

# 外应力对铁磁/反铁磁体系交换偏置的影响 及阶跃现象\*

白宇浩<sup>1)</sup> 云国宏<sup>1,2)†</sup> 那日苏<sup>2)</sup>

1) 内蒙古大学物理科学与技术学院, 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, 呼和浩特 010022)

(2008 年 10 月 16 日收到, 2008 年 12 月 17 日收到修改稿)

采用能量极小原理及 S-W 模型研究了外应力对铁磁/反铁磁 (FM/AFM) 双层薄膜体系交换偏置的影响. 不施加外磁场时, 根据能量与铁磁层磁化强度方向之间的关系, 指出体系存在单稳态和双稳态两种不同的状态, 是由交换各向异性与单轴各向异性之间的竞争控制的. 体系处于单稳态还是双稳态直接决定着交换偏置的角度依赖关系. 分析磁化过程发现, 外磁场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, 而另一支转换场则保持不变, 最终导致交换偏置场和矫顽场出现阶跃行为. 数值计算表明, 交换偏置场和矫顽场在阶跃点均具有较大的数值. 外应力的大小及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转变, 导致角度依赖关系发生显著变化. 研究表明, 外应力可作为一种可行的方法来控制和调节 FM/AFM 体系的交换偏置.

关键词: 单稳态, 双稳态, 外应力

PACC: 7530G, 7530E, 7560, 7570

## 1. 引言

交换偏置是指铁磁/反铁磁 (FM/AFM) 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沿磁场轴偏移原点, 同时伴随矫顽力增加的现象. 自从 1956 年 Meiklejohn 和 Bean 在 CoO/Co 体系中发现交换偏置效应以来<sup>[1,2]</sup>, 人们发现很多 FM/AFM 体系中均存在交换偏置现象, 并做了大量而深入的研究<sup>[3-9]</sup>. 巨磁电阻效应 (GMR) 发现后, 人们证实在以 FM/AFM 体系为基础的自旋阀中有增强的磁电阻效应并且在磁传感器和磁信息存储等技术领域中有着广泛的开发和应用前景<sup>[10-12]</sup>. 研究交换偏置的物理机理并提高交换偏置材料的相关性能已经成为凝聚态磁学研究的前沿领域之一.

实验证实, 交换偏置是一种界面效应, 与具体的材料、材料厚度、材料的微结构有关<sup>[3-9]</sup>; 此外, 样品的制备工艺和生长条件如生长温度、沉积顺序、掺杂

等对交换偏置也有很大的影响<sup>[3-9,13,14]</sup>. 尽管人们提出了多种理论模型来理解交换偏置的微观机理<sup>[1,2,15-19]</sup>, 但这些模型只能解释某些特定的体系或交换偏置现象的某些方面, 并不能解释该领域已发现的所有实验现象. 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很清楚.

应力对材料的物理性能如各向异性、磁-机耦合特性等有很大影响<sup>[20-22]</sup>, 在制备以 FM/AFM 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<sup>[23,24]</sup>. 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, 得出了一些有意义的结论<sup>[25-27]</sup>. 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行为<sup>[26]</sup>. Han 等人研究了外应力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<sup>[23,24]</sup>, 但没有讨论应力方向为一般情况时对交换偏置的影响. 本文系统地讨论了外应力的大小及方向对 FM/AFM 体系的交换偏置场及矫顽

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10762001) 教育部新世纪优秀人才计划基金 (批准号: NCET-2005-0272), 高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 200801260003) 教育部科学技术研究重大项目 (批准号: 206024) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: ndghyun@imu.edu.cn/ghyun@imnu.edu.cn

场的影响.

## 2. 理论模型

我们考虑一个 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  $H_{\text{cool}}$  沿  $x$  轴正向施加,外磁场  $H$  和外加应力  $\sigma$  均处于薄膜平面内,与  $x$  轴正向的夹角分别为  $\theta_H$  和  $\phi$ .铁磁层材料的厚度为  $t_F$ ,单轴各向异性沿着  $x$  轴.反铁磁层假定为半无限厚使体系足以产生交换偏置.FM/AFM 体系单位面积上的能量可写为

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

式中第一项为铁磁层的单轴各向异性能, $K_F$  为单轴各向异性常数, $\theta_F$  为铁磁层磁化强度  $M_F$  与  $x$  轴正向的夹角.第二项表示界面耦合能, $J_E$  为界面耦合系数.第三项为应力各向异性能,考虑铁磁层材料具有各向同性的磁致伸缩, $\lambda_s$  为饱和磁致伸缩系数,外应力  $\sigma$  可以达到 GPa 量级<sup>[23,24]</sup>.最后一项为铁磁层材料在外磁场中的塞曼能.我们不考虑铁磁层材料磁致伸缩系数  $\lambda_s$  的正负,也不去讨论外应力是张应力还是压应力即不考虑  $\sigma$  的正负,仅仅考虑  $\lambda_s \sigma > 0$  时的情形.为方便讨论问题,分别定义无量纲的参数

$$J = \frac{J_E}{K_F t_F}, \sigma_0 = \frac{3\lambda_s \sigma}{2K_F}, h = \frac{H M_F}{2K_F}$$

