁磁层的单轴各向异性, K_F 为单轴各向异性常数, θ_F 为铁磁层磁化强度 M_F 与 x 轴正向的夹角;第 2 项表示界面耦合能, J_E 为界面耦合系数;第 3 项为应力各向异性,考虑铁磁层材料具有各向同性的磁致伸缩, λ_s 为饱和磁致伸缩系数;最后一项为铁磁层材料在外磁场中的塞曼能。定义参数

$$H_E = \frac{J_E}{M_F t_F}, \quad H_\sigma = \frac{3 \lambda_s \sigma}{M_F}, \quad H_A = \frac{2 K_F}{M_F}$$

分别为交换耦合场、应力场和单轴各向异性场。我们采用 Han 等人的实验数据^[20-21]: $H_A = (14.2/4\pi) \text{ kA/m}$, $H_E = (8.4/4\pi) \text{ kA/m}$, $M_F = 800 \text{ kA/m}$, $\lambda_s = -2 \times 10^{-7}$ 。首先考虑不施加外磁场,即 $H = 0$ 时的情形。采用约化形式,单位面积上的能量可以写为

$$\frac{E}{M_F t_F} = \frac{1}{2} H_A \sin^2 \theta_F - H_E \cos \theta_F - \frac{1}{2} H_\sigma \cos^2 (\varphi - \theta_F) \quad (2)$$

首先考虑 $\varphi = 0^\circ$,即张应力的方向与单轴各向异性一致时的情形。在平衡态中,体系的能量处于极小,平衡角度 θ_F 由

$$\begin{cases} \frac{1}{2} (H_A + H_\sigma) \sin 2\theta_F + H_E \sin \theta_F = 0 \\ (H_A + H_\sigma) \cos 2\theta_F + H_E \cos \theta_F > 0 \end{cases} \quad (3)$$

决定。经过简单演算可以知道,方程组的第一个方程式共有 4 个解

$$\theta_{F1} = 0^\circ, \quad \theta_{F2} = \arccos(-J), \quad \theta_{F3} = 180^\circ, \quad \theta_{F4} = 360^\circ - \arccos(-J) \quad (4)$$

式中: $J = H_E / (H_A + H_\sigma)$ 为约化耦合系数,是反映交换各向异性、单轴各向异性以及应力各向异性之间相互竞争的物理量。经过分析可知,体系存在一个临界约化耦合系数 $J_0 = 1$,即 $\sigma = \sigma_0 \approx 0.773 \text{ GPa}$;当 $0 \leq J < J_0$,即 $0 \leq \sigma < 0.773 \text{ GPa}$ 时,体系的能量极小出现在 θ_{F1} 和 θ_{F3} 处,而 θ_{F2} 和 θ_{F4} 则是能量极大的位置;体系具有两个能量极小,因此,我们将体系的这种状态称为“双稳态”。 $J \geq J_0$,即 $\sigma \geq 0.773 \text{ GPa}$ 时, θ_{F2} 和 θ_{F4} 不存在,体系的能量极大出现在 θ_{F3} 处,而能量极小只出现在 θ_{F1} 处;体系只有一个能量极小,我们称体系处于“单稳态”。

图 1 显示了不施加外磁场时,体系的约化能量 $E/M_F t_F$ 与铁磁层磁化强度方向 θ_F 之间的关系。从图中可看出,无论张应力 σ 如何变化,能量图像始终关于 $\theta_F = 180^\circ$ 即 x 轴对称。不施加外磁场时,我们将体系能量极小与能量极大所在的位置分别定义为内禀易轴与内禀难轴。体系处于双稳态(如: $\sigma = 0 \text{ GPa}$ 与 $\sigma = 0.29 \text{ GPa}$) 时:内禀难轴 θ_{F2} 和 θ_{F4} 处的能量相同,表明体系具有两个等价的内禀难轴;在两个共线的内禀易轴 θ_{F1} 和 θ_{F3} 处,体系的能量并不相同,说明体系的两个内禀易轴是不等价的。同时还看出,只要越过任何一个内禀难轴 θ_{F2} 或 θ_{F4} , M_F 就可以在两个内禀易轴 θ_{F1} 和 θ_{F3} 之间进行转换。体系处于

单稳态 (如: $\sigma = 1.15 \text{ GPa}$ 与 $\sigma = 1.5 \text{ GPa}$) 时, 内禀易轴 θ_{F1} 与内禀难轴 θ_{F3} 沿 x 轴共线, 表现出较强的单向各向异性。 $\varphi = 0^\circ$ 时, 存在一个临界张应力 $\sigma_0 = 0.773 \text{ GPa}$, σ 超过 σ_0 之后, 体系可以从双稳态过渡到单稳态。

由上面的讨论可知, 不施加外磁场时, 体系可以处于单稳态和双稳态两种不同的状态, 是由参数 J 即交换各向异性、单轴各向异性及应力各向异性三者之间的竞争决定的。由于应力各向异性本身就是一种单轴各向异性, 可以诱导一个易磁化方向, 因此, 体系处于单稳态还是双稳态, 本质上说是单轴各向异性与交换各向异性相互竞争的结果。从 (1) 式中可看出: $\varphi = 0^\circ$ 时, 在 $\lambda_s < 0$ 的前提下, 逐渐增大张应力 σ 将使应力场 H_σ 越来越负, 逐渐削弱了体系的单轴各向异性, 并使得单向各向异性在与单轴各向异性的竞争过程中逐渐占据优势, 体系也由双稳态逐渐过渡到单稳态。

