

垂直取向 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 磁性三层膜的磁化反转^{*}

鲜承伟¹⁾ 赵国平^{1) 2)} 张庆香¹⁾ 徐劲松¹⁾

1) 四川师范大学物理与电子工程学院和固体物理研究所, 成都 610068

2) 电子科技大学, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室 成都 610054

(2008 年 9 月 26 日收到, 2008 年 11 月 1 日收到修改稿)

运用微磁学方法结合物质参数探究了垂直取向 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 磁性三层膜的磁化反转过程, 计算出成核场、钉扎场以及磁滞回线随 L^s (软磁相厚度) 的变化, 并与相关的实验和理论数据进行比较. 由于考虑了退磁能量项, 垂直取向的成核场比平行取向时低, 在外磁场还没有反向时就发生了成核. 随着软磁相厚度的增加, 理论矫顽力从等于成核场 (同时也等于钉扎场) 到等于钉扎场, 再到小于钉扎场, 矫顽力机理由成核变为钉扎.

关键词: 成核场, 钉扎场, 矫顽力, 磁滞回线

PACC: 7550V, 7560, 7540M, 7570

1. 引言

1991 年 Kneller 和 Hawig^[1] 提出交换弹簧磁体的概念, 认为这种磁体结合了软磁相的高剩磁和硬磁相的高矫顽力, 可以得到很高的磁能积. 从那以后, 磁学工作者纷纷从理论和实验上对这种磁体进行研究^[2-9]. 1993 年 Skomski 和 Coey^[2] 指出, 取向排列的纳米复合磁体的理论磁能积可达到 1 MJ/m^3 , 这几乎是最好的单相永磁体磁能积的一倍, 而目前最好的实验结果仅为 0.2 MJ/m^3 左右^[10-13]. 这一矛盾一方面是由于实验上达不到理论要求的晶粒完全均匀和一致取向, 另一方面也说明理论模型过于简单.

取向排列的纳米磁性多层膜主要有两种情况: 一种是软硬磁相易轴都平行于膜面取向, 这种结构主要用在高性能微型永磁材料的设计中; 一种是软硬磁相易轴都垂直于膜面取向, 这种结构对于高密度磁记录材料的制备有重要意义^[14]. Zhao 等人^[3, 4] 对易轴平行于膜面取向的硬磁/软磁/硬磁交换耦合三层膜的矫顽力机理进行研究后指出, 这种磁体退磁要经历三个过程: 1) 畴壁的成核; 2) 畴壁的扩展; 3) 磁化矢量的不可逆翻转. 随着软磁层厚度的增加, 矫顽力的主导机理从成核变为钉扎. 但是他们没有考虑垂直取向时退磁能量项的影响, 也没有画

出磁滞回线. 平行取向时膜面近似看成无限大, 退磁能量项可以忽略, 但垂直取向时, 由于薄膜厚度很小, 退磁能的影响很明显, 我们必须考虑退磁能量项.

最近的理论计算表明, 当软磁相的含量较高或多层膜易轴垂直于膜面时, 磁偶极相互作用是不能忽略的^[8, 15, 16]. 实际上, 许多高性能磁性多层膜的易轴就垂直于薄膜表面^[6].

本文运用微磁学方法, 对软硬磁相易轴都垂直于膜面取向的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 磁性三层膜进行细致研究, 精确地计算了这种磁体的成核场、钉扎场及磁滞回线与薄膜厚度的变化关系, 描述了它的磁化反转过程, 揭示出它可能的矫顽力机理, 并与实验数据进行比较.

2. 模型与计算方法

我们的计算基于图 1: 垂直取向的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 磁性三层膜, 软硬磁易轴 e 和外磁场 H 都垂直于膜面.

为了方便计算, 我们假设膜面无限大, 从而将问题简化为一个一维模型. 取软硬磁界面中心为坐标原点, 建立 $o\text{-}xyz$ 坐标系如图 1. 由对称性, 只需计算 $-L^s/2 \leq z \leq L^h$ 的部分, 其中 L^s 和 L^h 分别表示软硬

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10747007)资助的课题.