为约化交换耦合系数、约化应力和约化磁场.首先考虑不施加外磁场即  $H = 0$  时的情形.单位面积上的能量可以写成

$$E/K_F t_F = \sin^2 \theta_F - J \cos \theta_F - \sigma_0 \cos^2 (\phi - \theta_F). \quad (2)$$

固定参数  $J = 5$  即考虑界面耦合作用较强时的情形<sup>[28]</sup>,选取  $\phi = 45^\circ$ ,考虑外应力的方向与单轴各向异性不平行也不垂直时的情形,调节参数  $\sigma_0$  与  $\phi$ ,我们从理论上讨论外应力对 FM/AFM 体系交换偏置的影响.

图 1 显示了不施加外磁场时,体系的约化能量  $E/K_F t_F$  与铁磁层磁化强度方向  $\theta_F$  之间的关系.从图中可以看出,不施加外磁场时,约化应力的大小  $\sigma_0$  对体系的能量影响很大.在  $0^\circ-360^\circ$  范围内,应力

较小即  $0 \leq \sigma_0 \leq 4.864$  时,体系只有一个能量极小与能量极大,分别记为  $\theta_{F1}$  和  $\theta_{F2}$  并规定  $\theta_{F2} > \theta_{F1}$ .由于只有一个能量极小,我们称体系处于单稳态.应力较大即  $\sigma_0 > 4.864$  时,体系具有两个能量极小,分别记为  $\theta_{F1}$  和  $\theta_{F3}$  并规定  $\theta_{F3} > \theta_{F1}$ ;同时还具有两个能量极大,分别记为  $\theta_{F2}$  和  $\theta_{F4}$  并规定  $\theta_{F4} > \theta_{F2}$ ,我们称体系处于双稳态.不施加外磁场时,我们将体系的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  $\sigma_0 = 6.8$ )时,从图 1 中可看出,两个能量极小  $\theta_{F1}$  和  $\theta_{F3}$  处的能量值并不相同,同时,两个能量极大  $\theta_{F2}$  和  $\theta_{F4}$  处的能量值也不相同,说明体系具有两个不等价的内禀易轴与内禀难轴.同时还应看到, $M_F$  只要越过任何一个内禀难轴,都可以在两个内禀易轴之间进行转换.体系处于单稳态(如  $\sigma_0 = 0.2$ )时,只有一个内禀易轴和内禀难轴.外应力的方向固定为  $\phi = 45^\circ$  时,存在一个临界应力  $\sigma_0^{\text{crit}} = 4.864$ ,应力超过此临界值时,体系就可以从单稳态过渡到双稳态.

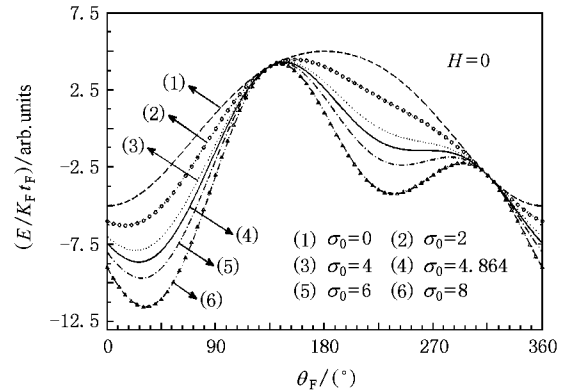


图 1 不施加外磁场时,体系的约化能量  $E/K_F t_F$  与铁磁层磁化强度方向  $\theta_F$  的关系 ( $J = 5, \phi = 45^\circ$ )

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  $\sigma_0$  决定的.从物理上看,这是由交换各向异性、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,本质上讲是单轴各向异性和交换各向异性相互竞争的结果.具体地讲: $\sigma_0$  较小时,交换各向异性在竞争中占优势,体系处于单稳态,只有一个内禀易轴和内禀难轴,表现出较强的单向各向异性; $\sigma_0$  较大时,单轴各向异性在竞争中占优势,体系处于双稳

态,具有两个内禀易轴和内禀难轴.

根据 Stoner-Wohlfarth 模型<sup>[29]</sup>及能量极小原理求出给定外磁场方向  $\theta_H$  下,铁磁层材料磁滞回线与磁场轴的两个交点,即转换场  $H_{SL}$  和  $H_{SR}$ . 利用

$$\begin{aligned} H_E &= (H_{SR} + H_{SL})/2, \\ H_c &= (H_{SR} - H_{SL})/2 \end{aligned} \quad (3)$$

求出体系的交换偏置场  $H_E$  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  $\theta_{F1}$  即与  $x$  轴正向最近的能量极小处. 下面将看到,外磁场沿内禀易轴及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  $\theta_c$ ,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则可以突然消失<sup>[28,30,31]</sup>. 然而,这些研究者并没有阐述阶跃现象产生的物理机理. 下面我们以前双稳态为例,讨论内禀易轴  $\theta_{F1}$  附近的磁化过程并解释交换偏置发生阶跃的原因.

