

微细矩形磁性薄膜体系中一致转动磁化模式^{*}

彭子龙[†] 王伟宁 朱 涛 韩秀峰 詹文山

(中国科学院物理研究所与凝聚态物理中心磁学国家重点实验室, 北京 100080)

(2003 年 1 月 8 日收到 2003 年 2 月 13 日收到修改稿)

针对经过刻蚀的微细矩形磁性体系, 将样品的形状及其磁晶易磁化轴的偏转两个因素引入经典的 Stoner-Wohlfarth 一致转动磁化模型中, 发现磁性样品的微细化将使其特征星形线发生膨胀, 而样品形状的缺陷及磁晶易磁化轴的偏转都将导致样品非对称特征星形线的产生. 这些结果说明在诸如磁性随机存储器等基于微细磁性薄膜的工作中, 薄膜形状及其磁晶易磁化轴的角度不容忽略.

关键词: 磁性薄膜, Stoner-Wohlfarth 模型, 特征星形线, 各向异性

PACC: 7540M, 7570D, 7590

1. 引 言

磁性随机存储器(magnetic random access memory, MRAM)借助磁性层的磁化方向来记录信息, 是一种新型的非挥发性(non-volatile)存储器, 具有高速读写、高集成度、高耐久性、低功耗及抗幅射等优点^[1,2]. MRAM 集动态随机存储器、静态随机存储器及闪烁随机存储器的优势于一身, 被 ITRS(international technology roadmap for semiconductors)列为最新的下一代存储器, 是目前学术研究和产业化研究的热点. MRAM 中的记忆单元 MTJ, 就是一个典型的微细磁性薄膜, 它的反磁化特性, 不仅决定了 MRAM 中信息写入的过程, 同时也决定了 MRAM 中互补金属氧化物半导体工艺参数的设计. Anguelouch 等人^[3]、Schrag 等人^[4]以及 Yu 等人^[5]测量了 MTJ 单元的反磁化特征线(特征星形线), 并基于 Stoner-Wohlfarth(S-W)一致转动磁化模型^[6-8]从不同角度分析了实测特征线的形状变异、中心偏移等现象, 但是对于其明显的非对称性却没有涉及.

本文针对微细矩形单轴磁性薄膜体系, 将样品形状及其磁晶易磁化轴的偏转两个因素引入 S-W 模型, 指出了非对称特征星形线的成因, 并分析了决定非对称特征星形线偏转角度的因素.

2. 理 论

S-W 模型假设对象内各磁矩在外场作用下仍然保持平行的方向, 也即在反磁化过程中磁矩一致转动, 通过求解系统的稳定态(系统能量密度关于磁矩取向角的极小值)获得磁场空间中磁化翻转的临界曲线, 即所谓的特征星形线. 该星形线可表述为

$$\begin{cases} M_s H_x = -G'_A(\theta) \sin\theta - G''_A(\theta) \cos\theta, \\ M_s H_y = G'_A(\theta) \cos\theta - G''_A(\theta) \sin\theta, \end{cases} \quad (1)$$

式中 $G'_A(\theta)$, $G''_A(\theta)$ 为 $G_A(\theta)$ 对 θ 的一次、二次微分, $G_A(\theta)$ 为仅与磁化方向有关的各种形式的异向能密度, 如形状、磁晶、表面各向异性以及磁弹性能等.

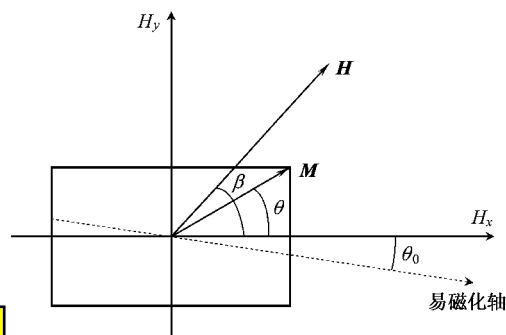


图 1 当单轴磁晶易磁化轴与矩形样品 x 对称轴存在夹角时的 S-W 模型

^{*} 国家自然科学基金(批准号 50171078)资助的课题.

