

不同易轴取向对Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性 双层膜的微磁学模拟*

彭懿 赵国平[†] 吴绍全 斯文静 万秀琳

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2014年3月31日收到; 2014年4月19日收到修改稿)

运用三维数值模拟计算方法, 计算了膜面外不同易轴取向Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性双层膜的磁滞回线、角度分布、成核场、矫顽力和磁能积等, 并与实验结果进行了细致比较. 计算结果表明: 只有当易轴与外场之间的夹角 $\beta = 0^\circ$ 时, 才有明显的成核现象, 其成核场和矫顽力均随着软磁相厚度 L^s 的增加而降低; 随着易轴偏角 β 的增大, 剩磁逐渐减小, 磁滞回线的方形度降低, 从而磁能积减小, 在 $L^s = 1 \text{ nm}$, $\beta = 0^\circ$ 时磁能积(561.61 kJ/m³)最大. 理论计算所得的磁滞回线与实验磁滞回线符合得很好, 剩磁和矫顽力的理论值与实验值相差很小.

关键词: 微磁学模拟, 易轴取向, 矫顽力, 磁能积

PACS: 75.78.Cd, 75.30.Gw, 75.70.Ak, 75.50.Ww

DOI: 10.7498/aps.63.167505

1 引言

1991年, Kneller和Hawig^[1]提出了交换弹簧的概念, 将硬磁相的高矫顽力和软磁相的高饱和磁化强度相结合, 获得了高性能的磁体. 1993年, Skomski和Coey^[2]通过微磁学的计算指出: 取向排列的纳米多层膜复合磁体的理论磁能积可达1 MJ/m³, 是目前磁性能最好的烧结Nd-Fe-B磁体的磁能积的两倍. 在随后的十多年, 科学家们从理论和实验两方面对复合磁体进行了深入的研究^[3-26]. Leineweber和Kronmüller^[27]利用数值方法计算得到了Nd₂Fe₁₄B/ α -Fe磁性三层膜的成核场和最大磁能积随软磁相厚度的变化曲线. Zhao等^[28,29]指出复合磁体磁化反转要经历磁畴壁的成核、畴壁的扩展、磁化矢量的不可逆反转三个阶段, 并通过对能量极小值的求解和分析得到了成核场与软磁相厚度有关的解析方程. 理论计算表明: 随着软磁相厚度的增加, 成核场逐渐减小, 矫顽力的

主导机理从成核变为钉扎. 除此之外, 他们还将界面耦合作用的强度考虑到计算当中, 并得出随着界面耦合作用的减弱, 磁体的钉扎场增大, 成核场和磁能积减小. Asti等^[30]利用磁化率公式计算得到了平行取向交换耦合纳米复合材料的磁相图, 并将磁体分为刚性复合磁体、交换弹簧磁体和退耦合磁体, 根据磁相图中两相厚度的关系得到了不同材料构成交换弹簧磁体时软磁相厚度与硬磁相厚度的最佳比例. Li等^[20]运用有限元方法计算得到各向同性的MnBi/ α -Fe复合磁体的最大磁能积达到322 kJ/m³. Cui等^[31]合成了Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性薄膜, 其最大磁能积达到486 kJ/m³. 上述研究表明交换耦合材料的磁性能还有提升空间, 值得进行更深入的研究.

研究发现, Skomski和Coey计算理论最大磁能积是基于磁晶易轴方向和外场方向一致的一维模型, 并且材料的晶体结构无缺陷. 随后的绝大部分理论计算研究也都是基于这种简化后的模型, 所得

* 国家自然科学基金(批准号: 11074179, 10747007)、四川省高等学校科研创新团队建设计划(批准号: 12TD008)和四川师范大学学生科研创新计划资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zhaogp@uestc.edu.cn

到的最大磁能积的理论值均比实验值大. 在实际的材料中, 硬磁相和软磁相中的易轴与外场方向存在一定的偏角. Xia 等^[32]对膜面内不同易轴取向的纳米复合磁性薄膜进行了研究, 发现易轴偏角的存在对薄膜磁性能的影响很大. 本文运用三维数值模拟软件OOMMF^[33,34]对膜面外不同易轴取向下的Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性双层膜体系的反磁化过程进行了模拟, 计算了体系的磁滞回线、角度分布、成核场、矫顽力和磁能积等, 并与实验结果进行了细致的对比.

2 模型与计算方法

本文计算模型如图1所示. 取Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性双层膜体系的软磁相下表面中心为坐标原点, 建立*o-xyz*坐标系. 这里上标s, h分别代表软磁相和硬磁相; *L^s*和*L^h*分别为软磁相和硬磁相的厚度. 外场*H*垂直于膜面, 且从4.77 MA/m变化到-4.77 MA/m, 软磁相和硬磁相中的易轴*e*与*H*的夹角为β, β分别取为0°, 10°, 20°, 30°, 45°, 60°, 90°. 膜的长和宽均为300 nm, 硬磁相厚度*L^h* = 10 nm, 软磁相厚度*L^s*分别取为1, 3, 5, 10, 20 nm, 文献^[9, 10]的研究表明最大磁能积出现在这一厚度区域里, 而各临界场与硬磁相厚度关系不大. 在OOMMF软件模拟计算中, 模型被划分为很多小网格, *L^s* = 5, 10, 20 nm, β = 0°时网格大小为2 nm × 2 nm × 1 nm, 其余情况下网格大小均为3 nm × 3 nm × 1 nm, 网格的宽度接近材料的布洛赫壁宽度, 厚度接近交换长度. 最初, 磁体处于正向饱和状态, 每一个网格的磁矩取向都是一致的.