外磁场方向满足  $0^\circ \leq \theta_H < \theta_{F1}$  时,图 2(a) 描述了  $M_F$  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  $\theta_{F1}$  逆时针转动至  $H$  所在的方向上;  $H$  由正无穷减小至零的过程中,  $M_F$  从  $H$  处顺时针转回  $\theta_{F1}$ . 这两个磁化阶段均不会出现  $M_F$  垂直于  $H$  的情况,因而不会出现转换场.  $H$  反向由零向负无穷变化时,  $M_F$  从  $\theta_{F1}$  顺时针转动到  $H$  的反方向并出现转换场  $H_{SL}$ , 相应的能量及平衡方程为

$$\begin{aligned} E/K_F t_F &= \sin^2(\theta_{F1} + \theta) - J \cos(\theta_{F1} + \theta) \\ &\quad - \sigma_0 \cos^2(\phi - \theta_{F1} - \theta) \\ &\quad - 2h \cos(180^\circ + \theta_H - \theta_{F1} - \theta), \\ \sin 2(\theta_{F1} + \theta) &+ J \sin(\theta_{F1} + \theta) \\ - \sigma_0 \sin 2(\phi - \theta_{F1} - \theta) &- 2h \sin(180^\circ + \theta_H - \theta_{F1} - \theta) = 0, \\ 2 \cos 2(\theta_{F1} + \theta) &+ J \cos(\theta_{F1} + \theta) \\ + 2 \sigma_0 \cos 2(\phi - \theta_{F1} - \theta) &+ 2h \cos(180^\circ + \theta_H - \theta_{F1} - \theta) \geq 0, \end{aligned} \quad (4)$$

上式中,  $\theta$  为  $M_F$  与内禀易轴  $\theta_{F1}$  的夹角. 在  $H$  由零向负无穷变化的过程中,  $M_F$  可以越过内禀难轴  $\theta_{F2}$ , 因此,  $H$  从负无穷向零变化的过程中,  $M_F$  将不再转回  $\theta_{F1}$  处, 而是逐渐地从  $H$  的反方向顺时针转到内禀易轴  $\theta_{F3}$  处. 当  $H$  再次由零向正无穷增加时,  $M_F$  从  $\theta_{F3}$  顺时针转动到  $H$  的正方向并出现转换场

$H_{SR}$  相应的能量及平衡方程为

$$\begin{aligned} E/K_F t_F &= \sin^2(\theta_{F3} + \varphi) - J \cos(\theta_{F3} + \varphi) \\ &\quad - \sigma_0 \cos^2(360^\circ - \theta_{F3} + \phi - \varphi) \\ &\quad - 2h \cos(360^\circ - \theta_{F3} + \theta_H - \varphi), \\ \sin 2(\theta_{F3} + \varphi) &+ J \sin(\theta_{F3} + \varphi) \\ - \sigma_0 \sin 2(360^\circ - \theta_{F3} + \phi - \varphi) &- 2h \sin(360^\circ - \theta_{F3} + \theta_H - \varphi) = 0, \\ 2 \cos 2(\theta_{F3} + \varphi) &+ J \cos(\theta_{F3} + \varphi) \\ + 2 \sigma_0 \cos 2(360^\circ - \theta_{F3} + \phi - \varphi) &+ 2h \cos(360^\circ - \theta_{F3} + \theta_H - \varphi) \geq 0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $\varphi$  为  $M_F$  与内禀易轴  $\theta_{F3}$  之间的夹角.

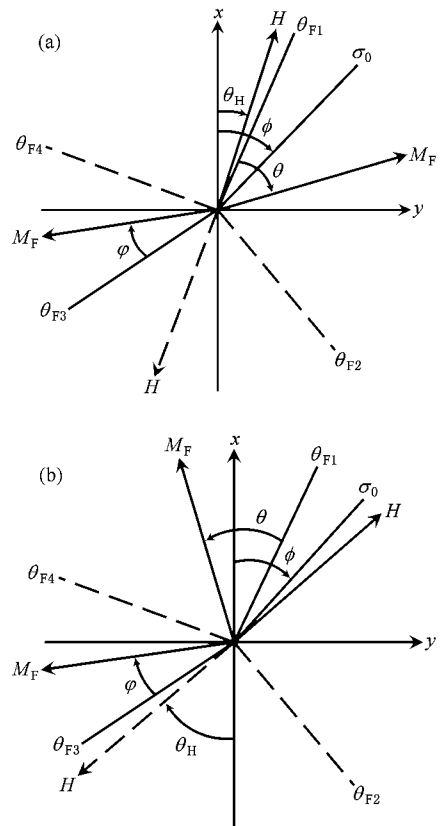


图 2  $0^\circ \leq \theta_H < \theta_{F1}$  (a) 和  $\theta_{F1} \leq \theta_H < 90^\circ$  (b) 时,  $M_F$  在磁化过程中的转动图像(虚箭头线表示外磁场  $H$  的反方向,实线表示应力  $\sigma_0$  及内禀易轴 ( $\theta_{F1}, \theta_{F3}$ ) 的位置,虚线表示内禀难轴 ( $\theta_{F2}, \theta_{F4}$ ) 的位置  $J = 5, \sigma_0 = 6, \phi = 45^\circ$ )