[†] E-mail: zhaogp@uestc.edu.cn

磁相厚度.

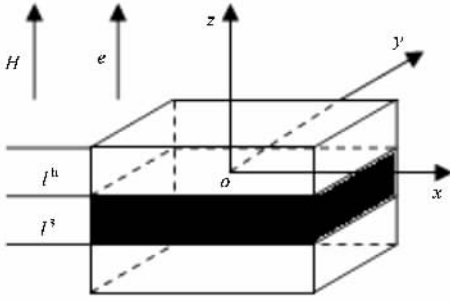


图 1 三层膜模型

根据 Brown 的微磁学理论^[17, 18], 三层膜单位面积的总能量密度可表示为

$$\begin{aligned}
 F = & \int_0^{L^h} \left[A^h \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + K^h \sin^2 \theta - \mu_0 H M_s^h \cos \theta \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} \mu_0 (M_s^h)^2 \cos^2 \theta \right] dz \\
 & + \int_{-L^s/2}^0 \left[A^s \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + K^s \sin^2 \theta - \mu_0 H M_s^s \cos \theta \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} \mu_0 (M_s^s)^2 \cos^2 \theta \right] dz, \quad (1)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\frac{L^s}{2} + z}{\Delta^s} = \int_{\theta^0}^{\theta^s} \frac{d\varphi}{\sqrt{(\sin^2 \varphi - \sin^2 \theta^s) - 2h^s (\cos \varphi - \cos \theta^s) + \frac{\mu_0 (M_s^s)^2}{2K^s} (\cos^2 \varphi - \cos^2 \theta^s)}}, \quad (3)$$

$$\frac{z}{\Delta^h} = \int_{\theta^0}^{\theta^h} \frac{d\varphi}{\sqrt{\left(1 - \frac{\mu_0 (M_s^h)^2}{2K^h}\right) \sin^2 \varphi - 2h^h (\cos \varphi - 1)}}, \quad (4)$$

其中 θ^0 和 θ^s 分别表示在 $z=0$ 和 $z=-L^s/2$ 处磁矩与外磁场的夹角, $h^s = H/H_K^s$ 和 $h^h = H/H_K^h$ 为约化外场, $H_K^s = 2K^s/(\mu_0 M_s^s)$ 与 $H_K^h = 2K^h/(\mu_0 M_s^h)$ 分别表示软磁相和硬磁相的磁晶各向异性场, $\Delta^s = \sqrt{A^s/K^s}$ 和 $\Delta^h = \sqrt{A^h/K^h}$ 分别为软磁相和硬磁相的交换长度, Δ^s 约为 23.3 nm, Δ^h 约为 1.34 nm.

方程(3)(4)通过下面的界面边界条件联系起来:

$$\begin{aligned}
 & A^s K^s \left[(\sin^2 \theta^0 - \sin^2 \theta^s) - 2h^s (\cos \theta^0 - \cos \theta^s) \right. \\
 & \left. + \frac{\mu_0 (M_s^s)^2}{2K^s} (\cos^2 \theta^0 - \cos^2 \theta^s) \right] \\
 = & A^h K^h \left[\sin^2 \theta^0 - 2h^h (\cos \theta^0 - 1) \right. \\
 & \left. + \frac{\mu_0 (M_s^h)^2}{2K^h} (\cos^2 \theta^0 - 1) \right]. \quad (5)
 \end{aligned}$$

其中 A 表示交换能量常数, K 表示磁晶各向异性常数, θ 表示磁化强度与外加磁场的夹角, M_s 为饱和自发磁化强度, 上标 h 和 s 分别表示硬磁相和软磁相, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m 为真空磁导率.

