

高斯型非均匀应力对铁磁薄膜磁化性质的影响*

朱洁 苏垣昌[†] 潘靖 封国林[‡]

(扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

(2013年3月22日收到; 2013年4月30日收到修改稿)

采用 Monte-Carlo 方法研究了高斯型非均匀应力对铁磁薄膜磁化性质的影响. 结果表明: 与易轴平行的拉应力和与易轴垂直的压应力能够增大系统的矫顽场, 而与易轴平行的压应力和与易轴垂直的拉应力则会减小系统的矫顽场. 在矫顽场增大(减小)的同时, 系统还伴随着剩磁及其矩形度的增大(减小). 更有意义的是, 在与易轴平行的压应力或与易轴垂直的拉应力作用下, 在应力的集中区域会出现“易轴旋转”的现象. 这种产生“易轴旋转”的应力集中区域的范围强烈地依赖于应力的强度和分布宽度.

关键词: 铁磁薄膜, 非均匀应力, Monte-Carlo 方法, 磁滞回线

PACS: 75.80.+q, 75.70.Kw, 75.60.-d, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.62.167503

1 引言

探究各类材料中应力与磁电性能之间的关系一直为研究者们所热衷, 这种关系构建了沟通机械能和电磁能两者之间的桥梁. 铁磁材料的磁特性与所受的应力有密切的关系. 当受到应力作用时, 由于其磁弹耦合作用, 材料的微观磁畴结构及其磁化和反磁化行为产生明显的变化^[1-8]. 因此, 从较早的 FeB, CoSiB, FeCoSiB 等材料到最近十分热门的铁镓合金^[2,9-13], 研究人员一直致力于寻找能在薄膜状态下体现良好磁力学特性的材料, 以便于用于各类微型机电系统 (MEMS)^[14-16]. 早期的磁性薄膜和自旋电子器件沉积于厚硬的基底上, 由于这类基底的夹持效应 (clamping effect), 磁性薄膜和自旋电子器件的磁力学特性被严重影响. 最近, 使用一些特殊的弹性材料 (如玻璃、聚对苯二甲酸类塑料 (PET) 等) 作为基底的实验方法逐渐为人们所关注与应用. 这类可形变的基底可以消除部分夹持作用. 并且, 通过控制基底材质、形状、形变大小等, 利用向内压缩或向外拉伸弹性基底的方法可以较为精确地对生长在基底上的磁性薄膜材料施加应力^[17-20]. 因此, 这种操作简单、实现容易的技术手

段在实验中受到了广泛应用, 且其理论研究也越来越多^[21-23].

但是, 当人们将基于 Stoner-Wohlfarth 理论模型得出的应力作用的模拟结果和实验结果相对照发现有偏差时, 一般将其偏差归因于模拟过程中参数选择不适当或实际畴壁运动中的不可逆部分等因素^[17]. 事实上, 对于铁磁薄膜系统, 在铁磁薄膜中施加拉应力或压应力一般是通过其弹性基底的上凸或上凹的弯曲来实现的. 因此, 当弹性基底产生向内压缩或向外拉伸的机械形变时, 基底各个部位形变的程度不尽相同. 如: 在基底中间部位形变的程度较大, 而在边缘区域形变的程度很小. 因此, 通过磁膜的弹性基底给磁性膜所施加的应力一般不均匀, 故其理论模型中的应力场也应是而非均匀的. 实际系统中, 对于不同基材形状, 其非均匀应力分布形式会有所不同. 高斯型分布的应力是非均匀应力的一种简单形式, 但通过调节高斯型分布的应力的强度峰值和分布宽度, 可一定程度上体现不同非均匀应力对铁磁薄膜磁化性质的影响.

本文基于 Stoner-Wohlfarth 理论模型, 采用 Monte-Carlo 模拟方法, 考虑磁性薄膜系统所受到的应力中部较大, 边缘较小的特征, 采用高斯型分

* 国家自然科学基金 (批准号: 11247026, 11104239) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: ycsu@yzu.edu.cn

[‡] 通讯作者. E-mail: fenggl@gov.cma.cn

布的应力,即在应力方向上,应力的的大小随着薄膜长度位置的不同满足一个高斯分布函数,模拟研究非均匀应力对铁磁薄膜磁化性质的影响.结果显示:其模型可以解释实验中实验数据与理论结果之间的偏差,极具现实意义.