$\theta_{F1} \leq \theta_H < 90^\circ$  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. 但由于  $\theta_H > \theta_{F1}$ ,  $M_F$  将从  $\theta_{F1}$  逆时针转动到  $H$  的反方向处, 相应的能量及平衡方程为

$$\begin{aligned} E/K_F t_F &= \sin^2(\theta_{F1} - \theta) - J \cos(\theta_{F1} - \theta) \\ &\quad - \sigma_0 \cos^2(\phi - \theta_{F1} + \theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -2h \cos(180^\circ + \theta_{F1} - \theta_H - \theta), \\
 & -\sin^2(\theta_{F1} - \theta) - J \sin(\theta_{F1} - \theta) \\
 & + \sigma_0 \sin^2(\phi - \theta_{F1} + \theta) \\
 & -2h \sin(180^\circ + \theta_{F1} - \theta_H - \theta) = 0, \\
 & 2\cos^2(\theta_{F1} - \theta) + J \cos(\theta_{F1} - \theta) \\
 & + 2\sigma_0 \cos^2(\phi - \theta_{F1} + \theta) \\
 & + 2h \cos(180^\circ + \theta_{F1} - \theta_H - \theta) \geq 0. \quad (6)
 \end{aligned}$$

同理,  $\theta$  为  $M_F$  与  $\theta_{F1}$  之间的夹角.  $H$  由零向负无穷变化的过程中,  $M_F$  可以越过内禀难轴  $\theta_{F4}$ , 因此,  $H$  从负无穷向零变化的过程中,  $M_F$  将从  $H$  的反方向转动到内禀易轴  $\theta_{F3}$  处.  $H$  再次由零向正无穷增加时,  $M_F$  从  $\theta_{F3}$  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同(5)式.

从上面的讨论中可以看出, 在  $0^\circ \leq \theta_H < \theta_{F1}$  与  $\theta_{F1} \leq \theta_H < 90^\circ$  两个角度区域中, 转换场  $H_{SL}$  具有不同的决定式. 内禀易轴  $\theta_{F1}$  为这两个角度区域的分界线, 因此, 外磁场沿  $\theta_{F1}$  施加即  $\theta_H = \theta_{F1}$  时,  $H_{SL}$  应分别根据(4)式和(6)式进行计算; 由于决定式不同,  $H_{SL}$  将在  $\theta_{F1}$  处出现突变. 此时, 转换场  $H_{SR}$  的决定式并没有发生变化, 仍由(5)式来决定, 即  $H_{SR}$  在  $\theta_{F1}$  处连续. 由(3)式可知, 在  $\theta_{F1}$  处,  $H_E$  与  $H_c$  将出现阶跃行为.

对体系的磁化过程进行类似地分析, 我们还可得出, 在  $\theta_H = \theta_{F2}, \theta_{F3}, \theta_{F4}$  处,  $H_{SL}$  发生突变,  $H_{SR}$  保持

不变, 在内禀易轴与内禀难轴的反方向, 即  $\theta_H = 180^\circ + \theta_{F1}, 180^\circ + \theta_{F2}, \theta_{F3} - 180^\circ, \theta_{F4} - 180^\circ$  处,  $H_{SR}$  发生突变,  $H_{SL}$  保持不变, 在这些角度处,  $H_E$  与  $H_c$  也可以出现阶跃行为. 因此, 体系处于双稳态时, 角度依赖图像中可以出现 8 次阶跃现象. 体系处于单稳态时, 用相同的方法进行分析后可知, 在内禀易轴  $\theta_{F1}$  和内禀难轴  $\theta_{F2}$  及其反方向的位置上, 一支转换场出现突变, 而另一支转换场则保持不变, 同样导致  $H_E$  和  $H_c$  出现阶跃行为并使角度依赖图像出现 4 次阶跃现象.

### 3. 结果与讨论

外应力的方向固定为  $\phi = 45^\circ$ , 我们研究了应力大小  $\sigma_0$  对交换偏置角度依赖关系的影响. 计算结果如图 3 所示: 不施加应力即  $\sigma_0 = 0$  时, 体系处于单稳态, 此时, 内禀易轴与内禀难轴沿  $x$  轴共线. 分析磁化过程可知, 两支转换场均不会在内禀易轴与内禀难轴处发生突变, 因此, 角度依赖图像中并没有阶跃现象, 与许多实验结果一致<sup>[28, 30-34]</sup>. 应力存在时, 如果体系处于双稳态 ( $\sigma_0 > 4.864$ ), 图像出现 8 次明显的阶跃现象. 相反地, 如果体系处于单稳态 ( $0 \leq \sigma_0 \leq 4.864$ ), 图像则出现 4 次阶跃现象. 与没有应力的情况相比, 随着  $\sigma_0$  的增大, 矫顽场为零的角度区域逐渐缩小, 矫顽场的变化范围逐渐增大, 表明应力可