考虑硬磁相固定为 10 nm 的情况, 由于远大于 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 交换长度 Δ^h (约为 1.34 nm), 可近似把硬磁相厚度看作无限厚, 由此有边界条件

$$\begin{aligned}
 & \theta \Big|_{z=L^h} = 0, \quad \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=L^h} = 0, \\
 & \theta \Big|_{z=-L^s/2} = \theta^s, \quad \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=-L^s/2} = 0, \\
 & \theta \Big|_{z=0} = \theta^0, \\
 & A^s \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0^-} = A^h \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0^+}. \quad (2)
 \end{aligned}$$

由变分原理, 把能量密度公式分成软磁相和硬磁相两部分, 分别代入欧拉-拉格朗日方程 $\frac{\partial F}{\partial \theta} = \frac{d}{dz}$

$\frac{\partial F}{\partial \left(\frac{d\theta}{dz} \right)}$, 计算得到如下积分形式的 z 与 θ 的关系:

通过方程(3)(4)(5), 代入 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 和 $\alpha\text{-Fe}$ 的物质参数^[19, 20]: $M_s^s = 1.707 \times 10^6$ A/m, $M_s^h = 1.273 \times 10^6$ A/m, $K^s = 0.046 \times 10^6$ Jm⁻³, $K^h = 4.3 \times 10^6$ Jm⁻³, $A^s = 25 \times 10^{-12}$ Jm⁻¹, $A^h = 7.7 \times 10^{-12}$ Jm⁻¹, 可进行解析和数值计算, 描述其反转过程.

3. 计算结果及讨论

3.1. 成核场

为了得到成核场, 通常的方法是将方程(3)和(4)线性化^[21, 22], 或者是用数值方法计算^[23]. 这里我们采用一种不同于 Leineweber 和 Kronmüller 的线性化方法来解析地得到成核场的公式. 在成核点, 磁矩的偏离量很小, 即可以认为 $\theta \ll 1^\circ$, 从而将(3)式泰

勒展开

$$\frac{L^s}{2\Delta^s} = \int_{\theta^0}^{\theta^s} \frac{d\varphi}{\sqrt{\left(-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}\right)((\theta^s)^2 - \varphi^2)}}, \quad (6)$$

积分后得

$$\cos^{-1}\left(\frac{\theta^0}{\theta^s}\right) = \frac{\sqrt{-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}}}{2\Delta^s}. \quad (7)$$

将(5)式泰勒展开

$$\begin{aligned} & A^s K^s \left(-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}\right) (\theta^s)^2 \\ &= \left[A^h K^h \left(1 + h^h - \frac{\mu_0(M_s^h)^2}{2K^h}\right) \right. \\ & \quad \left. + A^s K^s \left(-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}\right) \right] (\theta^0)^2, \quad (8) \end{aligned}$$

变形后得

$$\frac{\theta^0}{\theta^s} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{A^h K^h \left(1 + h^h - \frac{\mu_0(M_s^h)^2}{2K^h}\right)}{A^s K^s \left(-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}\right)}}}. \quad (9)$$

联列(7)式(9)式并消去 θ^0 和 θ^s 可得到成核场的解析公式

$$\begin{aligned} & \frac{L^s \sqrt{-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}}}{2\Delta^s} \\ &= \tan^{-1} \sqrt{\frac{A^h K^h \left(1 + h^h - \frac{\mu_0(M_s^h)^2}{2K^h}\right)}{A^s K^s \left(-1 - h^s + \frac{\mu_0(M_s^s)^2}{2K^s}\right)}}}. \quad (10) \end{aligned}$$

得到成核场与软磁相厚度关系如图 2, 图中 $H_N = -H$. 为了体现退磁能对成核场的影响, 我们同时计算了易轴 e 和外场 H 都平行于膜面取向时的成核场. 可以看到, 在较小的软磁相厚度情况下, 平行取向和垂直取向的成核场都是随着软磁相厚度的增加而迅速减小, 在较大软磁相厚度情况下, 成核场变化趋势减缓并逐步趋于定值.