实验上已经证实: 虽然没有涉及到铁磁/反铁磁体系界面复杂的磁畴结构, 但 M-B 模型在引入交换各向异性的基础上, 利用 Stoner-Wohlfarth 模型^[25] 也可以很好地解释某些 FM/AFM 体系的磁化行为^[26-28]。因此, 我们根据能量极小原理及 Stoner-Wohlfarth 模型求出给定外磁场方向 θ_H 下, 铁磁层磁滞回线与磁场轴的两个交点即转换场: H_{SL} 和 H_{SR} 。根据

$$H_E = (H_{SR} + H_{SL})/2, \quad H_c = (H_{SR} - H_{SL})/2 \quad (5)$$

求出交换偏置场 H_E 及矫顽场 H_c 。这里, 我们约定 $H_{SR} \geq H_{SL}$, 并假设起始磁化时, M_F 位于内禀易轴 θ_{F1} 处。下面将看到, 外磁场沿内禀难轴方向磁化时, H_E 与 H_c 将出现阶跃行为。最近, 交换偏置的阶跃现象已陆续被人们发现, 并指出存在一个临界角 θ_c , 外磁场沿此方向施加时, 交换偏置场将达到最大, 而磁滞和磁化反转的不对称性可以突然消失^[28-30], 但这些研究者并没有阐述阶跃产生的物理机制。下面以双稳态为例, 讨论内禀难轴 θ_{F4} 的反方向即 $\theta_{F4} - 180^\circ$ 附近的磁化过程, 并解释交换偏置的阶跃现象。

$0^\circ \leq \theta_H < \theta_{F4} - 180^\circ$ 时, 图 2(a) 显示了 M_F 在磁化过程中的转动行为。 H 由零向正无穷增加时, 在外磁场转动力矩的作用下, M_F 从 θ_{F1} 处顺时针转动至 H 所在的方向上; 在 H 由正无穷减小至零的过程中, M_F 从 H 处逆时针转回 θ_{F1} 。这两个磁化阶段均不会出现 M_F 垂直于 H 的情况, 因此不会出现转换场。 H 反向由零向负无穷变化时, M_F 从 θ_{F1} 逆时针转向 H 的反方向并出现转换场 H_{SL} , 相应的能量及平衡方程为

$$\begin{aligned} \frac{E}{M_F t_F} &= \frac{1}{2} H_A \sin^2 \theta - H_E \cos \theta - \frac{1}{2} H_\sigma \cos^2 \theta - H \cos(180^\circ - \theta_H - \theta) \\ \begin{cases} \frac{1}{2} H_A \sin 2\theta + H_E \sin \theta + \frac{1}{2} H_\sigma \sin 2\theta - H \sin(180^\circ - \theta_H - \theta) = 0 \\ H_A \cos 2\theta + H_E \cos \theta + H_\sigma \cos 2\theta + H \cos(180^\circ - \theta_H - \theta) > 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (6)$$

式中: θ 为 M_F 与内禀易轴 θ_{F1} 之间的夹角。在 H 反向由零向负无穷变化的过程中, M_F 可以越过内禀难轴 θ_{F4} ; 因此, 在 H 从负无穷向零变化的过程中, M_F 将不再转回 θ_{F1} , 而是从 H 的反方向逆时针转动到内禀易轴 θ_{F3} 处。 H 再次由零向正无穷增加时, M_F 将从 θ_{F3} 逆时针转动到 H 的正方向并出现转换场 H_{SR} , 相应的能量及平衡方程为

$$\frac{E}{M_F t_F} = \frac{1}{2} H_A \sin^2(180^\circ - \phi) - H_E \cos(180^\circ - \phi) - \frac{1}{2} H_\sigma \cos^2(180^\circ - \phi) - H \cos(180^\circ - \theta_H - \phi)$$

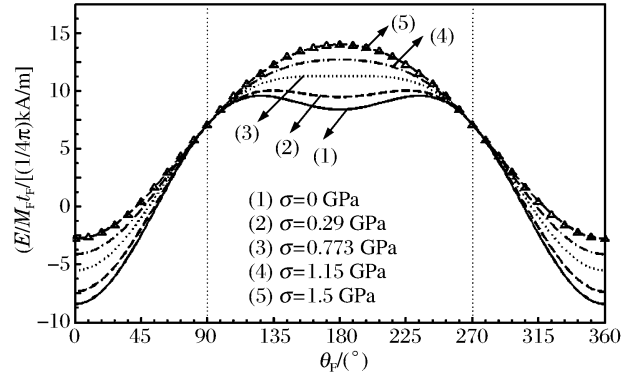


图 1 不施加外磁场时, 约化能量 $(E/M_F t_F)$ 随铁磁层磁化强度方向 θ_F 的变化关系

Fig. 1 The normalized energy $(E/M_F t_F)$ vs. the orientation of ferromagnetic magnetization θ_F when the applied field is absent

$$\begin{cases} -\frac{1}{2}H_A \sin 2(180^\circ - \phi) - H_E \sin(180^\circ - \phi) - \frac{1}{2}H_\sigma \sin 2(180^\circ - \phi) - H \sin(180^\circ - \theta_H - \phi) = 0 \\ H_A \cos 2(180^\circ - \phi) + H_E \cos(180^\circ - \phi) + H_\sigma \cos 2(180^\circ - \phi) + H \cos(180^\circ - \theta_H - \phi) > 0 \end{cases} \quad (7)$$