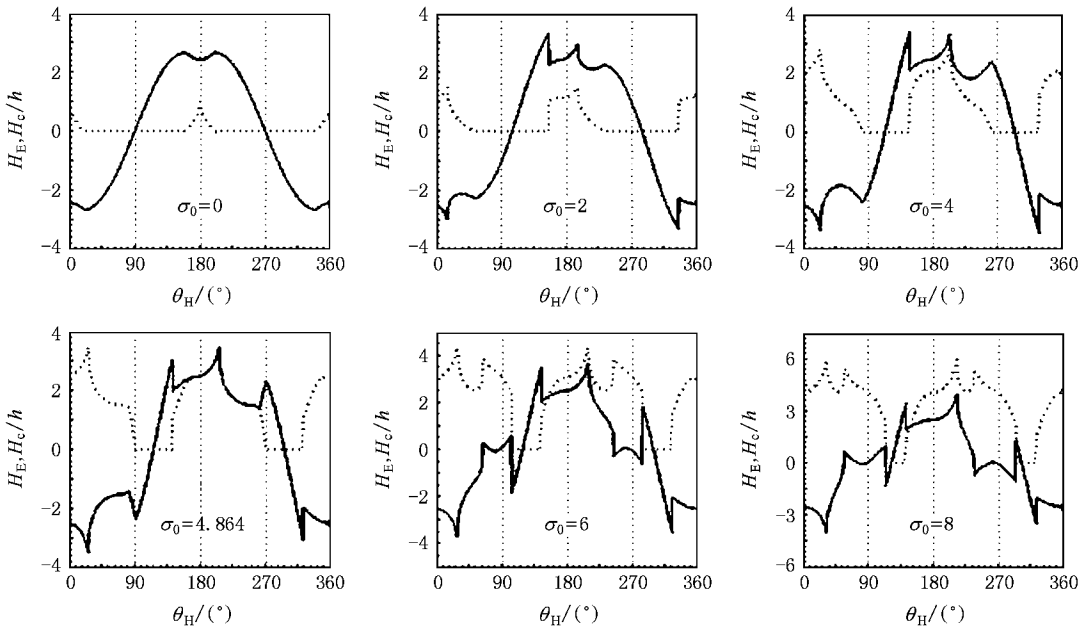


图 3 交换偏置场  $H_E$ (实线)和矫顽场  $H_c$ (虚线)与外磁场角度  $\theta_H$  之间的关系 ( $J = 5, \phi = 45^\circ$ , 外磁场以约化磁场  $h$  为单位)

以增强体系的单轴各向异性,同时还看到,交换偏置场的变化范围略有增大并且其振荡行为逐渐加剧.可见,应力的大小对  $H_E$  与  $H_c$  的影响是十分明显的.另外,  $H_E$  和  $H_c$  分别表现出单向对称性和单轴对称性,与实验结果一致<sup>[34]</sup>.

图 4 描述了固定的应力大小  $\sigma_0$  下,外应力的方向  $\phi$  对交换偏置的影响.从角度依赖图像的形状中可以看出,调节  $\phi$  可以使体系在单稳态与双稳态之间相互转变.例如,在  $0^\circ-60^\circ$  之间,随着  $\phi$  的增大,体系由双稳态逐渐过渡到单稳态,矫顽场逐渐减小,矫顽场为零的角度区域逐渐增大;交换偏置场的变

化范围几乎不变但其振荡行为逐渐减缓.相反地,在  $120-150^\circ$  之间,体系将由单稳态逐渐向双稳态过渡.  $H_E$  与  $H_c$  仍分别满足单向对称性与单轴对称性,进一步地,当两个应力角度互补时,  $H_E$  和  $H_c$  还满足

$$H_E^\phi(\theta_H) = H_E^{180^\circ-\phi}(360^\circ - \theta_H),$$

$$H_c^\phi(\theta_H) = H_c^{180^\circ-\phi}(360^\circ - \theta_H).$$

分析体系的磁化过程,我们依然可以得出,在内禀易轴、内禀难轴及其反方向的位置上,  $H_E$  和  $H_c$  可以出现阶跃行为.

