

高性能纳米复合永磁材料的模拟计算研究*

张宏伟 荣传兵 张绍英 沈保根

(中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室 北京 100080)

(2004 年 5 月 31 日收到 2004 年 7 月 5 日收到修改稿)

构造了在软磁相基体中析出规则形状硬磁相的各向同性和各向异性纳米复合永磁材料 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$. 利用微磁学的有限元法, 模拟计算了样品的磁滞回线. 通过对剩磁、矫顽力和最大磁能积与软磁相厚度的关系分析, 发现在软磁相厚度为 0—12 nm 的范围内, 复合磁体的矫顽力随软磁相厚度的增加而单调下降, 而最大磁能积则是在适当的矫顽力和剩磁下达到最高. 预计纳米复合 $\text{Pr}_2(\text{Fe}, \text{Co})_4\text{B}/\alpha(\text{Fe}, \text{Co})$ 的各向同性磁体的最大磁能积最高可达 248 kJ/m^3 , 而各向异性磁体则高达 784 kJ/m^3 .

关键词: 纳米复合永磁, 矫顽力, 剩磁, 磁能积

PACC: 7560E, 7550V

1. 引 言

纳米晶永磁材料是一种新型的稀土永磁材料, 可以简单地分成纳米晶单相永磁和纳米晶复合永磁. 纳米晶永磁的实验研究可以追溯到快淬 Nd-Fe-B 的发现, 而纳米复合永磁材料是从低钕 Fe_3B 基快淬复合永磁材料研究开始的^[1-4]. 在 1991 年 Kneller 和 Hawig^[5]用一维模型成功地解释了纳米尺度下软磁相、硬磁相复合磁体中软磁相的磁性硬化后, 1993 年 Skomski 和 Coey^[6]预言了各向异性的纳米复合磁体 $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}/\alpha(\text{Fe}, \text{Co})$ 具有 1 MJ/m^3 的最大磁能积. 纳米复合永磁材料的发现不仅产生了一类新的实用性材料, 更重要的是促进了磁性物理学的发展.

最大磁能积 $(BH)_{\text{max}}$ 是标志永磁材料性能优劣的一个重要参数. 提高磁能积的有效方法是: 在保持足够高的矫顽力情况下, 尽可能地提高剩磁和饱和磁化强度. 实验发现, 在具有纳米尺寸的硬磁相和软磁相组成的纳米复合材料中, 硬磁相提供大的矫顽力, 软磁相提供高饱和磁化强度. 当两者颗粒尺寸小到几个纳米至几十个纳米时, 复合材料有明显的剩磁增强现象并表现出单一硬磁相的磁化行为, 从而提高磁能积. 理论研究表明, 这是由于颗粒间产生强烈的交换耦合所导致的效应. 纳米晶永磁材料具有

高剩磁、高磁能积和相对高的矫顽力以及较好的化学稳定性和较低的稀土含量, 因而人们在实验研究^[7-12]和模拟研究^[13-17]两方面开展了大量的工作. 目前, 比较突出的问题是实验中样品的 $(BH)_{\text{max}}$ 值似乎无法超过 180 kJ/m^3 . 诚然, 目前实验制备的纳米复合永磁材料基本上是各向同性的, 但用于预言 $(BH)_{\text{max}} = 1 \text{ MJ}/\text{m}^3$ 的理论方法和模型^[6]也有过于理想和简单的问题. 因此, 本文的一个目的是弄清纳米复合永磁材料的 $(BH)_{\text{max}}$ 值的上限, 同时探讨软磁相的尺寸对硬磁性能的影响.

2. 模拟方法

我们选取 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 为硬磁相, 其室温下的磁性参量为: 饱和磁极化强度 $J_s^h = 1.569 \text{ T}$ 、交换作用常数 $A^h = 7.7 \times 10^{-12} \text{ J}/\text{m}$ 、磁晶各向异性常数 $K^h = 5.567 \text{ MJ}/\text{m}^3$. 选取 $\alpha\text{-Fe}$ 为软磁相, 其磁性参量为: $J_s^s = 2.15 \text{ T}$, $A^s = 2.5 \times 10^{-11} \text{ J}/\text{m}$, $K^s = 0.046 \text{ MJ}/\text{m}^3$.