2 模型与方法

本文研究的模型为正方形铁磁性薄膜系统,样品长宽各有 128 个格点,定义膜面为 x - y 平面, z 轴垂直于膜面.铁磁薄膜的易轴为 x 轴,外磁场 \mathbf{H} 和应力 σ 均施加在薄膜面内.在实际铁磁薄膜/弹性基底系统中,当弹性基底上凸或下凹弯曲时,可分别为铁磁薄膜施加非均匀的拉应力或压应力,应力方向平行于薄膜的弯曲边,并且应力大小沿着弯曲边有中间强两端弱的分布特点^[17].针对这种分布特点,本文设计了高斯型分布的应力,分布函数 $G(\xi) = K \exp[-(\xi - \xi_0)^2/2\mu^2]$,其中设置 $\xi_0 = 64.5$ 为样品中心, ξ 可以是 x 或 y ,分别代表弯曲的边(应力方向)平行于 x 轴或 y 轴.分布函数的峰值和宽度可分别通过参数 k 和 μ 来调节.为了研究应力分布特性对铁磁薄膜磁化性质的影响,文中选取平均强度相同而分布函数峰值和宽度不同的几种应力进行模拟计算,如图 1 所示.其中设定高斯函数的平均值

$$\bar{G} = \frac{1}{128} \int_1^{128} G(\xi) \cdot d\xi = 0.39,$$

参数 (μ, k) 分别为 $(\infty, 0.39)$, $(50, 0.5)$, $(20, 1)$, $(14.3, 1.4)$, 需注意的是当 $\mu = \infty$ 时代表均匀的应力.此外,为研究应力方向对铁磁薄膜磁化性质的影响,选取应力方向为平行或垂直于易轴两种方向,分别对应于弹性基底沿着平行于 x 轴或 y 轴的边弯曲.

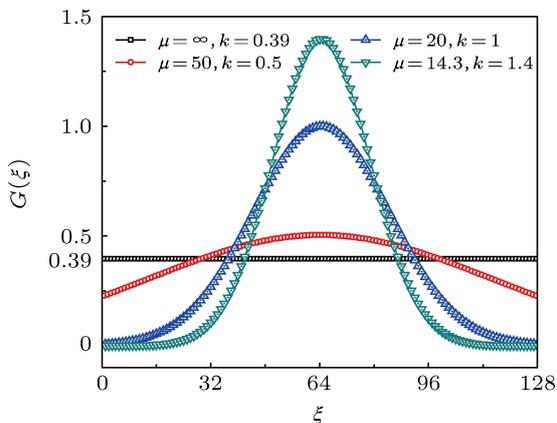


图 1 具有不同峰值和宽度的四种高斯函数,高斯函数的平均值为 $\bar{G} = \frac{1}{128} \int_1^{128} G(\xi) \cdot d\xi = 0.39$

对于铁磁薄膜系统,包含高斯型分布的非均匀应力的自旋模型哈密顿量可写为

$$H = -J_{\text{FM}} \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - g\mu_{\text{B}} \sum_j \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{H} - \left[\sum_i D S_{ix}^2 + \frac{3}{2} \lambda \sigma G(\xi) \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_i)^2 \right], \quad (1)$$

其中 \mathbf{S}_i 和 \mathbf{S}_j 表示第 i 个和第 j 个格点的自旋矢量; J_{FM} 为近邻格点自旋间的交换耦合常数; D 为以 x 轴为易轴的单轴磁晶各向异性常数; g 为朗德因子; μ_{B} 为玻尔磁子; \mathbf{H} 为外加磁场; λ 为磁致伸缩系数; σ 为应力大小; $\boldsymbol{\sigma}_i$ 表示沿第 i 个格点应力方向的单位矢量; $G(\xi)$ 为高斯函数,其中 ξ 可以是 x 或 y ,分别表示应力平行或垂直于易轴.