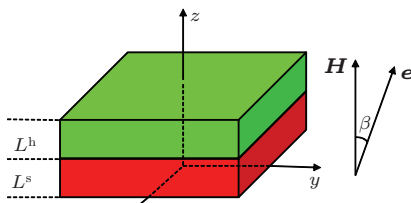


图1 本文计算模型

本文中, Nd₂Fe₁₄B和Fe₆₅Co₃₅分别作为硬磁相和软磁相, 两者的磁晶各向异性常数*K*、交换作用常数*A*、饱和磁化强度*M_s*的值^[2,29]如下: *K^h* = 4.3 × 10⁶ J/m³, *M_s^h* = 1.28 × 10⁶ A/m, *A^h* = 7.7 × 10⁻¹² J/m; *K^s* = 10 J/m³, *M_s^s* = 1.934 × 10⁶ A/m, *A^s* = 16.7 × 10⁻¹² J/m. 我们

选择自由边界条件, 软硬磁相间交换耦合常数*A^{sh}* = 1 × 10⁻¹¹ J/m.

3 磁滞回线和临界场

通过对薄膜退磁过程中磁矩偏角的分析可知, 易轴与外场的夹角β对磁矩的反转过程影响较大. 通过计算不同外场下磁矩的分布可以得到体系的磁滞回线. 图2显示了*L^s* = 1 nm、易轴偏角不同时Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性双层膜体系的磁滞回线. 从图2可以看出, 随着偏角β的增大, 磁滞回线的方形度降低. 外场为零时宏观磁矩被称为剩磁*M_r*. 表1列出了不同的偏角β所对应的剩磁. 当β = 0°时, 易轴与外场在同一方向, 使得材料完全饱和, 此时剩磁与饱和磁化强度相等, 为1.34 MA/m. 当外场小于-1.11 MA/m时, 磁矩开始偏转, 由磁滞回线可以看出明显的成核现象. 随着外场的逐渐减小, 磁矩偏离初始方向, 在*z*轴方向的分量减小, 宏观表现为总磁矩*M*减小. 当外场减小到-1.88 MA/m时, 薄膜内部的磁矩发生不可逆的偏转, 宏观磁矩减小到-1.34 MA/m, 即达到负向饱和状态. 磁晶各向异性场使得磁矩沿着易轴的方向. 当外场与易轴之间的偏角β不为零时, 磁晶各向异性场使得磁矩偏离外场方向, 随着外场的减小, 磁矩逐渐偏离原来的方向, 无明显的成核现象. 当β = 10°时, 剩磁*M_r* = 1.29 MA/m, 与β = 0°时的*M_r*相比降低了3.7%. 而到β = 60°时, 剩磁*M_r* = 0.54 MA/m, 与β = 0°时的*M_r*相比降低了59.7%.

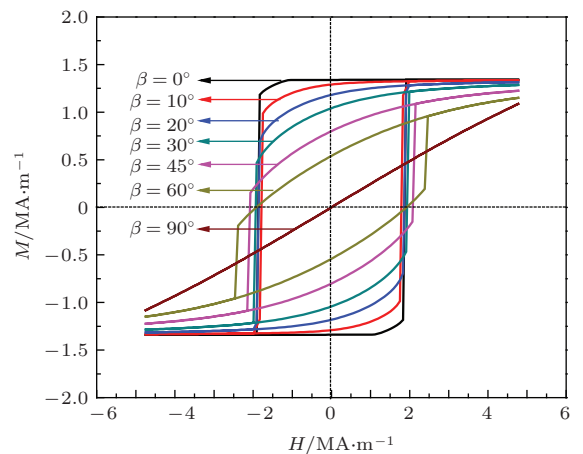


图2 (网刊彩色) *L^s* = 1 nm、易轴偏角β不同时Nd₂Fe₁₄B/Fe₆₅Co₃₅磁性双层膜体系的磁滞回线

当宏观磁矩为零时, 所对应的外场的相反数是

矫顽力 H_c , 它表征材料抵抗退磁的能力. 由表 1 所列的数据可以看出, 当 $\beta = 45^\circ$ 时, 矫顽力 H_c 达到最大值, 为 2.07 MA/m. 当 $\beta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ 和 45° 时, 矫顽力等于钉扎场, 矫顽力主导机理是钉扎. $\beta = 60^\circ$ 时, 矫顽力小于钉扎场. 随着易轴偏角 β 的增大, 初始磁矩相对于外场方向偏转越远, 使得剩磁和矫顽力越来越小. $\beta = 90^\circ$ 时, 磁体沿着难轴方向磁化, 剩磁和矫顽力为零, 即磁滞回线经过原点.