式中: ϕ 为 M_F 与内禀易轴 θ_{F3} 之间的夹角。

$\theta_{F4} - 180^\circ \leq \theta_H < 90^\circ$ 时, 磁化过程如图 2(b) 所示, H_{SL} 仍然出现在 H 反向由零向负无穷变化的过程中, 能量及平衡方程同(6)式。但由于 $\theta_H > \theta_{F4} - 180^\circ$, M_F 在上述过程中并没有越过内禀难轴 θ_{F4} ; 因此, 在 H 从负无穷向零变化的过程中, M_F 并不能转动到内禀易轴 θ_{F3} 处, 而是逐渐地从 H 的反方向顺时针转回 θ_{F1} 并出现 H_{SR} , 相应的能量及平衡方程为

$$\begin{cases} \frac{E}{M_F t_F} = \frac{1}{2}H_A \sin^2(180^\circ - \theta_H - \alpha) - H_E \cos(180^\circ - \theta_H - \alpha) - \frac{1}{2}H_\sigma \cos^2(180^\circ - \theta_H - \alpha) - H \cos \alpha \\ -\frac{1}{2}H_A \sin 2(180^\circ - \theta_H - \alpha) - H_E \sin(180^\circ - \theta_H - \alpha) - \frac{1}{2}H_\sigma \sin 2(180^\circ - \theta_H - \alpha) + H \sin \alpha = 0 \\ H_A \cos 2(180^\circ - \theta_H - \alpha) + H_E \cos(180^\circ - \theta_H - \alpha) + H_\sigma \cos 2(180^\circ - \theta_H - \alpha) + H \cos \alpha > 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中: α 为 M_F 与 H 反方向的夹角。

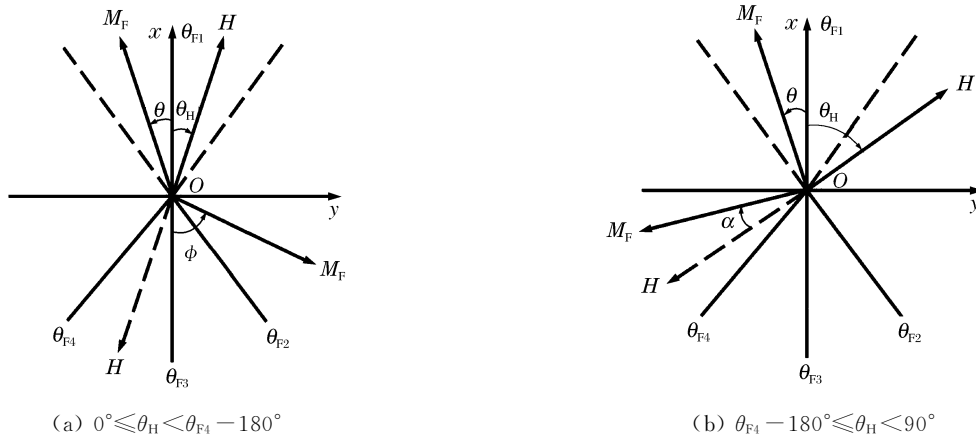


图2 M_F 在磁化过程中的转动行为(虚箭头线和虚线分别表示外磁场及内禀难轴的反方向)

Fig. 2 The rotation of M_F in the magnetization process(The dashed lines with arrows and the dashed lines represent the reverse orientations of the applied field H and the intrinsic hard axes θ_{F2} and θ_{F4} , respectively)

由上面的讨论可看出: 考虑到磁化过程中 M_F 能否越过内禀难轴, 使 M_F 在内禀易轴 θ_{F1} 与 θ_{F3} 之间发生转换; 在 $0^\circ \leq \theta_H < \theta_{F4} - 180^\circ$ 与 $\theta_{F4} - 180^\circ \leq \theta_H < 90^\circ$ 两个角度区域中, 转换场 H_{SR} 具有不同的决定式。由于内禀难轴 θ_{F4} 的反方向即 $\theta_{F4} - 180^\circ$ 为这两个角度区域的分界线, 外磁场沿此方向磁化即 $\theta_H = \theta_{F4} - 180^\circ$ 时, H_{SR} 应分别根据(7)式和(8)式进行计算。由于决定式不同, 因此 H_{SR} 将在 $\theta_{F4} - 180^\circ$ 处出现突变。此时, 另一支转换场 H_{SL} 的决定式却并没有发生变化, 仍由(6)式决定, 即 H_{SL} 在此处连续。由(5)式可知, 在 $\theta_H = \theta_{F4} - 180^\circ$ 处, H_E 与 H_c 将出现阶跃行为。