为方便,本文定义参数 $D_{\sigma} = \frac{3}{2} \lambda \sigma$,则(1)式中括号部分可简化为

$$\sum_i D \cdot S_{ix}^2 + \sum_i D_{\sigma} G(\xi) \cdot S_{i\sigma}^2. \quad (2)$$

由(2)式可见,应力的作用类似于单轴各向异性:当应力为拉应力时($D_{\sigma} > 0$),应力的作用使自旋矢量的取向趋于与应力方向平行;当应力为压应力时($D_{\sigma} < 0$),应力的作用使自旋矢量的取向趋于与应力方向垂直.当应力与易轴平行,即 ξ 为 x 时,(2)式可化为

$$\sum_i (D + D_{\sigma} G(x)) S_{ix}^2 = D_{\text{eff}} \sum_i S_{ix}^2, \quad (3)$$

其中 $D_{\text{eff}} = D + D_{\sigma} G(x)$ 为等效的单轴各向异性常数.(3)式表明:与易轴平行的拉应力会增强等效的单轴各向异性,与易轴平行的压应力会减弱等效的单轴各向异性.当应力与易轴垂直,即 ξ 为 y 时,(2)式可化为

$$\sum_i (D \cdot S_{ix}^2 + D_{\sigma} G(y) \cdot S_{iy}^2), \quad (4)$$

可见,此时在应力作用下,原单轴各向异性的系统变成一个具有等效立方各向异性的系统.综上所述,应力能够改变磁性系统的等效各向异性,从而改变系统的磁化性质,并且,这种效果显然与应力的方向、大小和分布模式有关.

本文采用 Mont-Carlo 方法进行数值模拟计算,利用铁磁性薄膜系统中每个格点自由度变化时所对应的平均能量 E 的变化,来构建 Markov 过程,以提高模拟过程的速度与准确度.

3 结果与讨论

本文取参数 $J = 1, D = 0.3J$ 和 $\lambda = 0.1$ 做 Monte-Carlo 模拟计算. 定义 θ_σ 为应力与易轴的夹角, 和 θ_H 为外场与易轴的夹角, 以便描述面内应力和外场的方向.

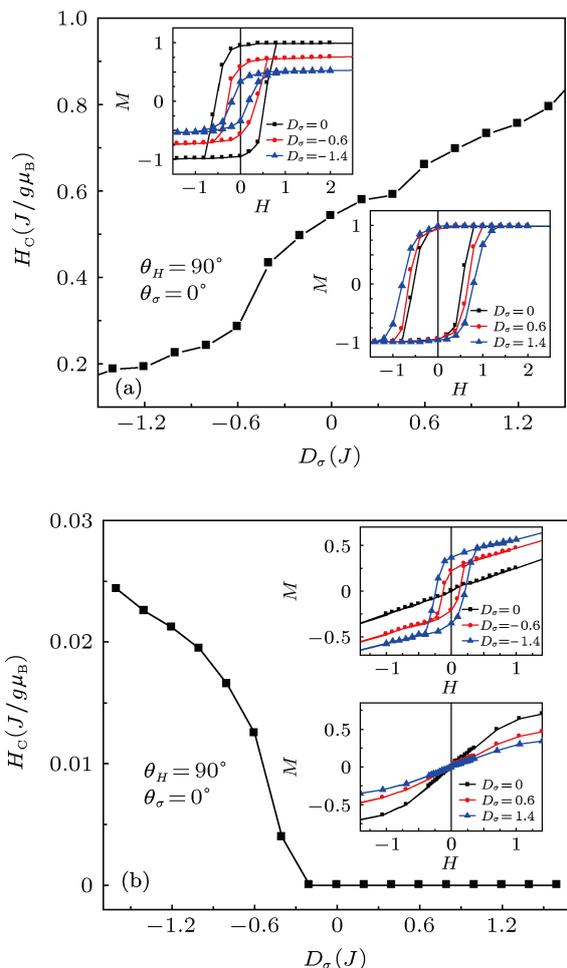


图2 应力与易轴平行时, 矫顽场 H_C 随应力强度 D_σ 的变化关系 (a) 外场与易轴夹角 $\theta_H = 0^\circ$; (b) 外场与易轴夹角 $\theta_H = 90^\circ$; (a) 和 (b) 中的插图为各自对应的代表性的磁滞回线, 分布函数的参数 $\mu = 20, k = 1$