图 3 显示了 $\beta = 10^\circ$ 时, 不同的软磁相厚度

L^s 所对应的磁滞回线. 易轴偏角 $\beta \neq 0^\circ$ 时, 磁矩没有达到完全饱和状态, 随着外场的减小, 磁矩逐渐偏离初始方向, 磁滞回线上无明显的成核点. $L^s = 1 \text{ nm}$ 时, 剩磁 $M_r = 1.04 \text{ MA/m}$, 矫顽力 $H_c = 1.91 \text{ MA/m}$. 随着软磁相厚度 L^s 的增加, 软磁相磁矩更容易带动硬磁相磁矩的偏转, 进而导致薄膜体系的剩磁和矫顽力逐渐减小. $L^s = 5 \text{ nm}$ 时, 与 $L^s = 1 \text{ nm}$ 时的情形相比, 矫顽力减小了 33%, 剩磁减小了 19.2%. 当软磁相厚度 L^s 增加到 20 nm 时, 矫顽力和剩磁的减少量均超过了 50%.

表 1 软磁相厚度不同时, 不同的易轴偏角 β 所对应的剩磁 M_r 和矫顽力 H_c

		$\beta = 0^\circ$	$\beta = 10^\circ$	$\beta = 20^\circ$	$\beta = 30^\circ$	$\beta = 45^\circ$	$\beta = 60^\circ$
$L^s = 1 \text{ nm}$	$M_r/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	1.34	1.29	1.18	1.04	0.79	0.54
	$H_c/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	1.88	1.78	1.85	1.91	2.07	1.91
$L^s = 3 \text{ nm}$	$M_r/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	1.26	1.17	1.07	0.94	0.71	0.48
	$H_c/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	1.30	1.30	1.45	1.45	1.58	1.29
$L^s = 5 \text{ nm}$	$M_r/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	1.12	1.04	0.95	0.84	0.63	0.44
	$H_c/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	1.07	1.20	1.23	1.28	1.32	0.93
$L^s = 10 \text{ nm}$	$M_r/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	0.85	0.81	0.75	0.66	0.51	0.34
	$H_c/\text{MA}\cdot\text{m}^{-1}$	0.90	0.90	0.95	0.87	0.75	0.52

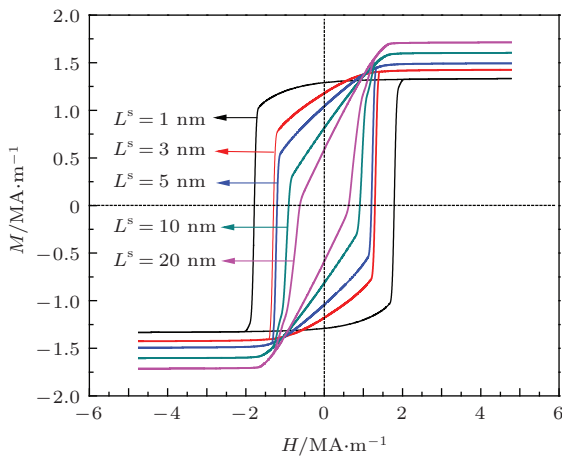


图 3 (网刊彩色) $\beta = 10^\circ$ 时, 不同的软磁相厚度 L^s 所对应的磁滞回线

图 4 给出了 $\beta = 0^\circ$ 时成核场 H_N 随着软磁相厚度 L^s 的变化, 包括三维 OOMMF 软件模拟计算结果和一维解析计算结果. 从图 4 可以看出, 一维计算结果和三维计算结果差别很小. $L^s = 1 \text{ nm}$ 时, 成核场为 1.11 MA/m, 在第二象限成核. 随着软磁相厚度 L^s 的增大, 软磁相表面离硬磁相越远, 硬磁相对软磁相表面磁矩偏转的阻碍作用减小, 进而使得软磁相更早成核, 成核场逐渐减小. $L^s = 3 \text{ nm}$

时, 成核出现在第一象限, 成核场为 -0.88 MA/m ; $L^s = 20 \text{ nm}$ 时, 成核场减小到 -2.38 MA/m .

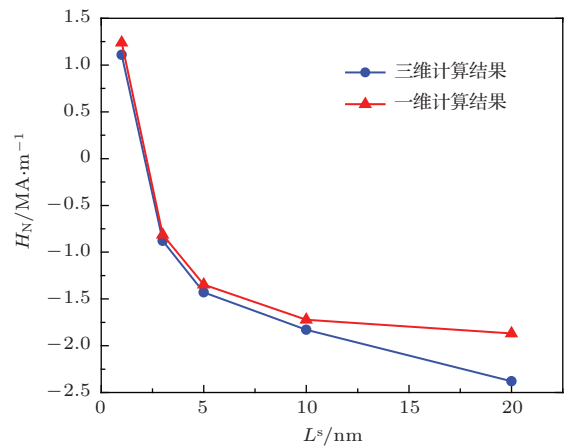


图 4 (网刊彩色) $\beta = 0^\circ$ 时成核场 H_N 随着软磁相厚度 L^s 的变化

图 5 给出了不同软磁相厚度下矫顽力 H_c 随易轴偏角 β 的变化. 由图 5 和表 1 所列的数据可知, $L^s = 1, 3, 5 \text{ nm}$ 时, 矫顽力在易轴偏角 $\beta = 45^\circ$ 时达到最大值, 分别为 2.07, 1.58 和 1.32 MA/m. 当 β 达到 90° 时, 矫顽力为零, 磁滞回线经过原点.

$L^s = 10 \text{ nm}$ 时, 随着易轴偏角 β 的增大, 矫顽力逐渐减小到零.