[†] E-mail: penny@g203.iphy.ac.cn

如果单轴磁晶易磁化轴与矩形样品 X 对称轴之间存在一个夹角 θ_0 ,如图 1 所示 ,则体系的磁晶各向异性性能密度为

$$E_k = \sum_{i=1}^{\infty} K_i \sin^2(\theta + \theta_0), \tag{2}$$

式中 K_i 为第 i 阶磁晶各向异性常数.

在矩形样品中 ,形状各向异性性能即退磁能密度可表示为

$$\begin{aligned} E_d &= -\frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \tilde{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \\ &= \frac{1}{2} M_s^2 \mathbf{m} \cdot \tilde{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{m}, \end{aligned} \tag{3}$$

式中 $\tilde{\mathbf{N}}$ 称为张量退磁因子 ,是一个仅与磁性粒子几何尺寸有关的无量纲系数 ,它的各个分量可由解析公式求得^[9] ; $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$ 为单位磁化矢量 , M 为磁化强度 , M_s 为饱和磁化强度 .

考虑矩形磁体足够薄且易磁化轴在膜面内 ,使得磁矩处于膜面内 ,则忽略二阶以上的磁晶各向异性常数后 ,体系总能量密度为

$$\begin{aligned} G_A(\theta) &= K_1 \sin^2(\theta + \theta_0) \\ &+ \frac{1}{2} M_s^2 [N_{xx} + N_{yy} \sin 2\theta + (N_{yy} - N_{xx}) \sin^2 \theta] \end{aligned} \tag{4}$$

将(4)式代入(1)式 ,整理后即可得到

$$\begin{cases} H_x = -H_k \cos^3 \theta + H_o (3 \sin \theta + \sin 3 \theta), \\ H_y = H_k \sin^3 \theta + H_o (3 \cos \theta - \cos 3 \theta), \end{cases} \tag{5}$$

式中 $H_k = \frac{2K'_1}{M_s}$, $H_o = \frac{K_o}{2M_s}$,而

$$K'_1 = \left[K_1 \cos 2\theta_0 + \frac{1}{2} M_s^2 (N_{yy} - N_{xx}) \right],$$

$$K_o = (K_1 \sin 2\theta_0 + M_s^2 N_{xy}),$$

称 K'_1 为等效各向异性常数 .

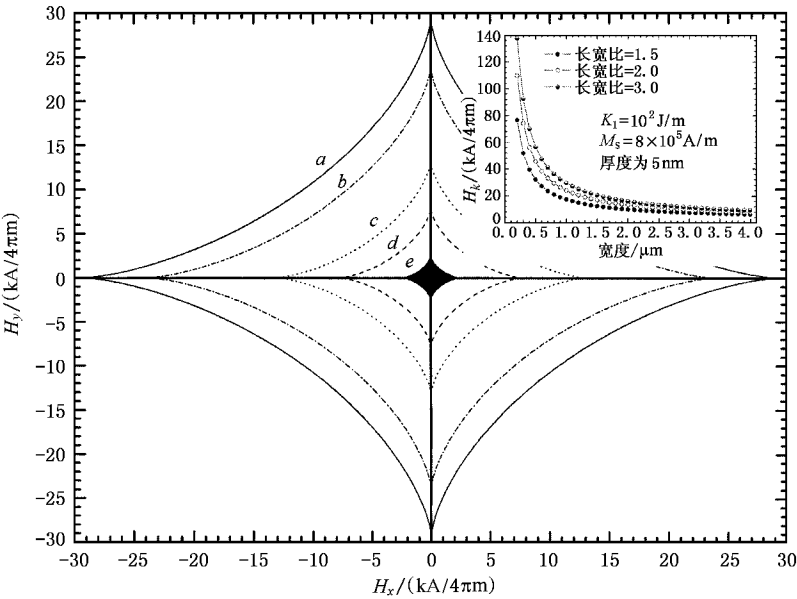


图 2 考虑形状各向异性的特性星形线 a 为薄膜尺寸为 $0.8\mu\text{m} \times 1.6\mu\text{m}$; b 为薄膜尺寸为 $1\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$; c 为薄膜尺寸为 $2\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$; d 为薄膜尺寸为 $4\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$; e 为不考虑形状各向异性时的星形线