图 2 显示应力与易轴平行 ($\theta_\sigma = 0^\circ$) 时, 矫顽场随应力大小的变化关系, 其中插图为相应的几种不同应力下的磁滞回线, 分布函数的参数 $\mu = 20, k = 1$. 图 2(a) 显示, 当沿着易轴方向磁化 ($\theta_H = 0^\circ$) 时, 矫顽场随拉应力 ($D_\sigma > 0$) 的增强而增大, 但随压应力 ($D_\sigma < 0$) 的增强而减小. 图 2(a) 的插图显示, 在矫顽场增大 (减小) 的同时, 还伴随着剩磁以及磁滞回线矩形度的增大 (减小). 这说明, 如 (3) 式所示, 拉应力确实增强了铁磁薄膜的等效单轴各向异性, 压应力减弱了铁磁薄膜的等效单轴各向异性. 值得注意的是, 虽然矫顽场随压应力增强而减小,

但压 $D_\sigma \leq -D$ 时, 矫顽场还不为零, 这是非均匀应力引起的特征. 因为, 在非均匀应力作用下, 等效单轴各向异性系数 $D_{\text{eff}} = D + D_\sigma G(x)$ 不可能处处等于零或小于零. 当沿着难轴方向磁化 ($\theta_H = 90^\circ$) 时, 图 2(b) 显示: 在拉应力 ($D_\sigma > 0$) 区域, 矫顽场都等于零; 在压应力 ($D_\sigma < 0$) 区域, 矫顽场随压应力的增大而增大. 这结果符合 Stoner-Wohlfarth 模型的理论规律. 值得注意的是, 压应力在很小时, 矫顽场就开始不为零了, 这也是非均匀应力引起的特征. 根据等效单轴各向异性系数 $D_{\text{eff}} = D + D_\sigma G(x)$, 在应力集中区域容易使 $D_{\text{eff}} < 0$, 即原易轴变成难轴, 原难轴变成了易轴, 发生“易轴旋转”的现象.

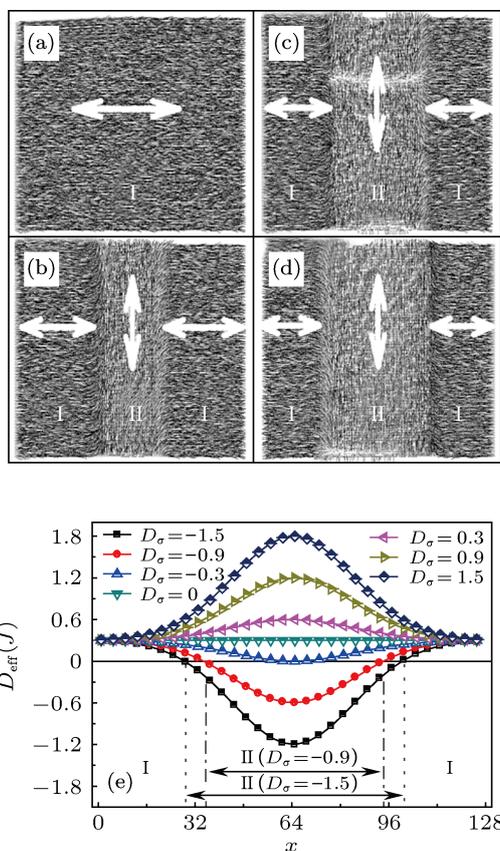


图3 施加与易轴平行的压应力, 应力强度为 (a) $D_\sigma = 0$, (b) $D_\sigma = -0.6J$, (c) $D_\sigma = -1J$, (d) $D_\sigma = -1.4J$ 时, 系统平衡态的微观自旋构型, 箭号表示自旋矢量的取向; (e) 在不同的非均匀压应力下, 等效单轴各向异性系数 D_{eff} 与 x 的关系; 分布函数的参数 $\mu = 20$, 外场 $H = 0, k = 1$