由物质参数计算出 α -Fe 的磁晶各向异性场 $H_K^s = 0.043$ MA/m, Nd₂Fe₁₄B 的磁晶各向异性场 $H_K^h = 5.34$ MA/m, 这刚好等于图 2 平行取向情况下最小 ($L^s = \infty$) 和最大 ($L^s = 0$) 的成核场. 而垂直取向情况下最小和最大的成核场分别为 -1.66 MA/m 和 4.1 MA/m. 经过分析计算, 这样的值恰好等于综

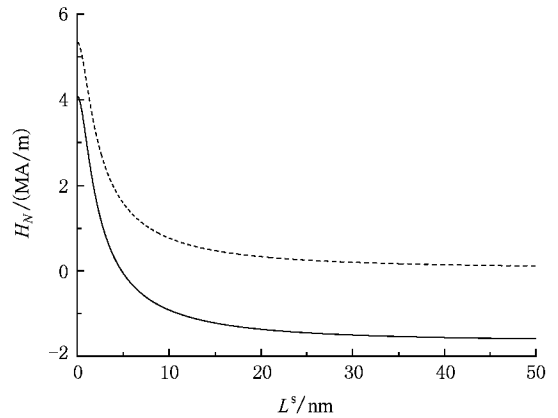


图 2 成核场随软磁相厚度的变化曲线(虚线与实线分别表示平行取向和垂直取向的成核场)

合考虑磁晶各向异性场和退磁场(也叫形状各向异性场)后得到的等效各向异性场:由(1)式,以硬磁相部分为例,可以将退磁能量项 $\frac{1}{2} \mu_0(M_s^h)^2 \cos^2 \theta$ 写成 $\frac{1}{2} \mu_0(M_s^h)^2 (1 - \sin^2 \theta)$, 从而可将磁晶各向异性能与退磁能合并得 $\left(K^h - \frac{1}{2} \mu_0(M_s^h)^2\right) \sin^2 \theta$, 不妨令 $(K^h) = K^h - \frac{1}{2} \mu_0(M_s^h)^2$, 可计算出等效各向异性场

$$(H_K^h) = \chi(K^h) (\mu_0 M_s^h) = 4.1 \text{ MA/m},$$

同理可得软磁相的等效各向异性场

$$(H_K^s) = \chi(K^s) (\mu_0 M_s^s) = -1.66 \text{ MA/m}.$$

定性解释垂直取向情况的成核场出现负值的原因:垂直取向情况考虑了退磁能量项的影响,退磁能具有使磁矩取向与膜面平行的趋势.随着软磁相厚度增加,软硬磁间的耦合作用降低,硬磁相的高各向异性未能把软磁相的磁矩固定在其易轴方向.软磁相一方面受到使磁矩垂直于膜面的磁晶各向异性作用,一方面受到使磁矩平行于膜面的退磁能作用,且后者比前者更有优势 $\left(\frac{1}{2} \mu_0(M_s^s)^2 > K^s\right)$. 当外场由饱和和磁化状态开始减小时,为达到能量最小值,磁矩更多的受退磁能影响而向平行于膜面方向转动,使磁体成核.所以垂直取向情况比平行取向情况更易于成核,在外磁场还没有反向时就开始成核.

3.2. 钉扎场

理论上计算出的钉扎场,大小等于成核以后使磁体内磁矩分布发生突变的外场,是磁化反转过程中继成核场之后的第二个临界场.理论计算的依据

是:在钉扎场,数值方法计算不出满足(2)式边界条件的能量最小值时的磁矩分布.理论结果与 Parhofer 实验结果^[6]比较如图 3,在较小的软磁相厚度下,成核场与钉扎场相等.随着软磁相厚度增加,成核场与钉扎场发生分离.理论精确计算出这时的软磁相临界厚度 1.34 nm,恰好等于硬磁相的交换长度 Δ^h .为了验证这是一种偶然的结果还是必然的结果,我们计算了另外的物质,如 $\text{SmCo}_5/\alpha\text{-Fe}$ 三层膜, SmCo_5 的物质参数^[19,20]为 $M_h^s = 0.9 \times 10^6 \text{ A/m}$, $K^h = 17.1 \times 10^6 \text{ Jm}^{-3}$, $A^h = 12 \times 10^{-12} \text{ Jm}^{-1}$,得到成核场与钉扎场分离的软磁相临界厚度为 1.15 nm,而 SmCo_5 的交换长度为 0.83 nm,两者并不相等,可见成核场与钉扎场分离的软磁相临界厚度并不都是刚好等于硬磁相的交换长度.