对磁化过程进行类似地分析还可以得出: 在 $\theta_H = \theta_{F2}$ 和 $\theta_H = \theta_{F4}$ 处, H_{SL} 发生突变, H_{SR} 保持不变; 在 $\theta_H = 180^\circ + \theta_{F2}$ 处, H_{SR} 发生突变, H_{SL} 保持不变, H_E 和 H_c 在这些角度处均可以发生阶跃行为。这说明, 在 $\varphi = 0^\circ$ 的情况下, 体系处于双稳态时, 角度依赖图像中将出现 4 次阶跃现象。体系处于单稳态时, θ_{F2} 和 θ_{F4} 不存在, 内禀易轴 θ_{F1} 与内禀难轴 θ_{F3} 沿 x 轴共线; 外磁场沿 x 轴磁化时, 无论 M_F 做顺时针还是逆时针转动, 两支转换场 H_{SL} 与 H_{SR} 均不会发生突变, 即体系处于单稳态时, 角度依赖图像中不存在阶跃现象。

3 计算结果与讨论

张应力方向固定为 $\varphi = 0^\circ$, 我们研究了张应力的大小 σ 对交换偏置角度依赖关系的影响。如图 3 所

示:体系处于双稳态即 $0 \leq \sigma < 0.773$ GPa 时,图像出现了 4 次明显的阶跃现象;体系处于单稳态即 $\sigma \geq 0.773$ GPa 时, H_E 和 H_c 则不存在阶跃行为。随着 σ 的增大, H_c 的变化范围逐渐减小, $H_c = 0$ 的角度区域不断增加,表明张应力逐渐削弱了体系的单轴各向异性; H_E 的变化范围始终保持在 $(-10/4\pi) \sim (10/4\pi)$ kA/m 之间,同时 H_E 的振荡行为逐渐趋于平缓,尤其是张应力很大(例如 $\sigma = 1.5$ GPa)时, $H_E(\theta_H)$ 趋于余弦变化关系。在 x 轴即 $\theta_H = 0^\circ$ 与 $\theta_H = 180^\circ$ 的方向上, H_E 保持不变, H_c 则随着 σ 的增加不断减小,与 Han 等人的结论一致。不论 σ 取何值,体系在内禀易轴处均具有最大的矫顽场;另外, H_E 和 H_c 分别表现出单向对称性和单轴对称性,与实验结果吻合^[31]。

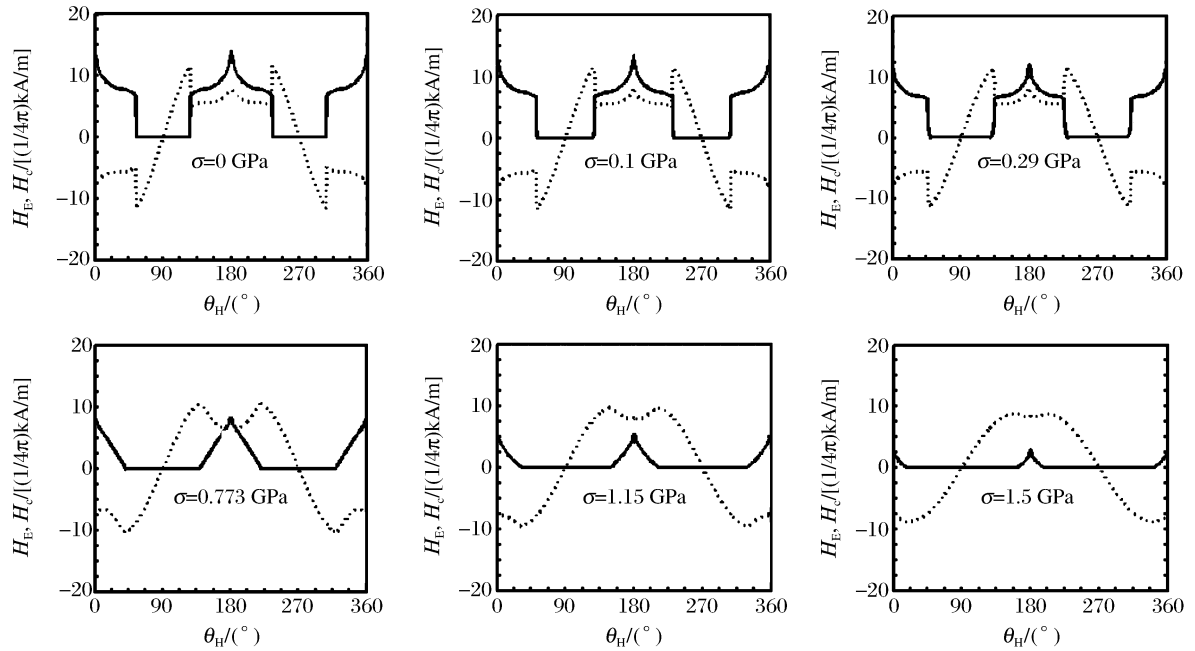


图 3 交换偏置场 H_E (虚线)和矫顽场 H_c (实线)随外磁场角度 θ_H 的变化关系

Fig. 3 The exchange bias field (dashed lines) and coercivity (solid lines) vs. the direction of applied field θ_H

