

L1₀-FePt合金单层磁性薄膜的微磁学模拟*李正华^{1)†} 李翔²⁾

1)(大连民族学院物理材料与工程学院, 大连 116600)

2)(上海理工大学材料科学与工程学院, 上海 200093)

(2014年4月15日收到; 2014年4月25日收到修改稿)

具有四方结构的L1₀-FePt合金因其具有高磁晶各向异性和良好的化学稳定性而成为超高密度薄膜磁记录介质的最佳选择. 对实验制备得到的磁性能良好的垂直取向L1₀-FePt合金单层膜进行了微磁学分析. 在传统微磁学模型的基础上, 根据晶体的对称性, 引入了四角磁晶各向异性性能密度的唯象表达形式; 又依据薄膜生长过程中晶格对称性的破坏, 考虑了薄膜面内的应力, 并引入了磁弹性能. 以四角磁晶各向异性性能和磁弹性能为重点, 对L1₀-FePt合金单层膜的磁滞回线进行了详细的分析, 并且用微磁学方法确定了薄膜面内应力的值.

关键词: 磁记录, 微磁学, 磁滞回线, 磁致伸缩

PACS: 75.50.Ss, 75.78.Cd, 75.60.-d, 75.70.-i

DOI: 10.7498/aps.63.167504

1 引言

大容量的信息存储和传输技术是信息化社会发展的基本条件. 在众多的信息存储技术中, 磁记录是最重要的信息存储技术之一, 它能够实现信息的超大容量和快速存取, 并且具有低廉的成本. 可以预计, 未来的20年内磁记录仍将保持信息存储技术中的主导地位.

增大信息存储系统容量最有效的途径是提高磁记录系统的记录密度, 实现超高密度记录. 为了提高存储密度, 惯常的思路是不断缩小磁晶粒的尺寸, 然而晶粒尺寸的减小受到超顺磁效应的限制^[1,2]. 因此, 为了提高记录密度, 克服超顺磁效应的限制, 必须采用高磁晶各向异性、高矫顽力的材料作为磁记录介质.

目前, L1₀-FePt合金磁性薄膜已成为超高密度薄膜磁记录介质的最佳选择^[3-9]. 长程有序的FePt属于四方晶系, 具有AuCu-I型结构^[10]. Fe

原子层和Pt原子层沿面心立方(fcc)结构的c轴交错堆砌形成面心四方(fct)结构. 一般认为, 具有大的磁矩的Fe原子和具有强自旋-轨道耦合的Pt原子之间存在杂化相互作用, 这导致此结构具有很强的磁晶各向异性, 饱和磁化强度 M_s 约为1140 emu/cm³ (1 emu/cm³ = 10³ A/m), 磁晶各向异性场约为110 kOe (1 Oe = 79.5775 A/m). L1₀相的高磁晶各向异性主要来源于它的化学有序, 并且这种化学有序相的热稳定性很好. 借助于溅射时产生的高能粒子, 用传统的磁控溅射方法可以在相对较低的沉积温度下制备出结晶程度很高的FePt合金薄膜.

本文采用微磁学方法研究了磁控溅射法制备的L1₀-FePt单层磁性薄膜, 以四角磁晶各向异性性能和磁弹性能为重点, 对L1₀-FePt合金单层膜的磁滞回线进行了分析, 并且用微磁学方法确定了薄膜面内的应力值.

* 国家自然科学基金(批准号: 61103148, 51202146)、辽宁省高等学校优秀人才支持计划(批准号: LJQ2013129)和教育部留学回国人员科研启动基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lizhenghua@dlmu.edu.cn

2 FePt 合金单层磁性薄膜 (FePt/W/CrW 薄膜) 的微磁学分析

为微磁学建模提供了实验基础.

2.1 FePt/W/CrW 薄膜的实验结果

对 Cr 和 Cr 合金薄膜作为衬底层材料的研究已经相当成熟^[11,12]. 由于 Cr (200) 面和 FePt (001) 面具有良好的匹配关系, 它们的错配度约为 5.4%. 因此, 期望能够在 Cr (200) 衬底上制备出具有 (001) 织构的 FePt 薄膜. 幸运的是, 我们在 Cr 和 CrW 衬底上制备出具有 (001) 织构的 FePt 薄膜. 薄膜的制备采用美国 Lesker 公司生产的 CMS-18 型多功能磁控溅射系统, 该系统有 4 个靶, 可以实现共焦溅射, 还可以适时检测溅射速率, 进而容易控制薄膜的成分和厚度. 同时使用清洁度非常高的冷凝泵, 系统的真空度可以达到 1×10^{-7} Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$).