在文献 [5, 6] 中分别给出了相反的最佳微结构, 其中 Kneller 等^[5]认为在软磁相本底中均匀析出球形硬磁相晶粒为理想微结构, 而 Skomski 等^[6]则认为在硬磁相本底中均匀析出球形软磁相晶粒的微结构较为理想. 这两种微结构的区别在于: 前者中软磁相晶粒是彼此连通的、硬磁相晶粒是彼此不相连的, 而后者则正好相反. 目前纳米复合永磁材料的实验研

* 国家自然科学基金(批准号: 10274102)资助的课题.

究结果表明,这两种理想的微结构是不存在的.但是实验发现在磁能积高的磁体中硬磁相的晶粒多数略大于 20 nm,而软磁相晶粒多数略大于 10 nm^[7,18,19].在实验上,硬磁相的晶粒近似为球形,并且近似为不相互接触^[20].因此,我们可以认为实验中较为常见的微结构是:硬磁相晶粒近似为球形且彼此不相邻,软磁相晶粒尺寸约为硬磁相的一半且应是相邻的.这样,我们认为文献[5]中的微结构是目前实验上可行的.鉴于上述原因,我们选择了在软磁相母体中析出硬磁相的如图 1 所示的微结构,其中 91 个规则小块为硬磁相的晶粒,硬磁相晶粒之间由软磁相填充.硬磁相晶粒大小由与其等体积球的直径 d 表征.91 个硬磁相晶粒的平均尺寸为 20 nm,其中有 35 个是 $d = 24.9$ nm 的十四面体(即用十四面体作为球形的近似).硬磁相晶粒大小的具体分布如图 2 所示.软磁相的体积比及其晶粒的大小由相邻两硬磁相晶粒间最小距离 t 表征.本工作中我们选择了 $t = 0, 1, 3, 5, 8, 10$ 和 12 nm 的 7 种情况.图 1 为 $t = 5$ nm 的模拟样品微结构.样品中软磁相体积比 v 和样品总的饱和磁极化强度 $J_s (= (1 - v)J_s^h + vJ_s^s)$ 与 t 的关系如图 3 所示.

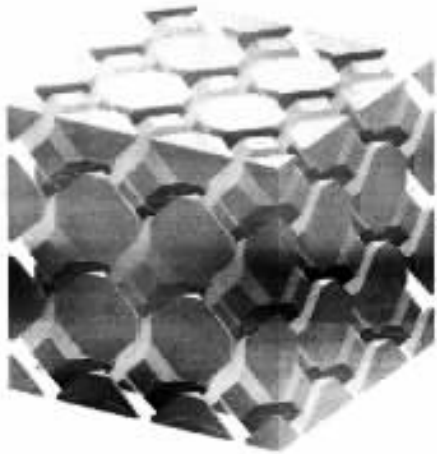


图 1 模拟用样品的微结构示意图

具体计算的数学方法是有限元法.采用四面体为有限元.根据我们的计算经验在计算中总计用了 60000 个有限元.

磁滞回线计算的物理原理是微磁学的能量极小原理.体系的总 Gibbs 自由能为

$$G = E_H + E_d + E_K + E_{ex}, \quad (1)$$

式中, E_H 为 Zeeman 能, E_d 为磁偶极相互作用能, E_K 为磁晶各向异性能, E_{ex} 为交换作用能.在 E_d 的计算中引入了磁矢势,详见文献[13].用线性共轭梯度法