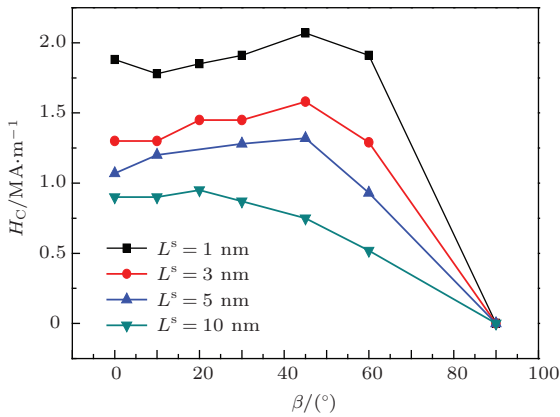


图5 不同软磁相厚度 L^s 下矫顽力 H_c 随易轴偏角 β 的变化

4 角度分布和膜面内的磁矩分布

磁滞回线宏观地反映了在外场作用下磁体的磁化过程, 但是微观情况却要通过磁矩的分布才能反映出来. 图6给出了 $L^s = 5 \text{ nm}$, $\beta = 0^\circ, 30^\circ$ 时平均磁矩与外场的夹角 θ 在 z 方向上的分布. 由图6(a)可知, 当 $\beta = 30^\circ$ 时, 由于硬磁和软磁不同的磁晶各向异性, 磁矩不能达到完全饱和的状态, 只能无限地趋近饱和, 类似的现象还出现在只有软磁相易轴偏角^[9]和两相的易轴均出现偏角^[35]的情况. 当外场 H 比较大 (4.77 MA/m) 时, 硬磁相的磁矩已经明显地偏离了外场方向, 在硬磁相表面磁矩偏转角度为 17.5° , 而软磁相的磁矩的偏转角度为 1.92° , 和外场的方向基本一致. 随着外场的减小, 软磁相的磁矩偏转较硬磁相的磁矩快. 当外场减小到 1.11 MA/m 时, 软磁相表面磁矩偏转达到 41.3° , 此时硬磁相表面磁矩偏转角度为 29° . 在矫顽力点, 外场反向达到 1.28 MA/m, 此时软磁相表面磁矩偏转角度达到 119.4° , 硬磁相表面磁矩偏转角度为 47.3° .

从图6(b)可以看出, 当 $\beta = 0^\circ$ 时, 硬磁相表面初始磁矩的取向和 $\beta \neq 0^\circ$ 时的情况差别很大. 在矫顽力点之前, 硬磁相的磁矩几乎没有发生偏转, 直到钉扎. 在成核点, $H = 1.43 \text{ MA/m}$, 软磁相表面磁矩发生轻微偏转. 外场减小到零时, 软磁相表面磁矩偏转角度达到 71.8° , 薄膜体系的磁矩没有出现一致取向, 这与易轴在面内时^[32,35]所得到的结果不同. 这是由于对于易轴在面外的情况, 退磁场的存在使得外场减小到零时, 内场不等于零, 而易轴在膜面内时, 退磁场的影响很小, 甚至可以忽

略, 体系的磁晶各向异性使得磁矩沿着易轴方向. 外场反向增大至矫顽力 ($H = -1.07 \text{ MA/m}$) 时, 软磁相表面磁矩偏转角度已经达到 106.9° , 而硬磁相磁矩仍然还处在初始方向.

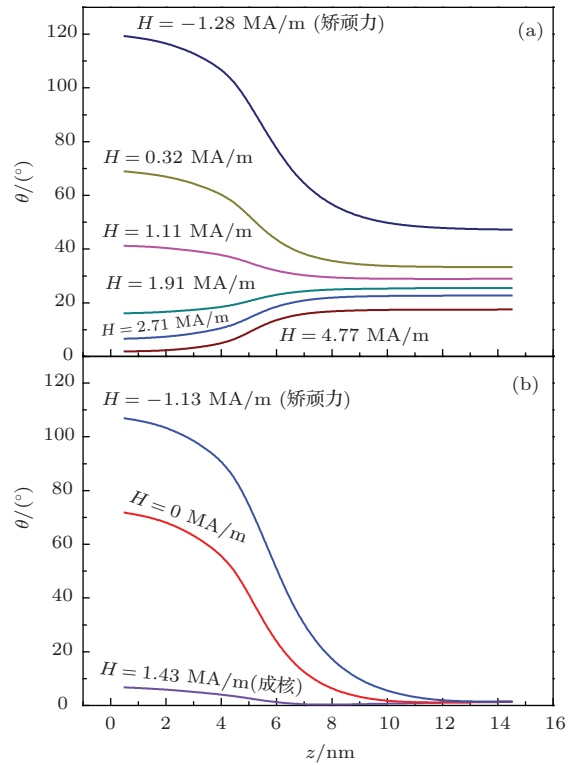


图6 $L^s = 5 \text{ nm}$, $\beta = 0^\circ, 30^\circ$ 时平均磁矩与外场的夹角 θ 在 z 方向上的分布 (a) $\beta = 30^\circ$; (b) $\beta = 0^\circ$