图 1 给出了 FePt(16 nm)/W(4 nm)/Cr₈₅W₁₅(100 nm) 薄膜的磁滞回线, FePt, W, Cr₈₅W₁₅ 的厚度分别为 16, 4, 100 nm. 薄膜垂直方向的矫顽力为 2.98 kOe, 矩形比为 0.80, 同时面内矫顽力约为 5 kOe, 高于垂直方向的矫顽力. 对比两个方向的磁滞回线可以看出, 此薄膜表现出明显的垂直各向异性.

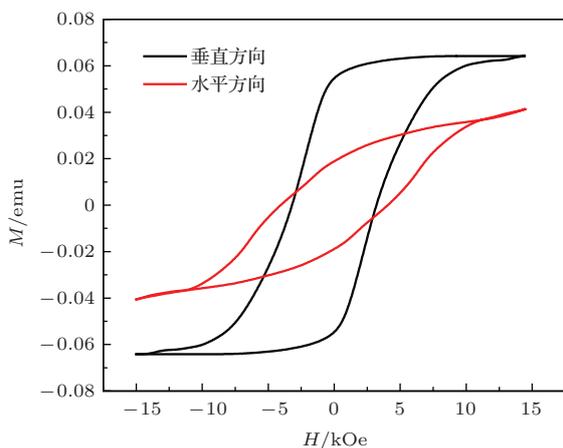


图 1 (网刊彩色) FePt(16 nm)/W(4 nm)/Cr₈₅W₁₅(100 nm) 薄膜的磁滞回线

图 2 所示为薄膜的扫描电子显微镜 (SEM) 照片. 从图 2 可以看到, FePt 晶粒似乎具有一些层状结构, 尽管 FePt 层的厚度只有 16 nm, 但面内 FePt 晶粒的直径却达到 40—50 nm, 这说明 FePt 层是由一些扁平的晶粒组成. FePt 层的这一微结构特征

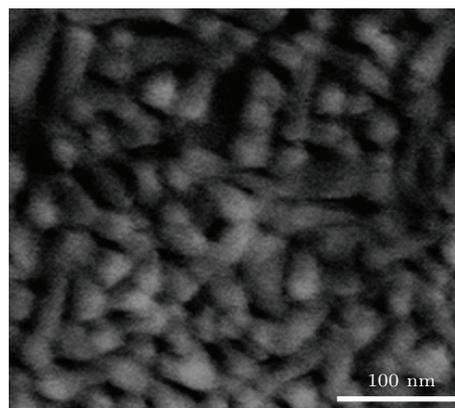


图 2 FePt(16 nm)/W(4 nm)/Cr₈₅W₁₅(100 nm) 薄膜的 SEM 照片

2.2 微磁学模型的建立

在微磁学模拟中, 通常选取磁性纳米晶粒本身或团簇作为模拟的基本单元. 但是, 考虑到 L1₀-FePt 合金的磁晶各向异性常数 K_u 在 10^7 erg/cm^3 ($1 \text{ erg/cm}^3 = 10^{-1} \text{ J/m}^3$) 量级, 其对应的交换相互作用长度 l_{ex} ($l_{\text{ex}} = \sqrt{A^*/K_u}$, 其中 A^* 为交换相互作用常数, $A^* = 10^{-6} \text{ erg/cm}$) 不到 5 nm, 远远小于 L1₀-FePt 磁性纳米晶粒的直径. 因此, 模型中选择了相邻中心距离为 l_{ex} 量级的长方体格子作为基本单元.

由图 2 可知, 对于磁控溅射法制备的 FePt (16 nm)/W(4 nm)/Cr₈₅W₁₅(100 nm) 单层磁性薄膜, FePt 层是由一些扁平的晶粒组成. 利用 FePt 薄膜的这一微结构特点, 对单层 FePt 磁性层进行了微磁学建模, 结果如图 3 所示.