3. 结果与讨论

图 2 为 $\theta_0 = 0$, $K_1 = 10^2 \text{ J/m}^3$, $M_s = 8 \times 10^5 \text{ A/m}$,针对不同矩形尺寸 (厚度为 5nm) 的磁性薄膜计算得到的特征星形线 ,其中中心填充区域为不考虑样品形状各向异性性能时的星形线 .显然 ,随样品矩形尺寸的

减小 ,星形线不断“膨胀” ,说明近亚微米尺度磁性样品的形状各向异性显著 ,不可忽略 .由前述可知 ,薄膜的等效各向异性常数 K'_1 由其磁晶及其形状各向异性组成 ,随样品尺寸的减小 , K'_1 将随 $(N_{yy} - N_{xx})$ 的增大而增大 ,这是导致星形线膨胀的根源 .从图 2 也可知道 ,薄膜尺寸越小就越不容易反磁化 ,如图 2 内插图所示 .

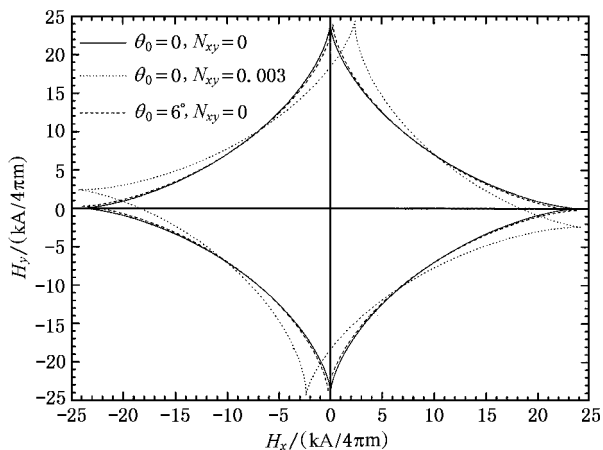


图3 非对称特征星形线的产生

图3为 $2\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ 样品的特征星形线.可见,只要 K_o 不等于零,星形线就会发生转动.亦即磁晶易

磁化轴与矩形样品 X 对称轴不重合或者退磁张量中 N_{xy} 不为零两种情况的任意一种发生,即可导致非对称星形线的产生.而在实验中,由于对样品磁晶易磁化轴标定困难,并且刻蚀工艺导致的样品外形缺陷较普遍,因此这两种情况很容易发生.另外,注意到星形线的非对称性对 N_{xy} 非常敏感,而 θ_0 的作用似乎并不大,这主要是因为这里采用了 M_s 相对较大而 K_1 相对较小的材料参数,下面还将对此作些分析.

由(5)式可计算出非对称特征星形线中难磁化轴和易磁化轴偏转的角度 ϕ_H 和 ϕ_E :

$$\phi_H = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left[\sqrt{\left(\frac{1}{4h_o} \right)^2 + 1} + \frac{1}{4h_o} \right], \quad (6)$$

$$\phi_E = \tan^{-1} \left[\sqrt{\left(\frac{1}{4h_o} \right)^2 + 1} - \frac{1}{4h_o} \right], \quad (7)$$