值得注意的是, H_E 与 H_c 在阶跃处均具有较大的数值。体系处于双稳态如 $\sigma = 0$ 与 $\sigma = 0.1$ GPa 时, H_E 甚至可以在阶跃点达到最大, H_c 在阶跃之后突然消失,即此时的内禀难轴就是文献中提到的临界角 θ_c ^[28-30],在两个内禀难轴之间: $H_c = 0$, H_E 几乎是线性变化的。然而, $\sigma = 0.29$ GPa 时, H_E 并没有在内禀难轴的阶跃点达到最大, H_c 也没有消失;内禀难轴不再充当 θ_c 的角色(注意:这种情况在 σ 接近 σ_0 时更为明显,如图 5 中 $\sigma = 0.7$ GPa, $\varphi = 0^\circ$ 时的情形)。体系处于单稳态(如: $\sigma = 1.15$ GPa 与 $\sigma = 1.5$ GPa) 时,虽然没有阶跃现象,但 θ_c 仍然存在,在两个临界角之间: $H_c = 0$, H_E 几乎也是线性变化的。关于内禀难轴与临界角关系的研究已经超出了本文讨论的范围,我们将在后续工作中另做讨论。

上面研究了 $\varphi = 0^\circ$ 即张应力的方向与单轴各向异性一致时,外加张应力 σ 对交换偏置的影响。下面分析张应力的方向与单轴各向异性不一致即 $\varphi \neq 0^\circ$ 时的情况。与 $\varphi = 0^\circ$ 时类似,首先讨论不施加外磁场时,体系的约化能量 $E/M_F t_F$ 与铁磁层磁化强度方向 θ_F 的关系。参数选取为: $\sigma = 0.7$ GPa, $H_s = -(5.25/4\pi)$ kA/m,其它参数与 $\varphi = 0^\circ$ 时一致。计算结果如图 4 所示: $\varphi \neq 0^\circ$ 时,体系仍然存在单稳态($\varphi = 30^\circ$)与双稳态($\varphi = 60^\circ, 90^\circ$)两种不同的状态。由于张应力的方向不再与单轴各向异性一致,能量图像也不再关于 x 轴对称($\varphi = 90^\circ$ 除外)。

$\varphi \neq 0^\circ$ 时,分析体系的磁化过程,依然可以得出, H_E 与 H_c 可以在内禀难轴及其反方向的位置上出现阶跃行为。特别注意的是,由于能量图像不再关于 x 轴对称,体系的内禀易轴也偏离了 x 轴;因此,在内禀易轴及其反方向的位置上, H_E 与 H_c 也同样会出现阶跃现象。也就是说, $\varphi \neq 0^\circ$ 时,即使体系处于单稳态,角度依赖图像中也可出现 4 次阶跃;体系处于双稳态时,角度依赖图像则可以出现 8 次阶跃

行为。然而, $\varphi=90^\circ$ 是一种特殊的情况: 与 $\varphi=0^\circ$ 时的情形一样, 由图 4 可看出, 此时的能量图像同样关于 x 轴对称; 虽然体系处于双稳态, 但两个等价的内禀难轴关于 x 轴对称, 同时, 两个内禀易轴沿 x 轴共线。分析磁化过程发现, 两支转换场 H_{SL} 和 H_{SR} 均不会在内禀易轴及其反方向出现突变, 因此, $\varphi=90^\circ$ 时, 阶跃行为只出现在内禀难轴及其反方向的位置上, 并导致角度依赖关系中只出现 4 次阶跃现象。

固定张应力的大小 $\sigma = 0.7 \text{ GPa}$ 即 $H_\sigma = -(5.25/4\pi) \text{ kA/m}$, 图 5 描述了张应力的方向 φ 对交换偏置的影响。我们发现, 调节 φ 也可以使体系在单稳态与双稳态之间相互转变。 $\varphi \neq 0^\circ$ 时, 如果体系处于单稳态, 角度依赖图像中可出现 4 次阶跃 (如 $\varphi=30^\circ$ 与 $\varphi=150^\circ$); 体系处于双稳态时, 角度依赖图像中则可出现 8 次阶跃 (如 $\varphi=45^\circ$ 与 $\varphi=60^\circ$)。在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间, 随着 φ 的增大, H_c 的变化范围逐渐增大, $H_c=0$ 的角度区域逐渐减小, 表明张应力逐渐增强了体系的单轴各向异性; H_E 的变化幅度仍保持在约 $(-10/4\pi) \sim (10/4\pi) \text{ kA/m}$ 之间, 但其振荡行为为逐渐加剧。 $\varphi \neq 0^\circ$ 时, 无论体系处于单稳态还是双稳态, H_E 和 H_c 在阶跃点均具有较大的数值, 在内禀易轴的阶跃点, H_c 可以达到最大; 在一些内禀难轴的阶跃点, H_c 也可以突然消失 (如 $\varphi=90^\circ$)。 H_E 与 H_c 仍满足单向与单轴对称性, 进一步地, 当两个应力角度互补时, H_E 和 H_c 还满足以下对称性

$$H_E^c(\theta_H) = H_E^{180^\circ-\varphi}(360^\circ - \theta_H), \quad H_c^c(\theta_H) = H_c^{180^\circ-\varphi}(360^\circ - \theta_H)$$