为验证在应力集中区域是否存在“易轴旋转”现象, 本文计算了在不同大小的与易轴平行 ($\theta_\sigma = 0^\circ$) 的压应力下系统平衡态的微观自旋构型, 如图 3(a)—(d) 所示. 其中, 分布函数的参数 $\mu = 20, k = 1$, 外场 $H = 0$. 图 3(a) 显示, 压应力为零时, 所有自旋平躺在易轴方向上 (I 区); 图 3(b)—(d) 显示, 当存在压应力时, 在样品中央压应力集中区域 (II 区),

自旋转了 90° 平躺在与原易轴垂直的方向上, 说明该区域内确实发生了“易轴旋转”. 并且, 发生“易轴旋转”的区域随应力的增强而扩大. 图 3(e) 显示, 在不同的非均匀压应力下, 等效单轴各向异性系数 D_{eff} 与 x 的关系. 可见, 当压应力不大 ($|D_\sigma| < 0.3J$) 时, D_{eff} 处处大于零, 没有“易轴旋转”现象; 当压应力较大 ($|D_\sigma| \geq 0.3J$) 时, 系统中央应力集中区域的 D_{eff} 等于或小于零, 意味着应力集中区域有“易轴旋转”发生. 图 3(e) 同样表明, 发生“易轴旋转”的区域随应力的增强而扩大. 有“易轴旋转”的区域的边界, 可根据判据 $D_{\text{eff}} = D + D_\sigma G(x) = 0$ 获得, 即 $x_{1,2} = x_0 \pm \mu \sqrt{2 \ln(k|D_\sigma|/D)}$, $k|D_\sigma| \geq D$. 显然, 应力强度 D_σ 越大, 发生“易轴旋转”的区域越大.

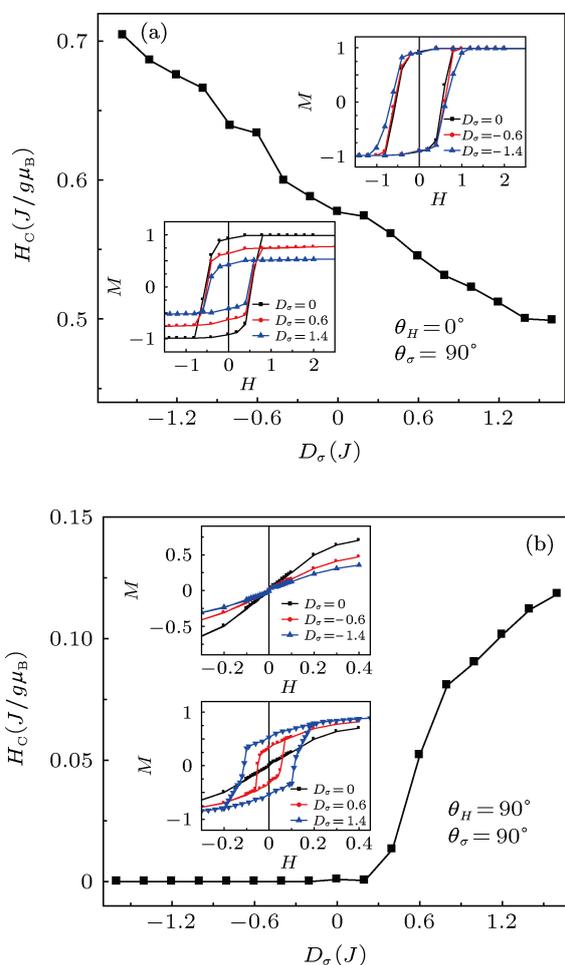


图 4 应力与易轴垂直时, 矫顽场 H_c 随应力强度 D_σ 的变化关系 (a) 外场与易轴夹角 $\theta_H = 0^\circ$; (b) 外场与易轴夹角 $\theta_H = 90^\circ$; (a) 和 (b) 中的插图为各自对应的代表性的磁滞回线; 分布函数的参数 $\mu = 20, k = 1$

当应力与易轴垂直 ($\theta_\sigma = 90^\circ$) 时, 拉应力和压应力对矫顽场的影响在定性规律上与应力与易轴平行时的规律相反, 如图 4 所示. 图 4(a) 显示, 当沿着易轴方向磁化 ($\theta_H = 0^\circ$) 时, 矫顽场随拉应力