模型中采用了一组 $64 \times 64 \times 4$ 的四角网格, 构造出类似 Voronoi 格子的结构. 首先, 在介质平面内均匀选定一些格点, 定义为晶粒生长时的晶核位置, 选定格点的数量在有限的模拟区域内决定了晶粒尺寸的最终大小. 然后, 随机移动这些格点, 近似模拟真实薄膜中晶核位置的分布. 在晶粒的生长阶段, 按照一定的顺序, 控制晶粒以晶核为中心一圈圈同步长大 (一圈是指晶核点向相邻 4 个格点各延伸一次, 所覆盖到的格点被标记为同一晶粒). 一次生长完成之后, 晶粒边界上的所有格点便自动成为下一次生长的起点. 经过若干次生长, 不同晶粒的边界会有接触, 晶粒生长停止. 最后, 把每个晶粒边界处的格点定义为非磁相, 这样

相邻晶粒之间存在两层格子的非磁相边界. 将这一格点层中晶粒的分布复制到其他格点层中, 便得到了图3所示的具有非磁相边界的晶粒分布. 在模拟中, 晶粒形状和尺寸可以通过调节晶核点的数目、随机移动次数得到严格控制. 模型中介质的几何参数和磁性参数列于表1, 这些参数的选取和实验参数一致. 这里, a_L 为相邻格点中心的间距; D_{grain} 为磁性晶粒的平均直径; δ 为薄膜的厚度;

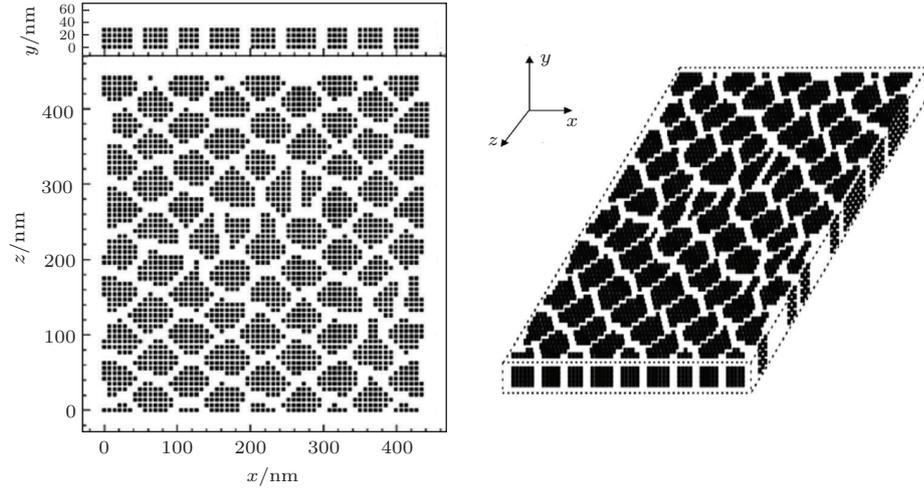


图3 模拟得到的具有不规则晶粒尺寸分布和非磁相边界的单层 FePt 磁性层的三维微结构图 图中晶粒的平均直径以及薄膜的厚度与实验数据一致

表1 模型采用的几何参数和磁性参数

a_L/nm	$D_{\text{grain}}/\text{nm}$	δ/nm	$M_s/\text{emu}\cdot\text{cm}^{-3}$	H_k/kOe	γ	β	$A_1^*/10^{-6}\text{ erg}\cdot\text{cm}^{-1}$	$A_2^*/10^{-6}\text{ erg}\cdot\text{cm}^{-1}$
8	40	16	850	12.5	8	0.1	1.35	0.15

长程有序的 FePt 属于四角晶系, 具有 AuCu-I 型结构^[10]. 因此, 模型中选取四角网格作为模拟的基本单元, 在每一个格点中, L1₀-FePt 薄膜的磁晶各向异性能密度 E_T^i 为

$$E_T^i = -K_{u1}^i(\hat{m}_i \cdot \hat{C}_i)^2 + K_{u2}^i[1 - (\hat{m}_i \cdot \hat{C}_i)^2]^2 + K_c^i(\hat{m}_i \cdot \hat{A}_i)^2(\hat{m}_i \cdot \hat{B}_i)^2. \quad (1)$$