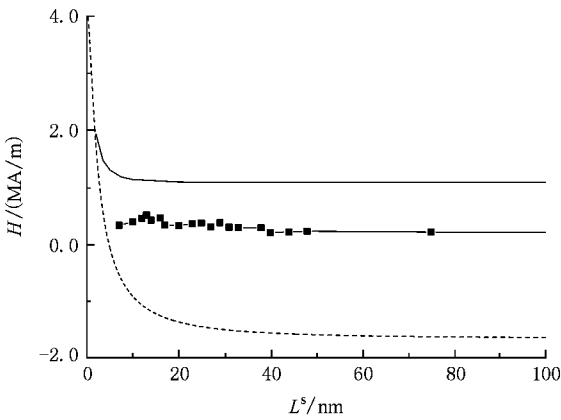


图 3 成核场、钉扎场和实验矫顽力(虚线表示成核场,点线表示实验矫顽力,实线表示钉扎场)

实验矫顽力介于理论计算出的成核场和钉扎场之间,它们的大体趋势基本相同,在较大软磁相厚度时都趋于定值.软磁相厚度较小时,实验矫顽力与成核场更接近.软磁相厚度较大时,实验矫顽力与钉扎场更接近.说明随着软磁相厚度增加,矫顽力的机理由成核变为钉扎.

3.3. 磁矩分布

根据(1)–(4)式可以数值计算出垂直取向三层膜在不同外场下的连续磁矩分布,以软磁相厚度分别等于 5 nm 和 30 nm 为例,得到的磁矩角度分布如图 4 和图 5.由对称性,我们只需给出一半三层膜的磁矩分布,即 $z = -L^s/2 - L^h$.

利用这种方法,可以描绘出在成核场与钉扎场之间的任意磁场下软硬磁相内部的磁矩分布.在 $z = -L^s/2$ 处, $\theta = \theta^s$,在 $z = 0$ 处, $\theta = \theta^0$,在 $z = L^h$

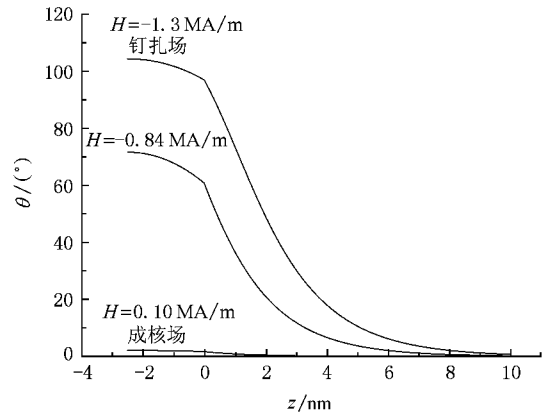


图 4 L^s 为 5 nm 时的磁矩分布

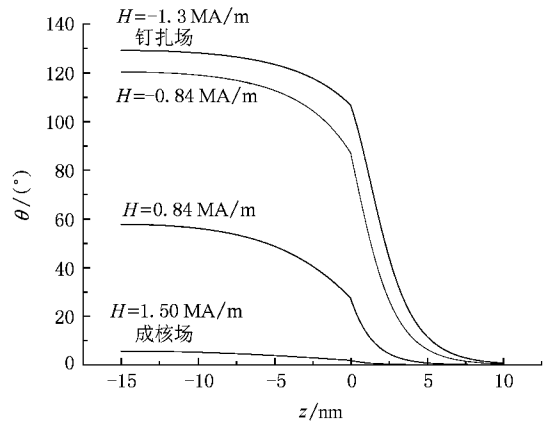


图 5 L^s 为 30 nm 时的磁矩分布

处, $\theta = 0^\circ$.