为了更直观地理解磁矩反转过程, 可以利用 OOMMF 软件计算得到膜面内磁矩的分布. 图7给出了 $L^s = 5 \text{ nm}$, $\beta = 0^\circ$ 时不同外场所对应的软磁相表面磁矩的分布, 显示比例为 1 : 10, 即每一个箭头表示 10×10 个网格的磁矩. 易轴与外场平行时, 即 $\beta = 0^\circ$, 初始磁矩的取向一致, 均沿着外场方向, 磁矩与外场方向的夹角 $\theta = 0^\circ$. 随着外场的减小, 当 $H = 1.43 \text{ MA/m}$ (图7(a)) 时, 软磁相表面四周的磁矩开始向着膜面内偏转, 磁矩偏离外场的平均角度为 6.8° , 我们把该点称作成核点, 所对应的外场的相反数称为成核场. 图7(b), (c), (d) 分别给了外场为 0.80, 0.16, -0.48 MA/m 时的磁矩分布. 从图7(b)—(d) 可以看出, 磁矩绕着膜面中心点转动, 形成旋涡状的磁矩排列, 称之为涡旋态. 图7(e) 对应的外场为 -1.13 MA/m , 此时大部分磁矩的取向与初始饱和状态时的方向相差 90° . 这是一个临界点, 外场再增加一点就会导致磁矩的完全反转. 图7(f) 对应的外场 $H = -1.19 \text{ MA/m}$, 此时磁矩完全反转.

5 磁能积

磁能积是衡量磁性材料性能的重要指标. 磁能积可以根据退磁曲线计算得到, 一个外场 H 对应一个 M 值, 根据 $BH = -H(4\pi M + H)$ 可以计算出磁能积 BH . 从图 8(a) 可以看出, 随着外场的逐渐减小, 不同软磁相厚度对应的磁能积均先增大后减小, 出现磁能积的最大值, 即最大磁能积 $(BH)_{\max}$. 当 $\beta = 0^\circ$ 时, 在软磁相厚度为 1 nm 时

出现最大磁能积, 为 561.61 kJ/m^3 , 此时对应的外场 $H = -0.64 \text{ MA/m}$. 由图 8(b) 可知, 随着软磁相厚度的增加, 最大磁能积急剧减小, $L^s = 10 \text{ nm}$ 时最大磁能积为 135.08 kJ/m^3 , 与软磁相厚度为 1 nm 时的最大磁能积相比减小了 76%, 当 L^s 增加到 20 nm 时, 最大磁能积减小到 52.11 kJ/m^3 , 与软磁相厚度为 1 nm 时的最大磁能积相比减小了 90.7%.

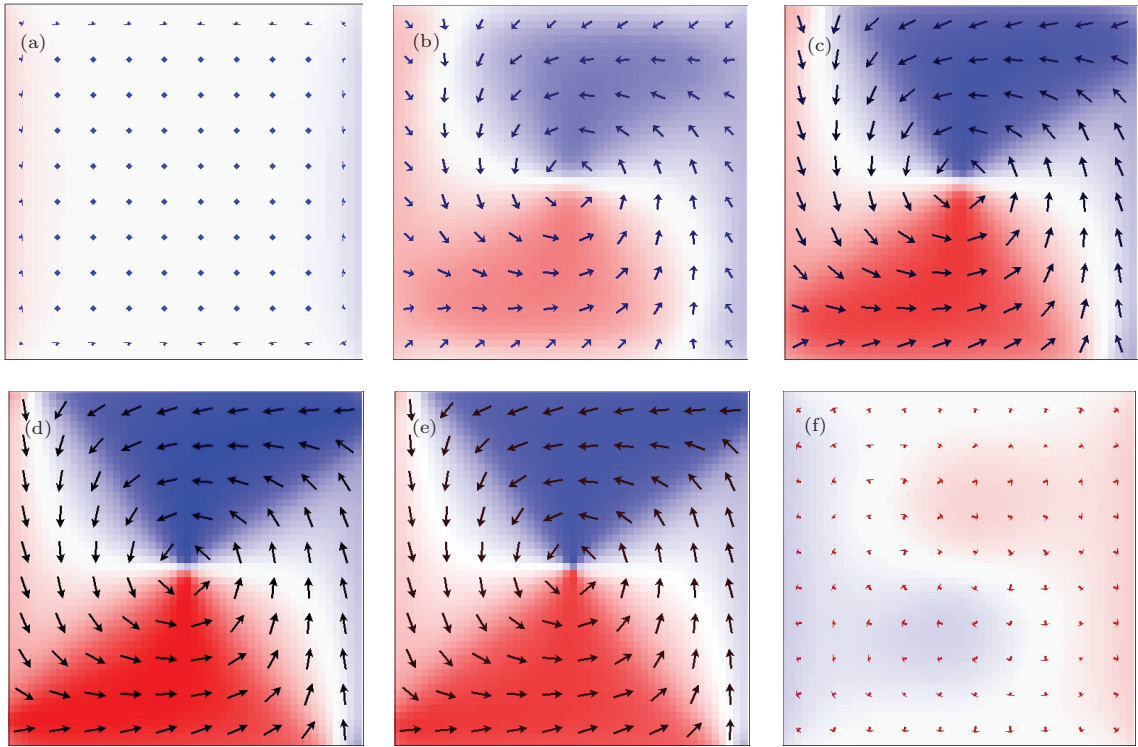


图 7 (网刊彩色) $L^s = 5 \text{ nm}$, $\beta = 0^\circ$ 时, 不同外场所对应的软磁相表面磁矩的分布 (a) $H = 1.43 \text{ MA/m}$; (b) $H = 0.80 \text{ MA/m}$; (c) $H = 0.16 \text{ MA/m}$; (d) $H = -0.48 \text{ MA/m}$; (e) $H = -1.13 \text{ MA/m}$; (f) $H = -1.19 \text{ MA/m}$