(1) 式由四角晶格的对称性分析得出^[13]. 这里, \hat{A}_i , \hat{B}_i 和 \hat{C}_i 为第 i 个网格中晶轴方向的单位矢量; $\hat{m}_i = M/M_s$ 为归一化磁矩. (1) 式等号右端前两项引起沿 c 轴方向的单轴磁晶各向异性, 而第三项则导致面内的立方磁晶各向异性. 单位矢量 \hat{C}_i 的取向分布满足 $f(\theta) = \exp(-\gamma \sin^2 \theta)$ 函数关系, 其中 θ 为矢量 \hat{C}_i 与薄膜法向 (y 轴) 的夹角. 磁晶各向异性常数 K_{u1}^i , K_{u2}^i 和 K_c^i 的分布满足如下函数关系:

$$p(K^i) = C \exp(-(\ln K^i)^2/\beta^2) \exp(-K^i)^2.$$

M_s 为磁性薄膜的饱和磁化强度; H_k 为平均单轴磁晶各向异性场, $H_k = \langle 2K_{u1}^i/M_s \rangle$; γ 为四角格点的 c 轴取向分布参数, $f(\theta)$ 为取向分布函数, $f(\theta) = \exp(-\gamma \sin^2 \theta)$; β 为磁晶各向异性场分布参数, 遵循 $p(K^i) = C \exp(-(\ln K^i)^2/\beta^2) \exp(-K^i)^2$; h_{ex}^1 为被 H_k 归一化的晶粒内部的交换相互作用场, $h_{\text{ex}}^1 = 2A_1^*/(H_k M_s a_L^2)$; h_{ex}^2 为被 H_k 归一化的晶粒之间的交换相互作用场, $h_{\text{ex}}^2 = 2A_2^*/(H_k M_s a_L^2)$.

由于 Cr (200) 面和 FePt (001) 面有着良好的适配关系, 它们的外延关系为 Cr (200) [110]//FePt (001) [100], 两者的错配度约为 5.4%, 所以在 FePt 薄膜的面内存在应力. 通常情况下, 磁弹性能密度 $E_{\text{m-el}}$ 的表达式为

$$E_{\text{m-el}} = -k_{iklm} \sigma_{ik} \hat{m}_l \hat{m}_m, \quad (2)$$

式中, k_{iklm} 为一个无量纲的四阶张量, σ_{ik} 为应力张量. 模拟时, 考虑薄膜面内沿 x 方向 ([100] 方向^[14]) 的应力, 第 i 个格点中磁弹性能密度的表达式为

$$E_{\text{m-el}}^i = -k \sigma_{xx} (\hat{m}_x^i)^2 = -\lambda \sigma_{xx} (\hat{m}_x^i)^2, \quad (3)$$

式中, λ 为磁致伸缩系数, σ_{xx} 为应力常数.

第 i 个格点中, FePt 合金的总能量密度 E_{total}^i 为

$$E_{\text{total}}^i = E_{\text{ext}}^i + E_T^i + E_{\text{m-el}}^i$$

$$+ E_{\text{sk}}^i + E_{\text{ex}}^i + E_{\text{m}}^i, \quad (4)$$

式中, E_{m}^i , E_{ex}^i , E_{sk}^i 和 E_{ext}^i 分别为静磁相互作用能密度、交换相互作用能密度、形状各向异性能密度和 Zeeman 能密度. 第 i 个格点中总有效场 $\mathbf{H}_{\text{eff}}^i$ 为

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{eff}}^i = & \mathbf{H}_{\text{ext}}^i + \mathbf{H}_{\text{T}}^i + \mathbf{H}_{\text{m-el}}^i + H_{\text{sk}}(\hat{y} \cdot \hat{m}_i) \hat{y} \\ & + H_{\text{ex}}^{ij} \sum_j (\hat{m}_j - \hat{m}_i) \\ & - 4\pi M_{\text{s}} \sum_j N_{ij} \cdot \hat{m}_i, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 H_{ex}^{ij} 为交换相互作用场, 其有 H_{ex}^1 和 H_{ex}^2 两种取值: H_{ex}^1 为同一磁性晶粒内部的交换作用, $H_{\text{ex}}^1 = 2A_1^*/(M_{\text{s}}a_{\text{L}}^2)$; H_{ex}^2 为相邻晶粒之间的交换作用, $H_{\text{ex}}^2 = 2A_2^*/(M_{\text{s}}a_{\text{L}}^2)$. 由于非磁相晶界的存在, H_{ex}^1 比 H_{ex}^2 大很多. 这里要说明的是, 模型中没有考虑热扰动的影响.