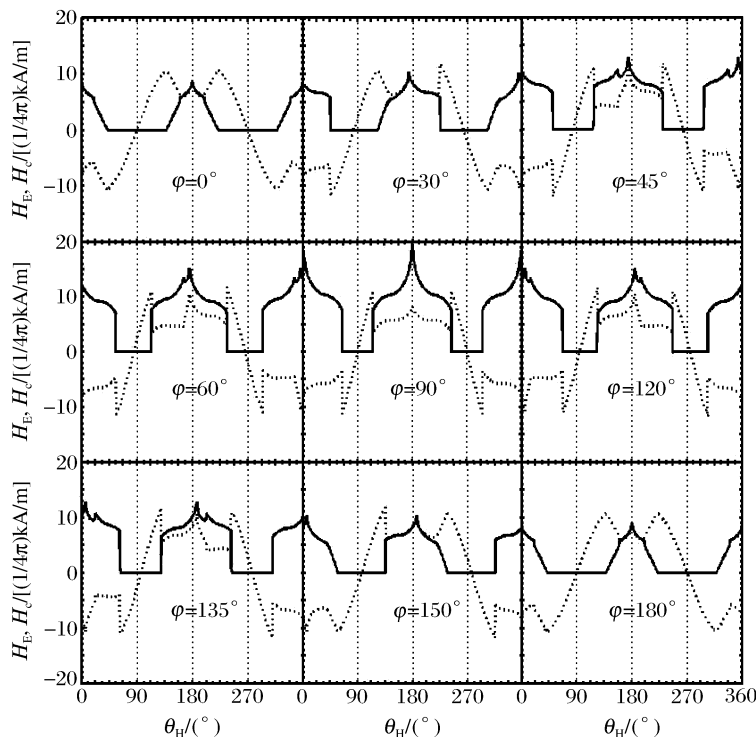


图 5 不同的张应力方向 φ 下交换偏置场 H_E (虚线) 和矫顽场 H_c (实线) 随外磁场角度 θ_H 的变化关系

Fig. 5 The exchange bias field H_E (dashed lines) and the coercivity H_c (solid lines) vs. the direction of applied field θ_H with various tensile stress directions

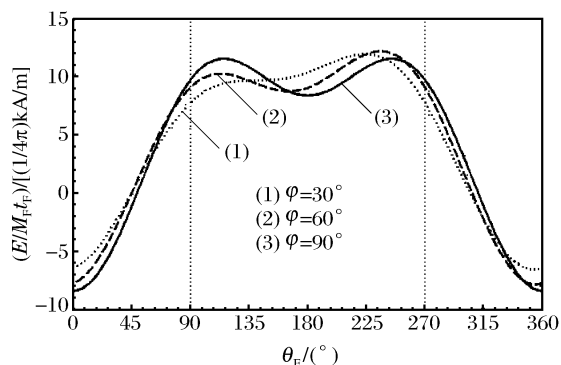


图 4 不同应力场方向 φ 下, 体系在不施加外磁场时的约化能量 $E/M_F t_F$ 与铁磁层磁化强度方向 θ_F 的关系

Fig. 4 The normalized Energy $(E/M_F t_F)$ vs. the orientation of ferromagnetic magnetization θ_F with different tensile stress directions φ , when the applied field is absent

4 总 结

采用能量极小原理及 Stoner-Wohlfarth 模型,研究了张应力对 FM/AFM 体系交换偏置的影响。不施加外磁场时,根据体系的能量与铁磁层磁化强度之间的关系,指出体系可以存在单稳态与双稳态两种不同的状态,是交换各向异性与单轴各向异性相互竞争的结果。张应力的方向与单轴各向异性一致时,张应力可以削弱体系的单轴各向异性,表现为随着张应力的增大,体系逐渐由双稳态过渡到单稳态。存在一个临界张应力 $\sigma_0 = 0.773 \text{ GPa}$,张应力超过 σ_0 之后,体系就可以从双稳态过渡到单稳态,表现出较强的单向各向异性。

在 FM/AFM 体系存在张应力时,研究了交换偏置的角度依赖关系并解释了其中的阶跃现象。张应力的方向与单轴各向异性一致时,分析磁化过程发现:体系处于单稳态时,角度依赖图像中不存在阶跃现象;体系处于双稳态时,在内禀难轴及其反方向所在的位置,磁滞回线的一支转换场发生突变,另一支转换场则保持不变,最终导致交换偏置场与矫顽场出现 4 次阶跃行为。张应力的方向与单轴各向异性不一致时,体系的内禀易轴可以偏离 x 轴,阶跃行为在内禀易轴与内禀难轴及其反方向的位置上均可以出现;因此,即使体系处于单稳态,角度依赖图像也会出现 4 次阶跃现象;体系处于双稳态时,角度依赖图像中则可以出现 8 次阶跃行为。