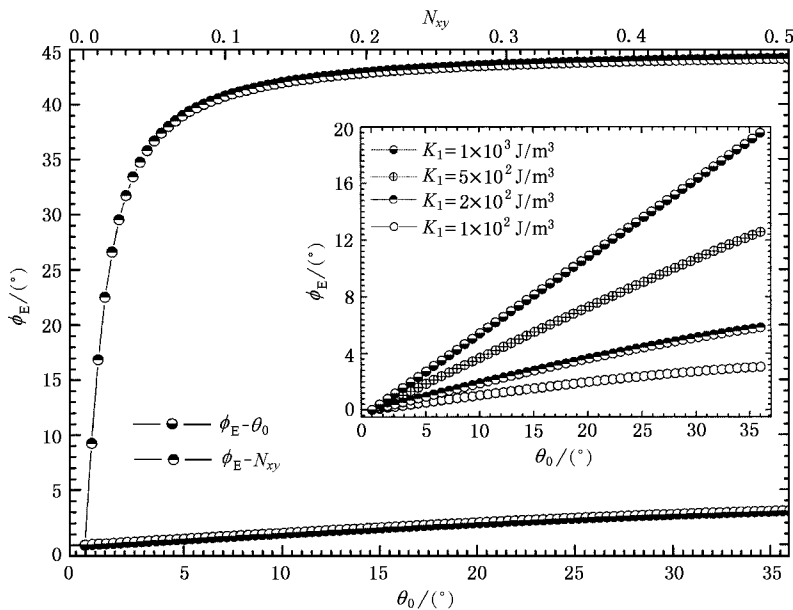


图4 非对称特征星形线偏转角随 θ_0 和 N_{xy} 的变化

式中 $h_o = \frac{H_o}{H_k}$,容易证明两偏转的角度相等.从物理上考虑, X 方向的两特征星形线尖角指示了样品宏观等效易磁化轴,与之垂直的方向即为难磁化方向,对应于 Y 方向的两特征星形线尖角,因此图3中指示的两个角度必然相等.图4为非对称特征星形线偏转角随 θ_0 和 N_{xy} (CGS制)的变化关系.可以直观地看到,一个很小的 N_{xy} 即可导致一个很大的星形线偏转,而一个即便很大的 θ_0 所导致的偏转却很

小,这主要是由于计算中针对的样品 M_s 较大而 K_1 较小的原因.图4内插图给出在 $N_{xy} = 0$ 时,偏转角在不同磁晶各向异性常数 K_1 下随 θ_0 的变化规律.可见随 K_1 的增大,偏转角对 θ_0 的依赖性越来越强.

从样品的特征星形线可计算得到其磁滞回线.图5为外场与样品 X 对称轴夹角 $\beta = 30^\circ$ 时,计算得到的不同情况下的磁滞回线.其中最“瘦”的回线为样品磁晶易磁化轴与矩形样品 X 对称轴重合并且不考虑形状各向异性影响时的情形,最外面的回线

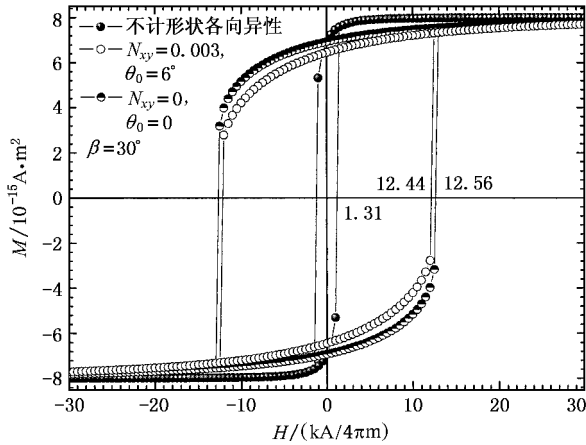


图 5 形状各向异性对磁滞回线的影响

在前者的基础上考虑形状各向异性的影响但 N_{xy} 为零时的情形,而介于两者之间的回线则是样品磁晶易磁化轴与矩形样品 X 对称轴不重合、考虑形状各向异性并且 N_{xy} 不等于零时的情形.可见对近亚微米尺度的薄膜,形状各向异性对其宏观磁性能影响甚大,将明显地使其矫顽力增大.而如果样品的磁晶易磁化轴与矩形样品 X 对称轴不重合或者 N_{xy} 不为零,反而会使矫顽力有所减小.

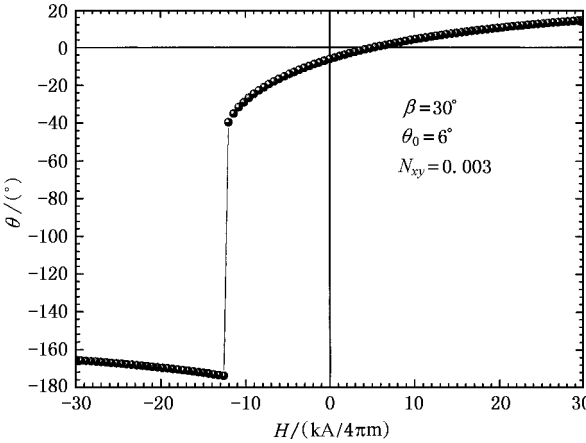


图 6 反磁化过程中磁化矢量取向的变化

图 6 给出在矩形样品反磁化过程中磁化矢量取向角随外场的变化.当外场从正向最大逐步向反向最大变化时,磁化矢量取向角先是连续地随外场变化并逐步靠近其宏观等效易轴.当反向外场达到一