微磁学模拟单元的格点在三维空间形成了四角网格结构. 因此, 在格点退磁场的计算中, 可以利用三维快速傅里叶变换. M - H 回线的计算基于 Landau-Lifshitz 方程.

3 微磁学模拟结果及讨论

3.1 FePt/W/CrW 薄膜面内应力的定性分析

通常情况下, 薄膜面内应力包括以下两部分: 一部分是由于热处理过程中薄膜和衬底之间热膨胀系数存在差异所造成的, 称作外应力, 记为 σ_{T} ; 另一部分是由于薄膜和衬底之间的晶格错配度或其他弹性应变所导致的, 称为内应力, 记作 σ_{i} . 外应力大小可以通过下式进行估算:

$$\sigma_{\text{T}} = \Delta\alpha\Delta TE/(1 - \mu), \quad (6)$$

式中, $\Delta\alpha$ 为 FePt 薄膜与衬底层之间的热膨胀系数差; ΔT 为热处理温度与室温之差, 本文中 $\Delta T = 473 \text{ K}$; E 为 FePt 合金薄膜的弹性模量 (约为 $180 \text{ GPa}^{[15]}$); μ 为泊松比 (约为 0.33). $500 \text{ }^\circ\text{C}$ 下, $\text{Cr}_{85}\text{W}_{15}$ 衬底的热膨胀系数约为 $8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ($500 \text{ }^\circ\text{C}$ 下, $\alpha_{\text{Cr}} = 9.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1[16]}$, $\alpha_{\text{W}} = 5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1[17]}$), FePt 合金的热膨胀系数为 $10.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1[15]}$. 根据 (6) 式, 由热膨胀系数差异引起的薄膜面内外应力 $\sigma_{\text{T}} \approx -700 \text{ MPa}$.

由晶格错配度或其他弹性应变所导致的内应力可按式估算:

$$\sigma_{\text{i}} = Y\varepsilon, \quad (7)$$

式中, Y 为 FePt 薄膜的杨氏模量 (约为 180 GPa); ε 为 FePt 合金的晶格形变量, $\varepsilon = (d - d_0)/d_0$, 其中, d_0 为形变之前 FePt 面内晶格常数, d 为形变之后 FePt 面内晶格常数. 对内应力机理方面的研究是当前的研究热点之一. 在 FePt (16 nm)/W (4 nm)/ $\text{Cr}_{85}\text{W}_{15}$ (100 nm) 薄膜中, 随着衬底层中 W 的原子含量从 0 增加到 15%, CrW 合金的晶格常数变大, Cr (200) 面和 FePt (001) 面的错配度从 5.4% 增加到 7.2%, 这表明在 FePt 薄膜面内存在着伸张内应力 σ_{i} . 因此, FePt 晶格沿着 a , b 晶轴方向被拉伸 (面内的晶格常数从 3.83 \AA 增加到 3.857 \AA), 而沿 c 轴方向被压缩, 从而实现了 fcc 相向 fct 相的转变. 根据 (7) 式, 可以估算出沿 a , b 晶轴的内应力 $\sigma_{\text{ia}} = \sigma_{\text{ib}} \approx 1269 \text{ MPa}$, 所以面内总内应力 $\sigma_{\text{i}} \approx 1794 \text{ MPa}$, 再根据 $\sigma = \sigma_{\text{T}} + \sigma_{\text{i}}$, 可以得到面内总应力值 (包括内应力和外应力) 约为 1.094 GPa , 其中沿 a 轴方向的总应力 $\sigma_{\text{a}} \approx 773 \text{ MPa}$. 根据 FePt/W/CrW 体系的 X 射线光电子能谱分析发现, W 中间层的引入没有很好地抑制 Cr 原子的扩散, 而且由于 Cr 元素的扩散导致了 FePt 与 Cr 合金化. 因此, CrW 层与 FePt 薄膜之间的外应力通过 W 中间层得以传递, FePt 薄膜的总应力由热应力和内应力共同决定, 这与上述定性分析结果一致.