对于 $L^s = 5 \text{ nm}$,磁矩从一致取向状态($\theta = 0^\circ$)发生偏转的临界场为 0.10 MA/m,这个临界场就是成核场.这时软磁相内部已经出现了磁矩偏转和连续的磁矩分布,而硬磁相则由于较强的磁晶各向异性能,磁矩基本上仍处于一致取向状态.随着进一步退磁,当磁场反向增加到 0.84 MA/m 时,即图 4 中的 $H = -0.84 \text{ MA/m}$, θ^s 增大到 70° 左右, θ^0 约为 60° ,成核的磁畴壁角度逐渐增大并且由软磁相向硬磁相扩展,使硬磁相内部也出现了明显的磁矩角度分布.当磁场进一步反向增加到 1.3 MA/m 附近, θ^s 达到 104° , θ^0 达到 97° ,继续增大磁场使之等于钉扎场,三层膜系统就会跃过能量势垒使磁矩发生不可逆翻转. $L^s = 30 \text{ nm}$ 时,磁体在较大的正向磁场 $H = 1.5 \text{ MA/m}$ 下就成核,当磁场也反向增加到 0.84 MA/m 时,即图 5 中的 $H = -0.84 \text{ MA/m}$, θ^s 约为 120° , θ^0 约为 87° ,明显比 $L^s = 5 \text{ nm}$ 时的角度大.在 $H = -1.08 \text{ MA/m}$ 时磁矩就发生了不可逆翻转.

从软磁相内部 $z = -L^s/2$ 处到硬磁相边缘 $z = L^h$ 处,磁矩偏转角度逐渐由 θ^s 减小到 0° .软磁相内部角度下降较慢,从 $z = -L^s/2$ 到软硬磁界面 ($z = 0$),下降趋势逐渐变快.硬磁相内部角度下降较快,从 $z = 0$ 到 $z = L^h$,下降趋势逐渐变缓.以 $L^s = 30$ nm, $H = -1.08$ MA/m 时的分布为例,软磁相 15 nm 内角度下降了 25° ,而硬磁相在 10 nm 内角度下降了 105° .这说明硬磁相磁矩对软磁相磁矩有强烈的钉扎作用,在越靠近软硬磁界面的地方,这种钉扎作用越强.

3.4. 磁滞回线

由磁矩的连续分布可以计算出一定软磁相厚度下不同磁场中系统总的磁化强度,得到不同软磁相厚度下的磁滞回线.如图 6,我们计算了 L^s 分别等于 1, 2, 5, 10, 30 nm 时的磁滞回线.