($D_\sigma > 0$) 的增强而减小, 但随压应力 ($D_\sigma < 0$) 的增强而增大. 这结果符合具有立方各向异性的磁性系统的磁化性质. 如 (4) 式所示, 拉应力 ($D_\sigma > 0$) 在 y 轴上形成等效易轴, 这有助于自旋实现磁化翻转, 从而减小矫顽场; 压应力 ($D_\sigma < 0$) 在 y 轴上形成等效难轴, 这会阻碍自旋实现磁化翻转, 从而增大矫顽场. 图 4(b) 显示, 当沿着垂直于易轴的方向磁化 ($\theta_H = 90^\circ$) 时, 在拉应力 ($D_\sigma > 0$) 区域, 矫顽场随拉应力的增大而增大; 在压应力 ($D_\sigma < 0$) 区域, 矫顽场都等于零. 该结果也与具有立方各向异性磁性系统的磁化性质类似. 图 4 的插图显示, 磁滞回线矩形状和剩磁随矫顽场的变化规律, 仍然是随矫顽场的增大 (减小) 而增大 (减小). 需注意的是, 图 4(a) 中拉应力 $D_\sigma \geq D$ 时, 矫顽场不为零, 以及图 4(b) 中拉应力很小时, 矫顽场就开始不为零, 这都是非均匀应力引起的特征. 从微观磁结构看, 与易轴垂直的拉应力也会使应力集中区域发生“易轴旋转”的现象, 且发生“易轴旋转”的区域 (II 区) 随应力的增大而扩大, 如图 (5) 所示.

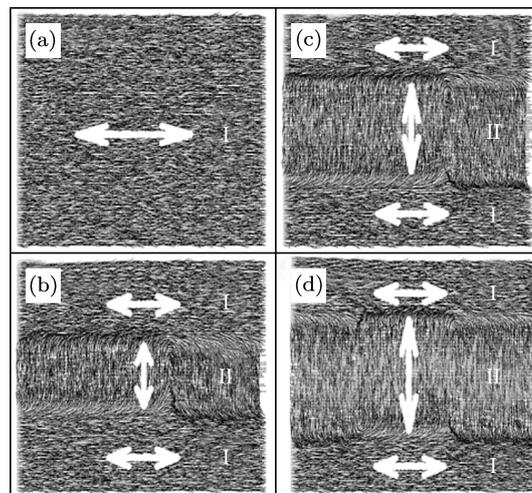


图 5 施加与易轴垂直的拉应力, 应力强度为 (a) $D_\sigma = 0$, (b) $D_\sigma = 0.6J$, (c) $D_\sigma = 1.0J$, (d) $D_\sigma = 1.4J$ 时, 系统平衡态的微观自旋构型; 分布函数的参数 $\mu = 20, k = 1$, 外场 $H = 0$

为进一步研究非均匀应力的分布特性对铁磁薄膜系统磁化性质的影响, 本文取图 1 所示的四种平均强度相同而分布函数峰值和宽度不同的应力, 进行模拟计算. 图 6 给出当系统施加与易轴平行 ($\theta_\sigma = 0^\circ$) 的压应力, 不同应力分布参数时, 系统平衡态的微观自旋构型. 其中, 应力强度 $D_\sigma = -1.2J$, 外场 $H = 0$. 图 7 给出当系统施加与易轴垂直 ($\theta_\sigma = 90^\circ$) 的拉应力, 在不同应力分布参数下系统平衡态的微观自旋构型. 其中, 应力强度 $D_\sigma = -1.2J$, 外场 $H = 0$. 结果皆表明: 分布宽度参

数 μ 越大, 在应力集中区域发生“易轴旋转”的范围 (II 区) 越大. 实际上, 非均匀应力对铁磁薄膜系统磁化性质的影响主要来自于应力较大的集中区域, 根据 (3) 和 (4) 式, 对磁化性质有较大影响的应

力集中区域可近似地用判据 $|D_\sigma G(\xi)| \geq D$ 来界定, 即 $|\xi| \leq \mu \sqrt{2 \ln(k|D_\sigma|/D)}$, $k|D_\sigma| \geq D$. 所以, 在相同的强度下, 应力分布的宽度参数 μ 越大, 则对磁化性质的影响越大.