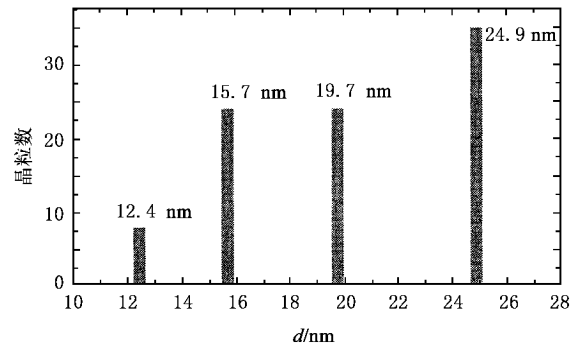


图 2 样品中硬磁相晶粒大小的分布

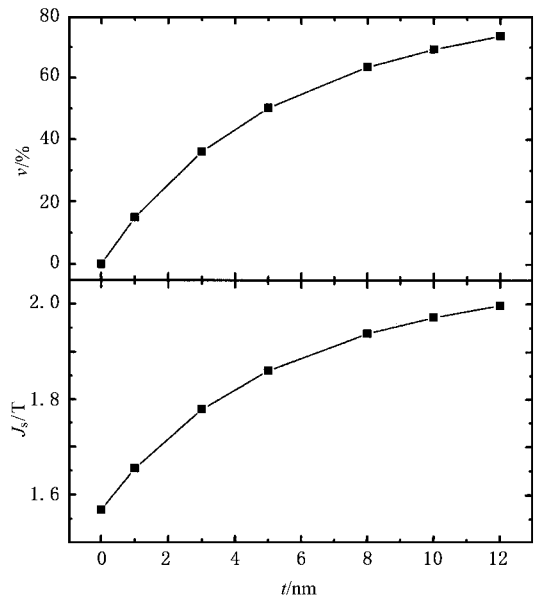


图 3 样品中软磁相体积比 v 和样品总的饱和磁极化强度 J_s 与 t 的关系

求解了体系能量极小.考虑到磁滞回线是磁场历史的函数,在求解当前状态点(M, H)时考虑了前一个磁场的状态.理想的饱和磁化需要无穷大的磁场,但通常情况下只需大于 $2K_1/J_s$ (本文中为 9 T)的磁场即可使磁矩方向处于接近外磁场的方向.我们所用的饱和磁化磁场约为 4000 T,这主要是由于体系能量中考虑了交换作用和磁偶极相互作用,使得在较小的外场下难以找到起始状态点,而用 4000 T 的磁场则能方便地找到准确的起始状态点,即全部磁矩基本平行于外场方向.

3. 结果及讨论

图 4 给出了各向同性样品的退磁曲线.尽管复合样品的退磁曲线表现出较好的单一硬磁相的磁化

行为,但是矫顽力 H_c 随着 t 的增加而明显降低.在文献 [5,6] 中理论预计:当软磁相晶粒小到某一临界尺寸(对于 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 样品的临界尺寸约为 10 nm)时,不仅复合样品的退磁曲线表现出单一硬磁相的磁化行为,而且对于各向异性和各向同性样品的矫顽力应分别为各向异性场 $H_a (= 2K^h/J_s^h)$ 和 $0.5H_a$.当软磁相晶粒尺寸进一步减小时,复合磁体的矫顽力不再改变.这明显与我们的计算结果不一致.因此,虽然 Kneller 等正确地提出了通过晶间交换耦合作用使软磁相被磁硬化的理论,但是由于模型的过于简单化和理想化使他们对于矫顽力和软磁相最佳尺寸的定量预计不足.

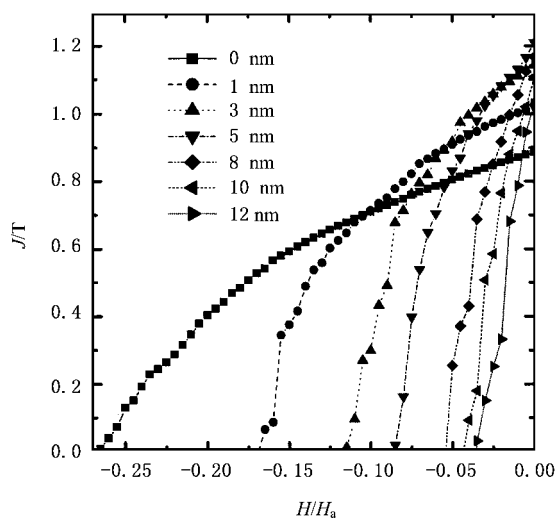


图4 不同软磁层厚度的各向同性样品的退磁曲线

图5给出了各向同性样品的剩磁 J_r 、约化剩磁 $m_r (= J_r/J_s)$ 、矫顽力 H_c 和 $(BH)_{\max}$ 与 t 的关系.当 $t = 5$ nm 时, J_r 和 m_r 均为最大,其值分别为 1.2 T 和 0.65.在 $t = 0-12$ nm 的范围内, m_r 均大于无相互作用单畴颗粒的各向同性集合体的值(0.5).这是晶间交换耦合作用使得晶粒边界处的磁矩偏离其易磁化轴而略转向其近邻晶粒的易磁化方向所导致的剩磁增强^[21-23].如假设晶界处的磁矩方向为相邻两晶粒的易磁化轴的平均方向,则 m_r 的最大值为 $2/3$ ^[23].提供剩磁增强的晶粒边界区域的大小可以近似由 Bloch 畴壁宽度 $\delta_B = \pi \sqrt{A/K}$ 来衡量^[21-23].在纳米复相中,这部分体积主要在软磁相晶粒内部.在我们的模拟样品中,当 t 改变时,硬磁相晶粒的表面积不变、总体积不变.我们知道, δ_B 是材料的内禀量(如对 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 而言 δ_B 为 3.7 nm),即不是随 t 的变化而改变的微结构量.所以,当 t 增加时,提供剩磁增