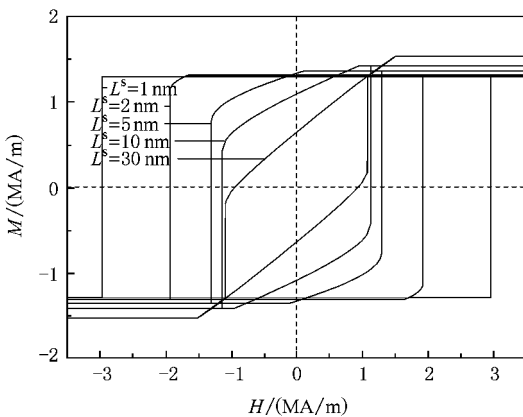


图 6 不同软磁相厚度下的磁滞回线

当硬磁相厚度保持 10 nm 不变时,磁滞回线随软磁相厚度增加由矩形变为近似斜的平行四边形.图中剩磁为零时对应的外场为理论矫顽力,在 L^s 为 1 nm 时,理论矫顽力等于成核场,当 L^s 为 2, 5, 10 nm 时,理论矫顽力等于钉扎场,当 L^s 为 30 nm 时,理论矫顽力小于钉扎场.进一步计算表明,在软磁相厚度小于 1.34 nm 时,理论矫顽力等于成核场,同时也等于钉扎场;软磁相厚度在 1.34 nm 到 23 nm 之间时,理论矫顽力等于钉扎场;软磁相厚度进一步增大时,理论矫顽力小于钉扎场.这就进一步验证了 Zhao 等人的结论:随着软磁相厚度增加,矫顽力机理由成核变为钉扎.由于成核机理只在 L^s 很小时起作用,因此纳米复相磁体的主导矫顽力机理是钉扎^[24].有趣的是理论矫顽力从等于钉扎场到小于钉

扎场的软磁相临界厚度等于 23 nm,恰好等于软磁相的交换长度,但是通过对 $\text{SmCo}_5/\alpha\text{-Fe}$ 三层膜的计算,发现这又是一个巧合,这样的临界厚度并不总是等于软磁相的临界厚度.

关于纳米复相的矫顽力机理有很多讨论^[3, 4, 6-11, 15, 16, 21-24].最近,张宏伟等人用有限元方法计算了纳米复相材料的磁滞回线并讨论了矫顽力的机理^[8, 15].本文采用的微磁学方法与有限元方法相比各有优劣.有限元方法可以考虑复杂的几何位形和晶粒分布,因此计算的磁滞回线比本文的结果与实验符合更好.然而,本文所采用的方法比有限元法简单,也更容易抓住物理的本质,即矫顽力机理的变化.实际上,张宏伟等人的实验发现^[16],纳米晶永磁体的矫顽力机理主要以钉扎为主,但又不同于传统的钉扎模型,与本文的计算结果符合.这种特殊的钉扎被 Zhao 等人称为自钉扎^[24].

由磁滞回线可以看到, L^s 为 1, 2, 5 nm 时的剩磁有所增强,而 L^s 为 10, 30 nm 时剩磁明显减弱.更精确的计算表明,剩磁由增强变为减弱的软磁相临界厚度为 4.8 nm,恰好为成核场出现负值的软磁相临界厚度.这是可以解释的:当 $L^s < 5$ nm,成核场为正,剩磁状态磁矩一致取向,由于 $M_s^s > M_s^h$,软磁相含量越多剩磁越大,表现为剩磁增强.当 $L^s > 5$ nm,成核场为负,剩磁状态磁矩发生偏转,且软磁相含量越多成核越早,偏转角越大,使得剩磁明显减弱.

4. 结 论

利用微磁学方法,计算了软硬磁相易轴和外场都垂直于膜面取向的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 磁性三层膜的磁化反转,得出成核场、钉扎场和磁滞回线.通过分析我们发现:1) 由于考虑了退磁能量项的影响,成核场不同于平行取向的情况而出现了负值,即在退磁过程中外磁场还没有反向时磁体就已成核.2) 成核场与钉扎场发生分离的软磁相临界厚度 1.34 nm,理论矫顽力从等于钉扎场变为小于钉扎场的软磁相临界厚度为 23.3 nm.3) 实验矫顽力随软磁相厚度增加,由接近成核场变为接近钉扎场,矫顽力机理由成核变为钉扎.4) 由剩磁增强变为剩磁减弱的软磁相临界厚度为 4.8 nm.

微磁学方法是计算磁体磁化反转的一种可靠方法,这些数据和结论对于垂直取向的永磁材料或磁记录材料的制备和研究有一定的参考价值.