交换偏置场与矫顽场在阶跃点均具有较大的数值;在内禀易轴的阶跃点,矫顽场可以达到最大;在内禀难轴的阶跃点,矫顽场甚至可以突然消失。研究表明,张应力的大小及方向对体系的交换偏置均有很大的影响,均可以使体系在单稳态与双稳态之间相互转变,并导致角度依赖关系发生显著变化。从本文的讨论中也可以看出,作为一种外部手段,张应力可以有效地调节和控制 FM/AFM 体系的交换偏置,这种调控作用对磁致伸缩系数较大的铁磁层材料将更为明显。

最后指出,虽然只讨论了张应力对交换偏置的影响,但所采用的方法对于压应力也同样适用。众所周知,在 $\lambda_s < 0$ 的前提下,张应力可以在其垂直方向上诱导一个易磁化方向;压应力则可以在自身的方向上诱导一个易磁化方向。大小为 σ 、方向为 φ 的张应力对交换偏置的影响完全与大小为 σ 、方向为 $\varphi \pm 90^\circ$ 的压应力等价。因此,本文中的分析方法以及得出的结论也适用于体系存在压应力时的情况。

References:

- [1] Meiklejohn W H, Bean C P. New Magnetic Anisotropy [J]. Phys Rev, 1956, 102(5): 1413-1414.
- [2] Heim D E, Fontana R E Jr, Tsang C. Design and Operation of Spin Valve Sensors [J]. IEEE Trans Magn, 1994, 30(2): 316-321.
- [3] Daughton J M, Chen Y J. GMR Materials for Low Field Applications [J]. IEEE Trans Magn, 1993, 29(6): 2705-2710.
- [4] Dieny B. Giant Magnetoresistance in Spin-Valve Multilayers [J]. J Magn Magn Mater, 1994, 136(3): 335-359.
- [5] Nogués J, Schuller I K. Exchange Bias [J]. J Magn Magn Mater, 1999, 192(2): 203-232.
- [6] Stamps R L. Mechanisms for Exchange Bias [J]. J Phys D(Appl Phys), 2000, 33(23): R247-R268.
- [7] Kiwi M. Exchange Bias Theory [J]. J Magn Magn Mater, 2001, 234(3): 584-595.
- [8] Zhou S M, Li H Y, Yuan S J, et al. Exchange Bias in Ferromagnet/Antiferromagnet Bilayers [J]. Prog in Phys, 2003, 23(1): 62-81. (in Chinese)
周仕明, 李合印, 袁淑娟, 等. 铁磁/反铁磁双层膜中交换偏置 [J]. 物理学进展, 2003, 23(1): 62-81.
- [9] Li M H, Yu G H, He K, et al. Short-Range Exchange Coupling in the AFM/FM Bilayers with a Spacer Layer [J]. Acta Phys Sin, 2002, 51(12): 2854-2857. (in Chinese)
李明华, 于广华, 何珂, 等. 具有分隔层 Bi 的反铁磁/铁磁双层薄膜间的短程交换耦合 [J]. 物理学报, 2002, 51(12): 2854-2857.
- [10] Li M H, Yu G H, Jiang H W, et al. Effect of Ta and Ta/Cu Buffers on the Exchange Bias Field of NiFe/FeMn Bi-