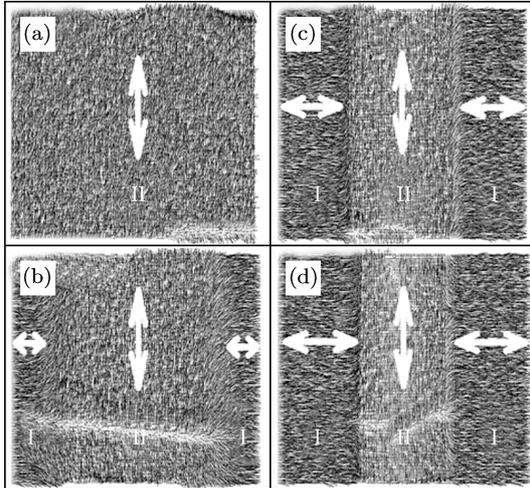


图 6 施加与易轴平行的压应力, 应力分布参数为 (a) $\mu = \infty$, $k = 0.39$, (b) $\mu = 50$, $k = 0.5$, (c) $\mu = 20$, $k = 1$, (d) $\mu = 14.3$, $k = 1.4$ 时, 系统平衡态的微观自旋构型; 应力强度 $D_\sigma = -1.2J$, 外场 $H = 0$

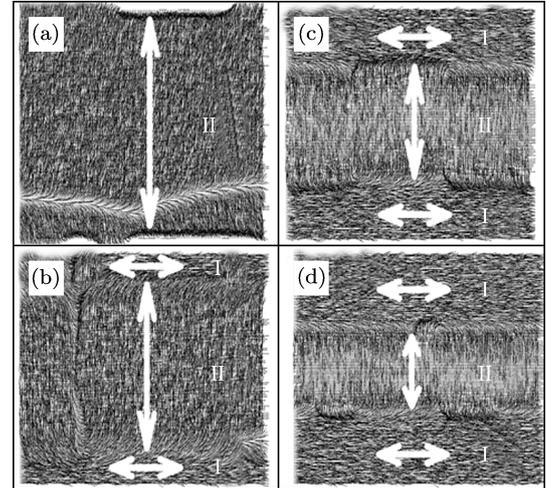


图 7 施加与易轴垂直的拉应力, 应力分布参数为 (a) $\mu = \infty$, $k = 0.39$, (b) $\mu = 50$, $k = 0.5$, (c) $\mu = 20$, $k = 1$, (d) $\mu = 14.3$, $k = 1.4$ 时, 系统平衡态的微观自旋构型; 应力强度 $D_\sigma = 1.2J$, 外场 $H = 0$

4 结论

本文通过 Monte-Carlo 方法计算了高斯型非均匀应力下铁磁薄膜的磁滞回线、矫顽场和相应的微观磁结构. 具体研究了高斯型非均匀应力与磁易轴平行或者垂直时, 拉应力/压应力对正方形铁磁薄膜磁化性质的影响. 模拟结果表明: 与易轴平行的应力和与易轴垂直的拉应力或压应力, 都能有效地影响铁磁薄膜系统的磁化性质. 其中, 与易轴平行的拉应力可以增强铁磁薄膜的等效单轴各向异性, 与易轴平行的压应力则会减弱铁磁薄膜

的等效单轴各向异性, 与易轴垂直的拉应力会在 y 轴上形成等效易轴, 与易轴垂直的压应力会在 y 轴上形成等效难轴. 其物理机制在于与易轴平行的压应力或与易轴垂直的拉应力可在其应力集中区域出现“易轴旋转”的现象. 非均匀应力对铁磁薄膜系统磁化性质的影响主要来自于应力较大的集中区域, 高斯型应力的集中区域可近似地界定为 $|\xi| \leq \mu \sqrt{2 \ln(k|D_\sigma|/D)}$, $k|D_\sigma| \geq D$. 因此, 高斯型应力强度 D_σ 越大, 分布宽度参数 μ 越大, 则对磁化性质的影响也越大.