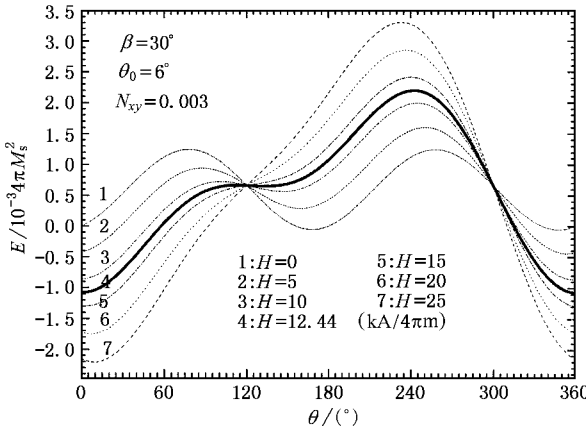


图 7 体系能量密度随磁化矢量取向的变化

定强度时,磁化矢量取向角发生不连续的跳跃,因此该外场即为样品的结核场.从能量的角度来看,如图 7 所示,当外场小于结核场时,其体系能量随磁化矢量取向角的分布同时存在局部极小值和全局极小值,体系实际所处的能量状态由其磁化历史来决定,处于局部或者全局最小,而当外场大于结核场时,局部最小消失(图 7 中粗线所示),此时不管样品的磁化历史如何,其最终能量状态必然是全局极小.另外,注意到图 6 中当 H 为零时 θ 不为零,事实上该 θ 即是样品的宏观等效易磁化轴所在.

4. 结 论

近亚微米磁性样品的宏观等效易磁化轴决定于磁晶各向异性及其形状各向异性的共同作用.样品的尺寸越小,形状各向异性的影响就越大,使得样品越不容易反磁化.

在矩形样品的制备过程中,如果存在样品的磁晶易磁化轴与 X 对称轴不重合或者形状缺陷之类的现象,会导致样品特征星形线的偏转,由(6)或(7)式可计算该偏转角.该偏转角指示了样品的宏观等效易磁化轴.特征星形线偏转的角度对两者的依赖程度取决于样品材料参数 K_1 和 M_s . K_1 越大,偏转角对 θ_0 的依赖就越大,而 M_s 越大,则 N_{xy} 的影响就越大.

特别感谢与中国科学院物理研究所赖武彦研究员的讨论.

[1] Daughton J M 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 3758
[2] Parkin S S P *et al* 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5828
[3] Anguelouch A *et al* 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 622
[4] Schrag B D *et al* 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 4682
[5] Yu L *et al* 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5267
[6] Stoner E C and Wohlfarth E P 1948 *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* **240** 599 ; reprinted in 1991 *IEEE Trans. Magn.* **27** 3475
[7] Andre T 2000 *Phys. Rev. B* **61** 12221
[8] Andre T 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **182** 5
[9] Nakatani Y , Uesaka Y and Hayashi N 1989 *Japan. J. Appl. Phys.* **28** 2485

The coherent rotation model in micro-rectangle magnetic film system *

Peng Zi-Long Wang Wei-Ning Zhu Tao Han Xiu-Feng Zhan Wen-Shan
(*State Key Laboratory of Magnetism , Institute of Physics & Center for Condensed Matter Physics ,
Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China*)

(Received 8 January 2003 ; revised manuscript received 13 February 2003)

Abstract

Based on the micro-rectangle magnetic film system , and the shape and the tilt of crystal easy axis introduced into the Stoner-Wohlfarth model , it was found that the expansion of astroid was caused by the size dwindlement of the sample , while the defects in shape and the tilt of crystal easy axis would both result in the formation of asymmetrical astroid. These results illuminated that , in micron order magnetic film systems such as magnetic random access memory , the shape and the tilt of crystal easy axis are important for determining the switch field of the film.

Keywords : mangetic films , Stoner-Wohlfarth model , astroid curve , anisotropy

PACC : 7540M , 7570D , 7590

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No.50171078).