3.2 L1₀-FePt 合金单层磁性薄膜的 M - H 回线分析

首先, 研究了面内应力对 FePt 薄膜 M - H 回线的影响, 结果如图 4 所示. 模拟时考虑了在薄膜面内沿 x 方向 ([100] 方向) 的应力 σ_{xx} . 比较图 4 (a), (b) 和 (c) 可以看出, 当 σ_{xx} 从 200 MPa 增加到 855 MPa 时, 面内沿 x 方向 M - H 回线的饱和和磁场增大, 面内回线的剩磁比显著降低, 同时, 垂直方向回线的矫顽力和剩磁比基本保持不变.

图 5 给出了不同的应力 σ_{xx} 状态下水平方向的剩磁比. 随着 σ_{xx} 的增加, 水平方向的剩磁比呈现单调递减趋势. 图 5 中水平直线是实验上测得的剩磁比, 水平直线与曲线的交点位置即为模拟和实验

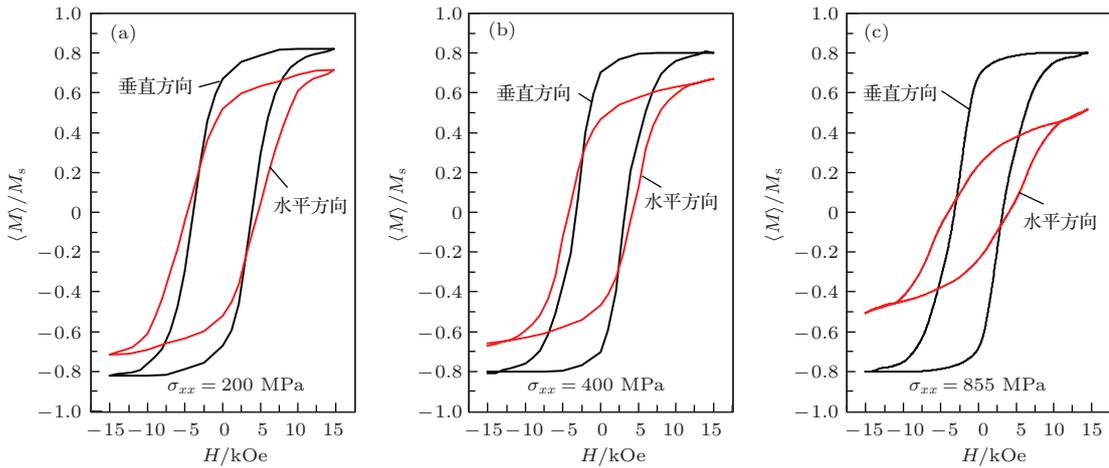


图4 L1₀-FePt 薄膜面内应力对 M - H 回线的影响 (a) 面内应力 $\sigma_{xx} = 200$ MPa; (b) 面内应力 $\sigma_{xx} = 400$ MPa; (c) 面内应力 $\sigma_{xx} = 855$ MPa

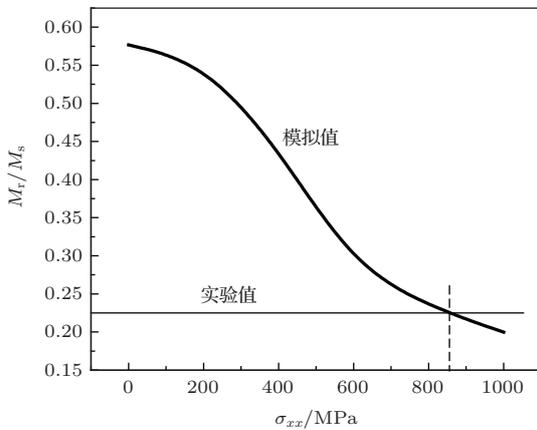


图5 面内应力与水平方向剩磁比之间的依赖关系

相符合的参数选择点. 最终, 当 $\sigma_{xx} = 855$ MPa (磁致伸缩系数 $\lambda = -1 \times 10^{-3}$ [18]) 时, 得到了最佳的模拟结果. 这和前面估算的结果 ($\sigma_a \approx 773$ MPa) 符合得很好.