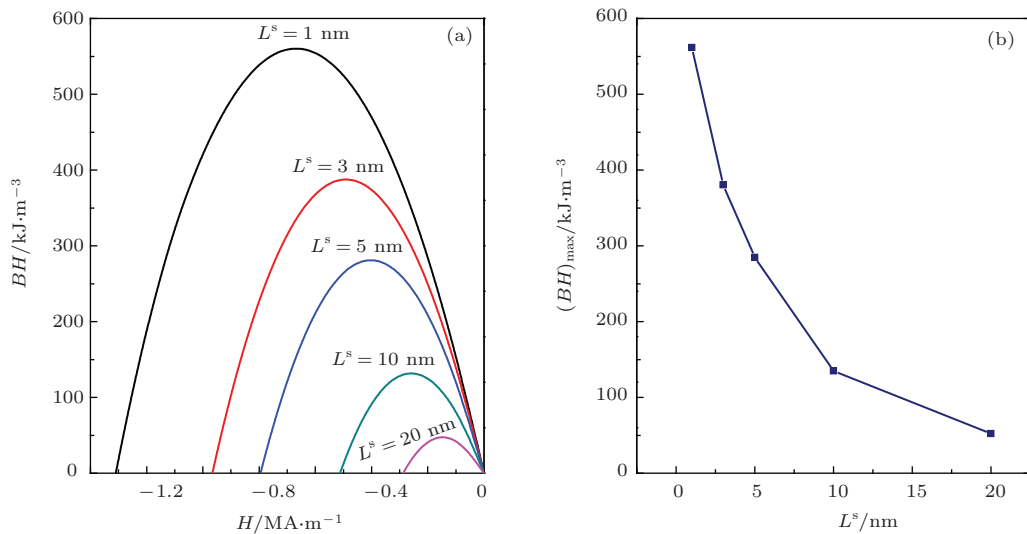


图 8 $\beta = 0^\circ$ 时, 不同软磁相厚度下的磁能积以及最大磁能积随着软磁相厚度的变化 (a) 不同软磁相厚度下的磁能积; (b) 最大磁能积随着软磁相厚度的变化

图9显示了易轴与外场之间的夹角 β 对体系的磁能积 BH 的影响. 从图9可以看出, 易轴偏角 β 对最大磁能积的影响很大. $\beta = 0^\circ$ 时, 最大磁能积 $(BH)_{\max}$ 为 380.56 kJ/m^3 , 当 $\beta = 10^\circ$ 时, 最大磁能积 $(BH)_{\max}$ 为 342.24 kJ/m^3 , 下降了10.1%. 这是由于外场与易轴之间存在偏角, 剩磁减小, 磁滞回线的方形度降低, 进而导致磁能积降低. 当 $\beta = 30^\circ$ 时, 最大磁能积减少到 209.31 kJ/m^3 , 减少量超过了40%. 到 $\beta = 60^\circ$ 时, 最大磁能积为

54.63 kJ/m^3 , 仅为 $\beta = 0^\circ$ 时最大磁能积的14.4%. 从图9(b)可以看出, 最大磁能积 $(BH)_{\max}$ 随着易轴与外场之间的夹角 β 的增大几乎呈线性降低, 这与易轴在面内^[32,35]的情况有相似的趋势, 都是随着 β 的增大, 最大磁能积降低. 由此可见, 易轴的偏角使得薄膜在退磁过程中的最大磁能积减小. 在实际的材料中, 易轴并非严格的取向一致, 本文的计算结果在一定程度上解释了实验中的最大磁能积小于理论值的原因.

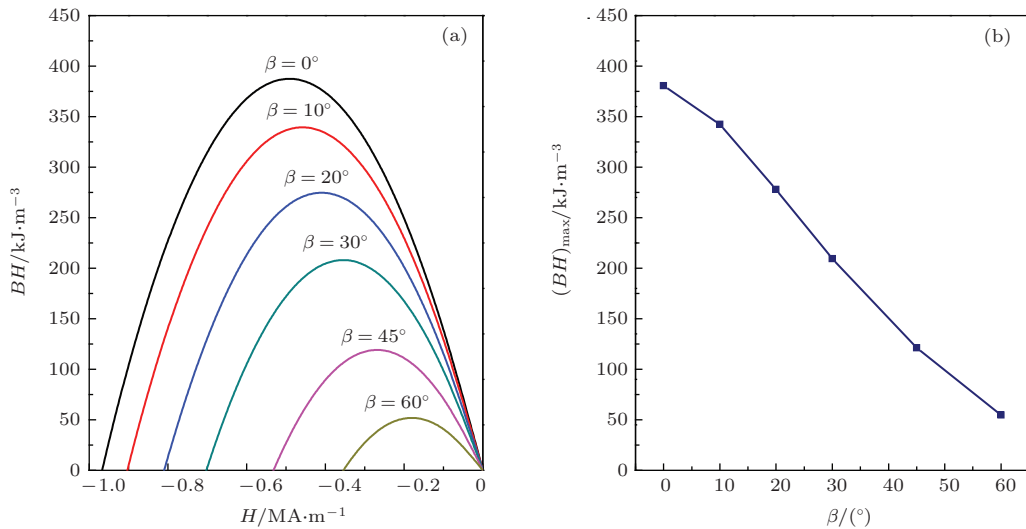


图9 $L^s = 3 \text{ nm}$ 时, 不同 β 值下的磁能积及最大磁能积随着 β 的变化 (a) 不同 β 值下的磁能积; (b) 最大磁能积随着 β 的变化