- layers [J]. *Acta Phys Sin*, 2001, 50(11): 2230-2234. (in Chinese)
- 李明华, 于广华, 姜宏伟, 等. Ta, Ta/Cu 缓冲层对 NiFe/FeMn 双层膜交换偏置场的影响 [J]. *物理学报*, 2001, 50(11): 2230-2234.
- [11] Meiklejohn W H, Bean C P. New Magnetic Anisotropy [J]. *Phys Rev*, 1957, 105(3): 904-913.
- [12] Mauri D, Siegmann H C, Bagus P S, et al. Simple Model for Thin Ferromagnetic Films Exchange Coupled to an Antiferromagnetic Substrate [J]. *J Appl Phys*, 1987, 62(7): 3047-3049.
- [13] Malozemoff A P. Random-Field Model of Exchange Anisotropy at Rough Ferromagnetic-Antiferromagnetic Interfaces [J]. *Phys Rev B*, 1987, 35(7): 3679-3682.
- [14] Koon N C. Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces [J]. *Phys Rev Lett*, 1997, 78(25): 4865-4868.
- [15] Stiles M D, McMichael R D. Model for Exchange Bias in Polycrystalline Ferromagnet-Antiferromagnet Bilayers [J]. *Phys Rev B*, 1999, 59(5): 3722-3733.
- [16] Keller J, Miltényi P, Beschoten B, et al. Domain State Model for Exchange Bias. I Theory [J]. *Phys Rev B*, 2002, 66(1): 014430(1)-014430(9).
- [17] Mitchell P V, Mountfield K R, Artman J O. Stress-Induced Anisotropy in Co-Cr Thin Films [J]. *J Appl Phys*, 1988, 63(8): 2917-2919.
- [18] Garcia D, Castaño F J, Vázquez M, et al. Crossed Anisotropies in FeB/CoSiB Bilayers Induced by the Bowed-Substrate Sputtering Technique [J]. *Appl Phys Lett*, 1999, 74(1): 105-107.
- [19] Sander D. The Correlation between Mechanical Stress and Magnetic Anisotropy in Ultrathin Films [J]. *Rep Prog Phys*, 1999, 62(5): 809-858.
- [20] Han D H, Zhu J G, Judy J H, et al. Stress Effects on Exchange Coupling Field, Coercivity, and Uniaxial Anisotropy Field of NiO/NiFe Bilayer Thin Film for Spin Valves [J]. *J Appl Phys*, 1997, 81(8): 4519-4521.
- [21] Han D H, Zhu J G, Judy J H, et al. Effect of Stress on Exchange Coupling Field, Coercivity, and Uniaxial Anisotropy Field of NiFe/NiO Bilayer Thin Films [J]. *Appl Phys Lett*, 1997, 70(5): 664-666.
- [22] Rong J H, Yun G H, Narsu B, et al. Ferromagnetic Resonance and Stress Anisotropy in a Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayer [J]. *J Appl Phys*, 2006, 100(8): 083901(1)-083901(6).
- [23] Pang J, Tao Y C, Zhou L, et al. The Exchange Anisotropy in Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayers under the Strain Field [J]. *Jpn J Appl Phys*, 2007, 46(10A): 6613-6617.
- [24] Rong J H, Yun G H. Effect of Stress Anisotropy on Properties of Ferromagnetic and Antiferromagnetic Bilayer Films [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2006, 20(3): 265-269. (in Chinese)
- 荣建红, 云国宏. 应力各向异性对铁磁/反铁磁双层薄膜磁性质的影响 [J]. *高压物理学报*, 2006, 20(3): 265-269.
- [25] Stoner E C, Wohlfarth E P. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys [J]. *IEEE Trans Magn*, 1991, 27(4): 3475-3518.
- [26] Xi H W, White R M. Angular Dependence of Exchange Anisotropy in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{CrMnPt}_x$ Bilayers [J]. *J Appl Phys*, 1999, 86(9): 5169-5174.
- [27] Camarero J, Sort J, Hoffmann A, et al. Origin of the Asymmetric Magnetization Reversal Behavior in Exchange-Biased Systems: Competing Anisotropies [J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(5): 057204(1)-057204(4).
- [28] Kim D Y, Kim C G, Kim C O, et al. Angular Dependence of Exchange Bias and Coercivity in Polycrystalline CoFe/MnIr Bilayers [J]. *J Magn Magn Mater*, 2006, 304(1): e56-e58.
- [29] Chung S H, Hoffmann A, Grimsditch M. Interplay between Exchange Bias and Uniaxial Anisotropy in a Ferromagnetic/Antiferromagnetic Exchange-Coupled System [J]. *Phys Rev B*, 2005, 71(21): 214430(1)-214430(10).
- [30] Spenato D, Castel V, Pogossian S P, et al. Asymmetric Magnetization Reversal Behavior in Exchange-Biased NiFe/MnPt Bilayers in Two Different Anisotropy Regimes: Close and Far from Critical Thickness [J]. *Appl Phys Lett*, 2007, 91(6): 062515(1)-062515(3).
- [31] Ambrose T, Sommer R L, Chien C L. Angular Dependence of Exchange Coupling in Ferromagnet/Antiferromagnet Bilayers [J]. *Phys Rev B*, 1997, 56(1): 83-86.

Effect of Tensile Stress on Exchange Bias in Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayers

BAI Yu-Hao¹, YUN Guo-Hong^{1,2}, Narisu²

(1. *College of physical Science and Technology, Inner Mongolia University,
Hohhot 010021, China;*

2. *Key Laboratory of Physics and Chemistry of Functional Materials College of Physics and
Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Hohhot 010022, China)*

Abstract: Based on the principle of minimal energy and Stoner-Wohlfarth model, the effect of the tensile stress on the exchange bias for ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers has been investigated. When the applied field is absent, according to the relation between the energy of the system and the orientation of ferromagnetic magnetization, the location of the intrinsic easy axes and intrinsic hard axes of the system have been obtained. It is found that the system will be in monostable state or bistable state, which is controlled by the competition between the uniaxial anisotropy and the exchange anisotropy of the system. Monostable state and bistable state of the system determine the angular dependence of exchange bias immediately. When the applied field is parallel to the intrinsic easy axes and intrinsic hard axes, by analyzing the magnetization process, we find that one of the switching field of the hysteresis loop shows a jump, while the other is kept constant, and consequently the exchange bias field and the coercivity will appear a step. Both the exchange bias field and the coercivity have a greater value at the point of step. The numerical calculations indicate that both the magnitude and the orientation of the tensile stress will significantly affect the exchange bias by making a transition between monostable state and bistable state in the system. This transition induces a significant change in angular dependence of the exchange bias. Our results demonstrate that tensile stress is a viable way to control and tune the exchange bias of the ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers.

Key words: monostable state; bistable state; tensile stress; intrinsic easy axis; intrinsic hard axis