图6 示出了四角磁晶各向异性对薄膜磁性能的影响. 比较图6(a)和(b)可知, L1₀-FePt 合金的四角磁晶各向异性(尤其是较大的面内立方各向异性, $K_c = 5K_{ul}$) 增大了面内磁滞回线的矫顽力和饱和磁场, 同时降低了垂直方向回线的矫顽力、方形度和矫顽力方形度.

3.3 L1₀-FePt 合金单层磁性薄膜的微磁学模拟结果

以磁弹性能和四角磁晶各向异性为重点, 模拟了 L1₀-FePt 合金单层磁性薄膜的磁滞回线, 结果如图7所示. 模型的微结构如图3所示, 其几何参数和磁性参数列于表1. 模拟结果与实验结果一致, 其中面内较大的矫顽力是由面内立方各向异性所导致.

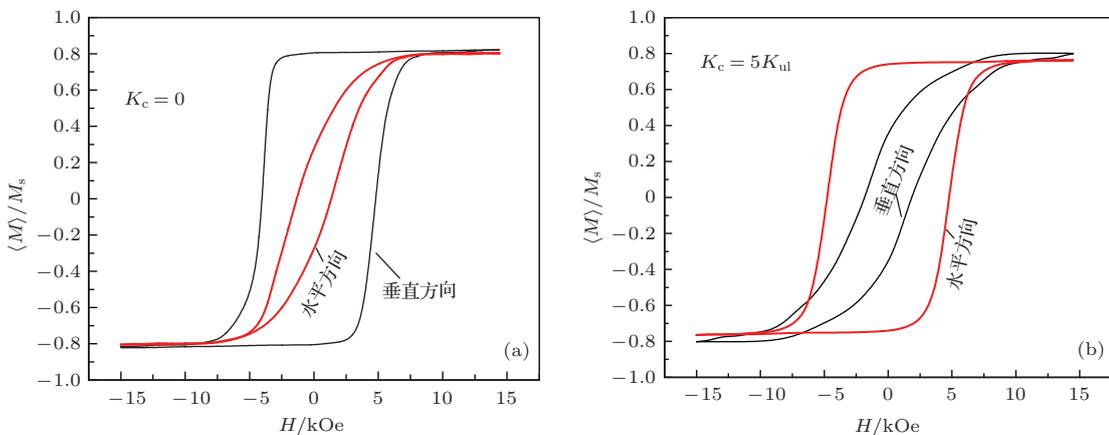


图6 四角磁晶各向异性对 L1₀-FePt 薄膜磁滞回线的影响 (a) 单轴各向异性; (b) 四角各向异性, 面内立方各向异性常数与单轴各向异性常数之比为 5 : 1

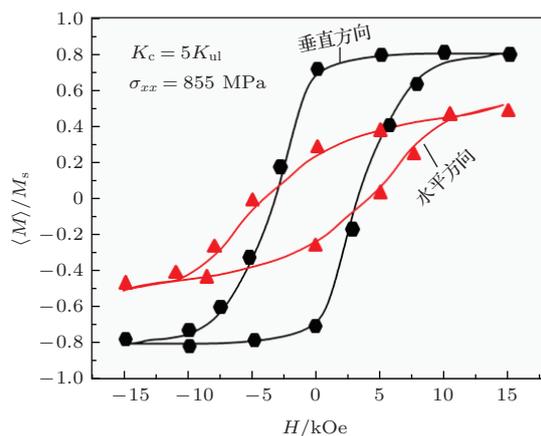


图7 (网刊彩色) 模拟得到的垂直方向(黑线)和水平方向(红线)的磁滞回线与实验测量结果(数据点)的对比

4 结 论

以四角磁晶各向异性能和磁弹性性能为重点, 本文采用微磁学方法研究了 $L1_0$ -FePt合金单层膜的磁滞回线. 在FePt/W/CrW单层膜中, 通过应力定性分析得到FePt单层膜面内总应力为1.094 GPa(包括内应力和外应力), 其中沿 a 轴方向的总应力约为773 MPa. 并通过微磁学方法, 研究了四角磁晶各向异性和面内应力对FePt薄膜 $M-H$ 回线的影响. 研究发现, $L1_0$ -FePt合金的四角磁晶各向异性(尤其是较大的面内立方各向异性)增大了面内 $M-H$ 回线的矫顽力和饱和磁场. 面内沿 x 方向的应力减小了面内回线的剩磁比, 同时增加了面内回线的饱和磁场. 当面内沿 x 方向([100]方向)的应力 $\sigma_{xx} = 855 \text{ MPa}$ 时, 得到了最佳的模拟结果, 这与定性分析的结果(773 MPa)符合得很好.