- [1] Aharoni A 2001 *Physica B* **306** 1
- [2] Peng B, Zhang W L, Zhang W X, Jiang H C, Yang S Q 2006 *Physica B* **382** 135
- [3] Zhan Q F, Vandezande S, Temst K, Haesendonck C V 2009 *Phys. Rev. B* **80** 094416
- [4] Paes V Z C, Mosca D H 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **330** 81
- [5] Xu X Y, Qian L J, Hu J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2023 (in Chinese) [许小勇, 钱丽洁, 胡经国 2009 物理学报 **58** 2023]
- [6] Annadurai A, Raja M M, Prabakar K, Kumar A, Kannan M D, Jayakumar S 2011 *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 2797
- [7] Pan 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]
- [8] Kwon C, Robson M C, Kim K-C, Gu J Y, Lofland S E, Bhagat S M, Trajanovic Z, Rajeswari M, Venkatesan T, Kratz A R, Gomez R D, Ramesh R 1997 *J. Magn. Magn. Mater.* **172** 229
- [9] Atulasimha J, Flatau A B 2011 *Smart Mater. Struct.* **20** 043001
- [10] Kellogg R A, Flatau A B, Clark A E, Wun-Fogle M, Lograsso T A 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 7821
- [11] Mahadevan A, Evans P G, Dapino M J 2010 *J. Appl. Phys.* **96** 012502
- [12] Zhang H, Zeng D C, Liu Z W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 067503 (in Chinese) [张辉, 曾德长, 刘仲武 2011 物理学报 **60** 067503]
- [13] Clark A E, Wun-Fogle M, Restorff J B, Lograsso T A 2002 *Mater. T. JIM.* **43** 881
- [14] Rigue J, Chrischon D, De Andrade A M H, Carara M 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 1561
- [15] Ludwig A, Tewes M, Glasmachers S, Löhndorf M, Quandt E 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245** 1126
- [16] Dokupil S, Bootsmann M-T, Stein S, Löhndorf M, Quandt E 2005 *J.*

- Magn. Magn. Mater.* **290-291** 795
- [17] Dai G H, Zhan Q F, Liu Y W, Yang H L, Zhang X S, Chen B, Li R W 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 122407
- [18] Wang Y L, Zhang P C, Liu H R, Liu B T, Fu G S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 077702 (in Chinese) [王英龙, 张鹏程, 刘虹让, 刘保亭, 傅广生 2011 物理学报 **60** 077702]
- [19] Barraud C, Deranlot C, Seneor P, Mattana R, Dlubak B, Fusil S, Bouzehouane K, Deneuve D, Petroff F, Fert A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 072502
- [20] Thang P D, Rijnders G, Blank D H A 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 2621
- [21] Mitchell P V, Mountfield K R, Artman J O 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 2917
- [22] Hu J G, Jin G J, Hu A, Ma Y Q 2004 *Eur. Phys. J. B* **40** 265
- [23] Yamahara H, Mikami M, Seki M, Tabata H 2011 *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 3143

Gaussian type inhomogeneous stress and strain effects on the magnetic properties in ferromagnetic thin films*

Zhu Jie Su Yuan-Chang[†] Pan Jing Feng Guo-Lin[‡]

(College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225002, China)

(Received 22 March 2013; revised manuscript received 30 April 2013)

Abstract

The effects of Gaussian type inhomogeneous stress and strain on the magnetic properties in ferromagnetic thin films are studied by Monte-Carlo simulation. The results show that the coercive field could be enhanced by the strain parallel to the easy axis and stress perpendicular to the easy axis, on the other hand, it could also be weakened by the stress parallel to the easy axis and strain perpendicular to the easy axis. The coercive field increases (or decreases) in the system, meanwhile, the remanent magnetization and squareness increase (or decrease) as well. More interestingly, the easy axis will rotate within the centralized region under stress parallel to the initial easy axis and strain perpendicular to the initial easy axis. The range of centralized region with easy axis rotation is strongly dependent on the magnitude of stress or strain and the width of its distribution.

Keywords: ferromagnetic thin films, inhomogeneous stress and strain, Monte-Carlo simulation, hysteresis loop

PACS: 75.80.+q, 75.70.Kw, 75.60.-d, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.62.167503

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11247026, 11104239).

[†] Corresponding author. E-mail: ycsu@yzu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: fenggl@gov.cma.cn