6 与实验结果对比

图10显示了易轴在膜面外的情况下理论计算得到的磁滞回线与Cui等^[31]得到的实验结果的比较. 实验中, 软磁相FeCo中Fe和Co的比例为67 : 33, 饱和磁化强度 $M_s^s = 1.87 \times 10^6 \text{ A/m}$, 软硬磁相间交换耦合常数 $A^{\text{sh}} = 0.3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$, 其他参数与本文其他部分计算采用的参数一致. 计算中, 将文献^[31]中图3(a)所示的实验模型简化为双层膜体系, 硬磁相厚度和软磁相厚度分别取为20和5 nm. 从图10可以看出: 模拟计算得到的磁滞回线与实验磁滞回线基本相符, 特别是理论计算的剩磁和实验值相差很小; 矫顽力的计算值与实验值相差不大, 矫顽力的理论值为 1.67 MA/m , 实验值为 1.40 MA/m . 最大磁能积 $(BH)_{\max}$ 的实验值为 311 kJ/m^3 , 理论值为 335.91 kJ/m^3 , 理论值与实验值之间的差距也很小.

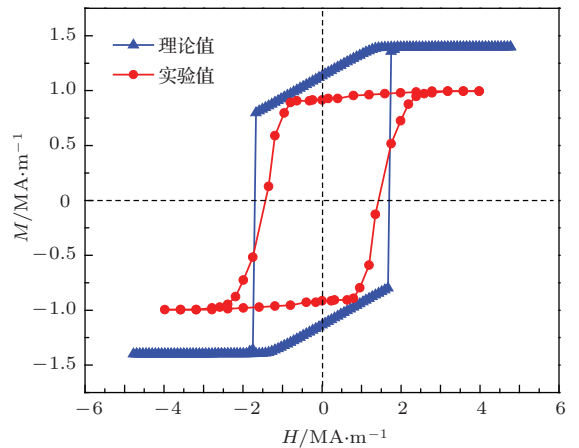


图10 理论计算得到的磁滞回线与实验磁滞回线的对比

7 结论

本文运用微磁学方法, 利用OOMMF软件计算了易轴与外场方向存在 β 角的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ 双层膜的各种磁性参数, 着重分析了磁矩反转过程中的磁滞回线、角度分布、磁矩分布和

磁能积, 并和 Cui 等^[31]得到的实验结果进行了比较. 计算结果表明, 易轴偏角 β 对磁矩反过程的影响较大. 当 $\beta = 0^\circ$ 时, 随着软磁相厚度的增大, 成核场和矫顽力均逐渐减小. 当 $\beta \neq 0^\circ$ 时, 在磁矩反转过程中, 由于外场和易轴之间存在夹角 β , 磁晶各向异性使得磁矩偏离外场方向, 不会出现明显的成核现象, 磁矩随着外场的减小逐渐偏离初始方向. 在固定软磁相厚度的情形下, 随着易轴偏角 β 的增大, 剩磁减小, 磁滞回线的方形度降低, 矫顽力先增大后减小, 在 $\beta = 90^\circ$ 时, 矫顽力和剩磁均为零, 磁能积也迅速降低. 在固定易轴偏角的情形下, 随着软磁相厚度的增加, 软磁相磁矩带动了硬磁相磁矩的偏转, 使得矫顽力和剩磁均减小, 磁滞回线的方形度变差. 在不同的软磁相厚度下, 软磁相厚度越大, 最大磁能积下降越快, 即软磁相厚度越大, 易轴偏角对磁能积的影响越大. 与 Cui 等^[31]得到的实验结果比较发现, 计算得到的磁滞回线和实验测得的磁滞回线形状很相近, 计算得到的剩磁和矫顽力与实验值相差很小.