参考文献

- [1] Li L, Jiang L L, Zeng Y, Liu G 2013 *Chin. Phys. B* **22** 127503
- [2] Maenosono S, Suzuki T, Saita S 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** L79
- [3] Zhang X, Shi L, Li J, Xia Y J, Shi Z, Zhou S M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 117803
- [4] Mizukami S, Iihama S, Inami N, Hiratsuka T, Kim G, Naganuma H, Oogane M, Ando Y 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 052501
- [5] 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]
- [6] Liu L W, Dang H G, Sheng W, Wang Y, Cao J W, Bai J M, Wei F L 2013 *Chin. Phys. B* **22** 047503
- [7] Wang Y, Wang R, Xie H L, Bai J M, Wei F L 2013 *Chin. Phys. B* **22** 068506
- [8] Ho P, Evans R F L, Chantrell R W, Han G C, Chow G M, Chen J S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 162503
- [9] McCallum A T, Krone P, Springer F, Brombacher C, Albrecht M, Dobisz E, Grobis M, Weller D, Hellwig O 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 242503
- [10] Laenens B, Almeida F M, Planckaert N, Temst K, Meersschant J, Vantomme A, Rentenberger C, Renzhofer M, Sepiol B 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 073913
- [11] Sun A C, Hsu J H, Huang H L, Kuo P C 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 08E709
- [12] Sun A C, Yuan F T, Hsu J H 2010 *J. Phys.: Conf. Ser.* **200** 102009
- [13] Landau L D, Lifshitz E M 1984 *Electrodynamics of Continuous Media* (2nd Ed.) (New York: Pergamon Press) p138
- [14] Cao J, Cai J, Liu Y, Yang Z, Wei F, Xia A, Han B, Bai J 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 08F901
- [15] Rasmussen P, Rui X, Shield J E 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 191915
- [16] White G K, Roberts R B, Fawcett E 1986 *J. Phys. F: Met. Phys.* **16** 449
- [17] Nix F C, MacNair D 1941 *Phys. Rev.* **60** 597
- [18] Nahid M A I, Suzuki T 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 10K307

Micromagnetic modeling of L1₀-ordered FePt magnetic thin films*

Li Zheng-Hua^{1)†} Li Xiang²⁾

1) (School of Physics and Materials Engineering, Dalian Nationalities University, Dalian 116600, China)

2) (School of Materials Science and Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

(Received 15 April 2014; revised manuscript received 25 April 2014)

Abstract

The L1₀-ordered FePt films are promising materials for ultra high density magnetic recording media due to their high magnetic anisotropies. In this work, the L1₀-ordered FePt thin films are prepared by magnetron sputtering on CrW underlayer. A three-dimensional micromagnetic model, based on the symmetry of the L1₀ phase, is set up for FePt perpendicular media. According to the mismatch between the underlayer and FePt magnetic layer, a residual tensile stress is applied in the film plane. The simulated *M-H* loops accord well with the experimental results. The tetragonal crystalline anisotropy, especially high in-plane anisotropy, could enlarge the in-plane coercivity. The simulated perpendicular and longitudinal loops each have an open up in the tail, which is mainly due to the magnetostriction of the L1₀ phase.

Keywords: magnetic recording, micromagnetics, magnetic hysteresis loop, magnetostriction

PACS: 75.50.Ss, 75.78.Cd, 75.60.-d, 75.70.-i

DOI: [10.7498/aps.63.167504](https://doi.org/10.7498/aps.63.167504)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61103148, 51202146), the Program for Excellent Talents in Institution of Higher Education of Province, China (Grant No. LJQ2013129), and the 46th Scientific Research Starting Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars of Ministry of Education, China.

† Corresponding author. E-mail: lizhenghua@dlnu.edu.cn