值得注意的是外应力的方向与单轴各向异性一

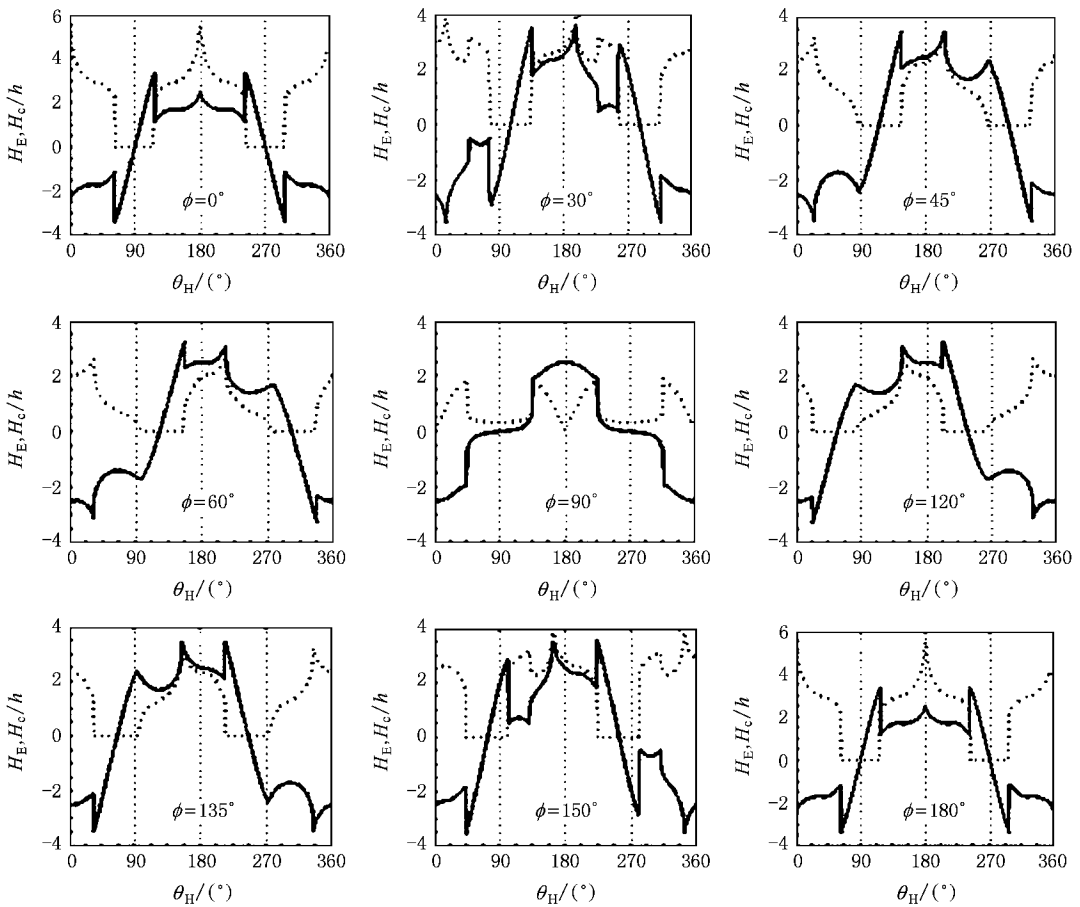


图 4 不同外应力方向  $\phi$  下交换偏置场  $H_E$ (实线)、矫顽场  $H_c$ (虚线)与外磁场角度  $\theta_H$  之间的关系( $J=5, \sigma_0=4.5$ , 外磁场以约化磁场  $h$  为单位)

致或垂直即  $\phi = 0^\circ$  与  $\phi = 90^\circ$  时,  $H_E$  和  $H_c$  均关于  $x$  轴即  $\theta_H = 180^\circ$  对称,这是由于体系在这两种情况下的内禀易轴沿  $x$  轴共线( $\phi = 0^\circ$ )以及内禀难轴沿  $y$  轴共线( $\phi = 90^\circ$ )而引起的.具体地讲,  $\phi = 0^\circ$  时,虽然体系处于双稳态,但两个内禀易轴沿  $x$  轴共线;两个内禀难轴关于  $x$  轴对称.分析磁化过程可以知道,在内禀易轴及其反方向处,转换场  $H_{SL}$  与  $H_{SR}$  均

不会发生突变,因此,阶跃行为只出现在两个内禀难轴及其反方向的位置上,致使角度依赖图像只出现 4 次阶跃现象.同样地,  $\phi = 90^\circ$  时,体系处于双稳状态时的两个内禀难轴沿  $y$  轴共线,两个内禀易轴则关于  $y$  轴对称.在内禀难轴及其反方向的位置上,  $H_{SL}$  和  $H_{SR}$  均不会发生突变;因此,阶跃行为只出现在两个内禀易轴及其反方向的位置上,同样导致角

度依赖图像只出现 4 次阶跃现象.