- [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] Zhao G P , Wang X L 2006 *Phys . Rev . B* **74** 012409
- [4] Zhao G P , Zhao M G , Lim H S , Feng Y P , Ong C K 2005 *Appl . Phys . Lett .* **87** 162513
- [5] Gao R W , Feng W C , Wang B *et al* 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 0703 (in Chinese)[高汝伟、冯维存、王 标等 2003 物理学报 **52** 0703]
- [6] Parhofer S M , Wecker J , Kuhrt C *et al* 1996 *IEEE Trans . Magn .* **32** 4437
- [7] Sellmyer D J 2002 *Nature* **420** 374
- [8] Zhang H W , Rong C B , Zhang S Y , Shen B G 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 4347 (in Chinese)[张宏伟、荣传兵、张绍英、沈保根 2004 物理学报 **53** 4347]
- [9] Chang W C , Chiou D Y , Wu S H *et al* 1998 *Appl . Phys . Lett .* **72** 121
- [10] Al-Omari I A , Sellmyer D J 1995 *Phys . Rev . B* **52** 3441
- [11] Shindo M , Ishizone M , Sakuma A , Kato H , Miyazaki T 1997 *J . Appl . Phys .* **81** 4444
- [12] Arcas J , Hernando A , Barandiaran J M , Prados C , Vazquez M , Marin P , Neuweiler A 1998 *Phys . Rev . B* **58** 5193
- [13] Han B , Gao R W , Fu S , Feng W C , Liu H Q , Chen W , Li W , Guo Y Q 2005 *Appl . Phys . A* **81** 579
- [14] Feng J 2002 *Acta Phys . Sin .* **51** 1841 (in Chinese)[冯 洁 2002 物理学报 **51** 1841]
- [15] Zhang H W , Zhang S Y , Shen B G *et al* 2003 *J . Magn . Magn . Mater .* **260** 352
- [16] Zhang H W , Rong C B , Zhang J , Zhang S Y , Shen B G 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 0722 (in Chinese)[张宏伟、荣传兵、张 健、张绍英、沈保根 2003 物理学报 **52** 0722]
- [17] Brown W F Jr 1945 *Rev . Mod . Phys .* **17** 15
- [18] Brown W F Jr 1963 *Micromagnetics* (New York : Wiley-interscience)
- [19] Jiang S T , Li W 2003 *Condensed Magnetic Matter Physics* (Science Publication) p53 (in Chinese)[姜寿亭、李 卫 2003 凝聚态磁性物理 (科学出版社) 第 53 页]
- [20] Zijlstra H 1996 *Ferromagnetic Materials* (Elsevier Science Publications) p39
- [21] Leineweber T , Kronmüller H 1997 *Phys . Stat . Sol .* **201** 291
- [22] Leineweber T , Kronmüller H 1997 *J . Magn . Magn . Mater .* **176** 145
- [23] Shindo M , Ishizone M , Sakuma A , Kato H , Miyazaki T 1997 *Appl . Phys .* **81** 4444
- [24] Zhao G P , Wang X L , Yang Chun , Xie L H , Zhou G . 2007 *J . Appl . Phys .* **101** 09K102

Magnetization reversal of perpendicularly orientated $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ trilayer^{*}

Xian Cheng-Wei¹⁾ Zhao Guo-Ping^{1)†} Zhang Qing-Xiang¹⁾ Xu Jin-Song¹⁾

¹⁾ *Institute of Solid State Physics & College of Physics and Electronic Engineering , Sichuan Normal University , Chengdu 610068 ,China)*

²⁾ *State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices ,University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 ,China)*

(Received 26 September 2008 ; revised manuscript received 1 November 2008)

Abstract

The full magnetization reversal process of perpendicular orientated $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ trilayer has been investigated by using a micromagnetic method. Both nucleation and pinning fields as well as hysteresis loops have been calculated reliably as functions of L^s (soft layer thickness). In addition , detailed comparison between our results and experimental data has been done. With the demagnetization energy considered , the nucleation field of perpendicular by orientated case is lower than the parallel one and the nucleation occurs before the reversal of the applied field. For small L^s , the theoretical coercivity equals to the nucleation field (it equals to pinning field also). As the thickness of the soft phase increases , the coercivity mechanism changes from nucleation to pinning. For large L^s , however , the coercivity is slightly smaller than the pinning field.

Keywords : nucleation field , pinning field , coercivity , hysteresis loop

PACC : 7550V , 7560 , 7540M , 7570

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10747007).

[†] E-mail : zhaogp@uestc.edu.cn