参考文献

- [1] Kneller E F, Hawig R 1991 *IEEE Trans. Magn.* **27** 3588
- [2] Skomski R, Coey J M D 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15812
- [3] Schrefl T, Kronmüller H, Fidler J 1993 *J. Magn. Magn. Mater.* **127** L273
- [4] Shindo M, Ishizone M, Sakuma A, Kato H, Miyazaki T 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 4444
- [5] Ping D H, Hono K, Hirosawa S 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7769
- [6] Guo Z J, Jiang J S, Pearson J E, Bader S D, Liu J P 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2029
- [7] Liu W, Zhang Z D, Liu J P, Chen L J, He L L, Liu Y, Sun X K, Sellmyer D J 2002 *Adv. Mater.* **14** 1832
- [8] Jiang J S, Pearson J E, Liu Z Y, Kabius B, Trasobares S, Miller D J, Bader S D, Lee D R, Haskel D, Srajer G, Liu J P 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5293
- [9] Zhao G P, Zhou G, Zhang H W, Feng Y P, Xian C W, Zhang Q X 2008 *Comput. Mater. Sci.* **44** 117
- [10] Feng C, Zhan Q, Li B H, Teng J, Li M H, Jiang Y, Yu G H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3503 (in Chinese) [冯春, 詹倩, 李宝河, 滕蛟, 李明华, 姜勇, 于广华 2009 物理学报 **58** 3503]
- [11] Chen R J, Rong C B, Zhang H W, He S L, Zhang S Y, Shen B G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4341 (in Chinese) [陈仁杰, 荣传兵, 张宏伟, 贺淑莉, 张绍英, 沈保根 2004 物理学报 **53** 4341]
- [12] Xian C W, Zhao G P, Zhang Q X, Xu J S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3509 (in Chinese) [鲜承伟, 赵国平, 张庆香, 徐劲松 2009 物理学报 **58** 3509]
- [13] Ma B, Wang H, Zhao H B, Sun C G, Acharya R, Wang J P 2010 *IEEE Trans. Magn.* **46** 2345
- [14] Hou H C, Liao J W, Lin H J, Chang F H, Chen R Z, Chiu C H, Lai C H 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 07C104
- [15] Belemuk A M, Chui S T 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 093909
- [16] Guo G H, Zhang G F, Wang X G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 107503 (in Chinese) [郭光华, 张光富, 王希光 2011 物理学报 **60** 107503]
- [17] Li Z B, Shen B G, Sun J R 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 013902
- [18] Li Z B, Shen B G, Niu E, Sun J R 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 062405
- [19] Li Z B, Zhang M, Shen B G, Sun J R 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 102405
- [20] Li Y Q, Yue M, Zuo J H, Zhang D T, Liu W Q, Zhang J X, Guo Z H, Li W 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 3391
- [21] Li H L, Lou L, Hou F C, Guo D F, Li W, Li X H, Gunderov D, Sato K, Zhang X Y 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 142406
- [22] Huang C W, Chen Z H, Chen L 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 094101
- [23] Wang F, Zhang J, Zhang J, Wang C L, Wang Z F, Zeng H, Zhang M G, Xu X H 2013 *Appl. Surf. Sci.* **271** 390
- [24] Poudyal N, Liu J P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 043001
- [25] Liu W, Liu X H, Cui W B, Gong W J, Zhang Z D 2013 *Chin. Phys. B* **22** 027104
- [26] Shi Z, Du J, Zhou S M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 027503
- [27] Leineweber T, Kronmüller H 1997 *J. Magn. Magn. Mater.* **176** 145
- [28] Zhao G P, Zhao M G, Lim H S, Feng Y P, Ong C K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 162513
- [29] Zhao G P, Wang X L 2006 *Phys. Rev. B* **74** 012409
- [30] Asti G, Ghidini M, Pellicelli R, Pernechele C, Solzi M, Albertili F, Casoli F, Fabbri S, Pareti L 2006 *Phys. Rev. B* **73** 094406
- [31] Cui W B, Takahashi Y K, Hono Y 2012 *Adv. Mater.* **24** 6530
- [32] Xia J, Zhao G P, Zhang H W, Cheng Z H, Feng Y P 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 013918
- [33] Donahue M J, Porter D J 1999 *OOMMF Use's Guide, Version 1.0* (Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology)
- [34] Zhang X C, Zhao G P, Xia J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 218702 (in Chinese) [张溪超, 赵国平, 夏静 2013 物理学报 **62** 218702]
- [35] Xia J, Zhang X C, Zhao G P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 227502 (in Chinese) [夏静, 张溪超, 赵国平 2013 物理学报 **62** 227502]

Micromagnetic simulation and analysis of $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ magnetic bilayered thin films with different orientations of the easy axis*

Peng Yi Zhao Guo-Ping[†] Wu Shao-Quan Si Wen-Jing Wan Xiu-Lin

(College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

(Received 31 March 2014; revised manuscript received 19 April 2014)

Abstract

The hysteresis loops, angular distribution, nucleation field, coercivity and energy product are calculated by three-dimensional micromagnetic method for $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ bilayers with a deviation of the easy axis, and the results are compared with the experimental results. The results show that obvious nucleation can be observed only when the angle β between the easy axis and the applied field is equal to 0° , and the nucleation field and the coercivity decrease as the thickness of the soft phase L^s increases. The remanence decreases and the squareness of the hysteresis loop weakens as β increases, leading to the decrease of the energy product while the largest maximum energy product (561.61 kJ/m^3) occurs at $L^s = 1 \text{ nm}$ and $\beta = 0^\circ$. The shapes of the hysteresis loops, the remanence and the coercivity obtained from calculations and experiments are close to each other.

Keywords: micromagnetic simulation, easy axis orientation, coercivity, energy products

PACS: 75.78.Cd, 75.30.Gw, 75.70.Ak, 75.50.Ww

DOI: 10.7498/aps.63.167505

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074179, 10747007), the Scientific Research Innovation Team Program of Institution of Higher Education of Sichuan Province, China (Grant No. 12TD008), and the Scientific Research Innovation Program for Student of Sichuan Normal University, China.

[†] Corresponding author. E-mail: zhaogp@uestc.edu.cn