值得强调的是,  $H_E$  和  $H_C$  在阶跃处均具有较大的数值. 在内禀易轴的阶跃点处, 体系具有最大的矫顽场, 在一些内禀易轴的阶跃点,  $H_E$  甚至也可以达到最大(如图 3 中  $\sigma_0 = 6$  与  $\sigma_0 = 8$  时的情形); 在内禀难轴的阶跃点处,  $H_C$  可以突然消失. 在一些内禀难轴的阶跃点,  $H_E$  甚至可以达到最大(如图 4 中  $\phi = 0^\circ$  与  $\phi = 180^\circ$  时的情形), 即此时的内禀难轴就是最近实验中所发现的临界角  $\theta_C^{[28,30,31]}$ . 体系处于双稳态时(如图 3 中  $\sigma_0 = 6, 8$  与图 4 中  $\phi = 0^\circ, 30^\circ$  时的情形), 在两个内禀难轴之间, 矫顽场为零, 交换偏置场几乎是线性变化的. 体系处于单稳态时(如图 3 中  $\sigma_0 = 2, 4$  与图 4 中  $\phi = 45^\circ, 60^\circ$  时的情形), 两个临界角出现在内禀难轴及其反方向处. 另外, 在内禀易轴和內禀难轴之间还存在两个特殊角度:  $H_C$  开始为零, 但  $H_E$  并没有达到最大. 在内禀难轴与特殊角度之间, 矫顽场为零, 交换偏置场几乎也是线性变化的. 关于内禀难轴与临界角、特殊角度之间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.

在上面的讨论中, 我们曾找到了  $\phi = 45^\circ$  时的临界应力  $\sigma_0^{crit} = 4.864$ . 因此, 很有必要讨论  $\phi$  取其他值时的临界应力. 利用几何星形线方法<sup>[35]</sup>, 图 5 给出了临界应力  $\sigma_0^{crit}$  和  $\phi$  之间的关系. 从图中可以看出,  $\sigma_0^{crit}$  关于  $x$  轴、 $y$  轴均对称, 即满足

$$\sigma_0^{crit}(90^\circ + \phi) = \sigma_0^{crit}(90^\circ - \phi),$$

$$\sigma_0^{crit}(180^\circ + \phi) = \sigma_0^{crit}(180^\circ - \phi).$$

可见, 固定应力角度  $\phi$ , 逐渐增大应力大小  $\sigma_0$  将使体系的单轴各向异性不断增强, 并使其在与交换各向异性的竞争中逐渐占据优势. 当  $\sigma_0$  超过相应的临界值  $\sigma_0^{crit}$  时, 体系可以从单稳态过渡到双稳态, 表现出较强的单轴各向异性. 另外, 最小的临界应力出现在  $x$  轴, 即  $\phi = 0^\circ$  与  $\phi = 180^\circ$  处, 此时, 应力的方向与体系的单轴各向异性一致, 应力对单轴各向异性的影响也最为显著; 因此, 体系只需很小的应力就可以从单稳态过渡到双稳态.

最后指出, 虽然本文都是在  $\lambda_s \sigma > 0$  的前提下进行讨论的, 但完全可以采用相同的方法分析与处理  $\lambda_s \sigma < 0$  时的情况. 此外, 外应力对材料性能的影响与材料具体的磁致伸缩性质有很大关系: 对于  $|\lambda_s|$  较大的铁磁层材料, 外应力对交换偏置的影响将更加明显.

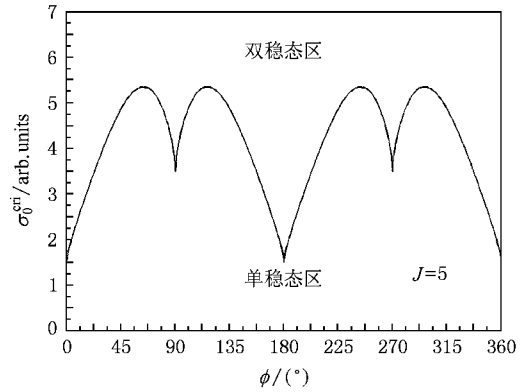


图 5 临界应力  $\sigma_0^{crit}$  和应力方向  $\phi$  之间的关系

## 4. 结 论

不施加外磁场时, 根据体系的能量与铁磁层磁化强度方向之间的关系, 我们指出体系可以存在单稳态与双稳态两种不同的状态, 直接决定着交换偏置的角度依赖关系. 研究发现, 体系的单稳态与双稳态是交换各向异性与单轴各向异性相互竞争的结果. 单轴各向异性在竞争中占优势时, 体系处于双稳态, 具有两个内禀易轴与內禀难轴, 交换各向异性在竞争占优势时, 体系处于单稳态, 只有一个内禀易轴和內禀难轴, 表现出较强的单向各向异性. 进一步地, 我们还得到了体系由单稳态向双稳态过渡时的临界应力  $\sigma_0^{crit}$  与外应力方向  $\phi$  之间的关系. 结果表明, 外应力可以增强体系的单轴各向异性, 表现为  $\sigma_0$  超过相应的临界值  $\sigma_0^{crit}$  时, 体系可以从单稳态过渡到双稳态, 表现出较强的单轴各向异性.

FM/AFM 体系存在外应力时, 交换偏置的角度依赖关系中仍然存在阶跃现象. 外磁场沿內禀易轴及內禀难轴所在的方向磁化时, 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和矫顽场出现阶跃行为. 数值计算表明, 交换偏置场和矫顽场在阶跃点均具有较大的数值. 在內禀易轴的阶跃点处, 体系具有最大的矫顽场; 在內禀难轴的阶跃点, 矫顽场可以突然消失. 研究表明, 外应力的大小及方向对 FM/AFM 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. 另外, 从本文的讨论中也可以看出, 作为一种外部手段, 外应力可以有效地控制和调节 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.

- [ 1 ] Meiklejohn W H , Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **102** 1413
- [ 2 ] Meiklejohn W H , Bean C P 1957 *Phys. Rev.* **105** 904
- [ 3 ] Nogués J , Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mater* **192** 203
- [ 4 ] Stamps R L 2000 *J. Phys. D* **33** R247
- [ 5 ] Kiwi M 2001 *J. Magn. Magn. Mater* **234** 584
- [ 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 ] He K 2006 *Chin. Phys.* **15** 449
- [ 8 ] Xiong Z J , Wang H Y , Ding Z J 2007 *Chin. Phys.* **16** 2123
- [ 9 ] Xu X Y , Wang M H , Hu J G 2008 *Chin. Phys.* **B 17** 1443
- [ 10 ] Heim D E , Fontana Jr R E , Tsang C 1994 *IEEE. Trans. Magn.* **30** 316
- [ 11 ] Daughton J M , Chen Y J 1993 *IEEE. Trans. Magn.* **29** 2705
- [ 12 ] Dieny B 1994 *J. Magn. Magn. Mater* **136** 335
- [ 13 ] 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 ]
- [ 14 ] 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 ]
- [ 15 ] Maui D , Siegmann H C , Bagus P S , Kay E 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 3047
- [ 16 ] Malozemoff A P 1987 *Phys. Rev. B* **35** 3679
- [ 17 ] Koon N C 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4865
- [ 18 ] Stiles M D , McMichael R D 1999 *Phys. Rev. B* **59** 3722
- [ 19 ] Miltényi P , Gierlings M , Keller J , Beschoten B , Nowak U 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4224
- [ 20 ] Mitchell P V , Mountfield K R , Artman J O 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 2917
- [ 21 ] Garcia D , Castaño F J , Vázquez M , Prados C , Castaño F 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 105
- [ 22 ] Sander D 1999 *Rep. Prog. Phys.* **62** 809
- [ 23 ] Han D H , Zhu J G , Judy J H , Sivertsen J M 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 4519
- [ 24 ] Han D H , Zhu J G , Judy J H , Sivertsen J M 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 664
- [ 25 ] Pang 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 ]
- [ 26 ] Pang 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 ]
- [ 27 ] Rong J H , Yun G H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5483 ( in Chinese ) [ 荣建红、云国宏 2007 物理学报 **56** 5483 ]
- [ 28 ] Chung S H , Hoffmann A , Grimsditch M 2005 *Phys. Rev. B* **71** 214430
- [ 29 ] Stoner E C , Wohlfarth E P 1991 *IEEE. Trans. Magn.* **27** 3475
- [ 30 ] Kim D Y , Kim C G , Kim C O , Tsunoda M , Takahashi M 2006 *J. Magn. Magn. Mater* **304** e56
- [ 31 ] Spenato D , Castel V , Pogossian S P , Dekadjevi D T , Youssef J B 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 062515
- [ 32 ] Camarero J , Sort J , Hoffmann A , Dieny B , Nogués J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 057204
- [ 33 ] Xi H , White R M 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 5169
- [ 34 ] Ambrose T , Sommer R L , Chien C L 1997 *Phys. Rev. B* **56** 83
- [ 35 ] Thiaville A 1998 *J. Magn. Magn. Mater* **182** 5

# Effect of applied stress on exchange bias in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers and the phenomenon of the jump<sup>\*</sup>

Bai Yu-Hao<sup>1)</sup> Yun Guo-Hong<sup>1)†</sup> B. Narsu<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *College of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China*

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

(Received 16 October 2008 ; revised manuscript received 17 December 2008)

## Abstract

Using the principle of minimal energy and S – W model, the effect of the applied stress on exchange bias in ferromagnetic (FM)/ antiferromagnetic (AFM) 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 system will be in monostable state or bistable state, which is controlled by the competition between the uniaxial anisotropy and the exchange anisotropy. Monostable state or bistable state of the system determine the angular dependence of exchange bias immediately. When the external field is applied along the intrinsic easy axes and intrinsic hard axes, it is found by analyzing the magnetization processes that one of the switching field of the hysteresis loop shows a abrupt change, while the other is kept constant, and consequently the exchange bias field and the coercivity will appear a jump phenomenon. The numerical calculations indicate that both the exchange bias field and the coercivity are larger in the magnitude at the points of the jump. Both the magnitude and the orientation of the applied 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 the applied stress is a viable way to control and tune the exchange bias of the FM/AFM bilayers.

**Keywords :** monostable state, bistable state, applied stress

**PACC :** 7530G, 7530E, 7560, 7570

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10762001 ), Program for New Century Excellent Talents in University ( Grant No. NCET-2005-0272 ), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 200801260003 ), and the Key Project of the Chinese Ministry of Education ( Grant No. 206024 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: indghyun@imu.edu.cn/ghyun@imnu.edu.cn