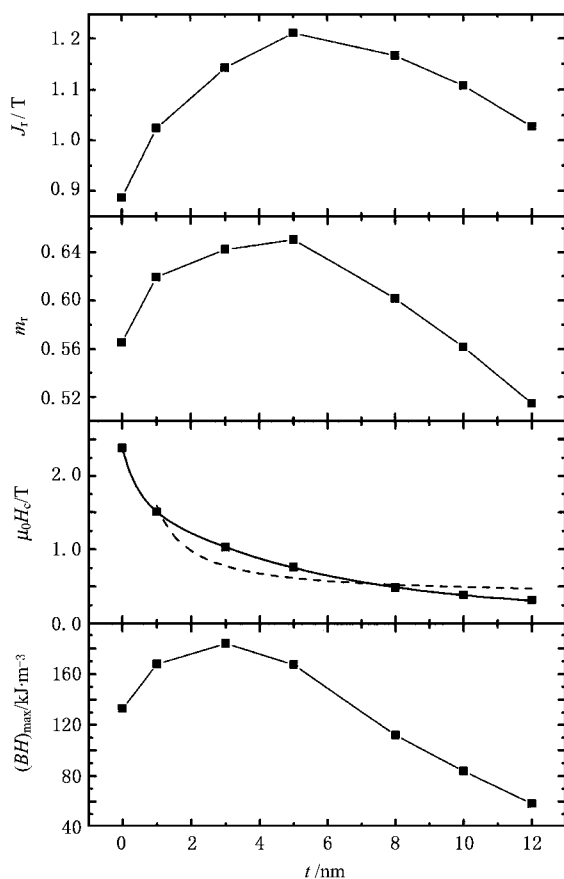


图5 各向同性样品的剩磁 J_r 、约化剩磁 $m_r (= J_r/J_s)$ 、矫顽力 H_c 和 $(BH)_{\max}$ 与 t 的关系

强的晶粒边界区域的相对大小是降低的.换言之, J_r 和 m_r 应该随 t 的降低而单调增加.但是在图5中当 $t \leq 3$ nm 时, J_r 和 m_r 的值不仅没有增加反而降低了.这是由于 t 已经小于 δ_B 的缘故.此时除了全部的软磁相外,硬磁相也参与了对剩磁增强的贡献.我们知道,硬磁相的磁矩不易偏离其易磁化轴,因此在 t 较小时复合样品的 m_r 下降是合理的.这一点也由 $t = 0$ nm 时较低的 m_r 值所证实.对于 J_r 降低的另一个原因,就是由于软磁相的 J_s^s 大于硬磁相的 J_s^h ,使得模拟样品的总 J_s 随 t 的减小而降低.

当 $t = 0$ nm 时 $\mu_0 H_c = 2.4$ T,这一值明显小于 $0.5\mu_0 H_a = 4.5$ T.根据矫顽力的经验公式

$$H_c = \alpha_K \alpha_\varphi \frac{2K}{J_s} - N_{\text{eff}} \frac{J_s}{\mu_0}, \quad (2)$$

式中, α_K 和 α_φ 分别为与缺陷处磁晶各向异性的降低和晶粒易磁化轴分布有关的微结构参数, N_{eff} 为与非磁性杂质和晶粒不规则形状有关的等效退磁因子.对于各向同性的样品, $\alpha_\varphi = 0.5$ 是个理想的近

似. 由于样品中无缺陷 $\alpha_K = 1$. 根据(2)式容易得出 $N_{\text{eff}} = 1.32 > 1$. 这与纳米晶单相永磁的实验结果不符^[7]. 最近, 考虑到晶粒小到纳米量级后晶间交换耦合作用显著增强, 在(2)式中引入了晶粒尺寸效应^[21-23], 即

$$H_c = \frac{\alpha_K \alpha_\varphi}{1 + \frac{6\beta_K l_{\text{ex}}}{d}} \frac{2K}{J_s} - \frac{N_{\text{eff}}}{1 + \frac{6\beta_s l_{\text{ex}}}{d}} \frac{J_s}{\mu_0}, \quad (3)$$

式中 $l_{\text{ex}} = \sqrt{\mu_0 A / J_s^2}$ 为交换作用长度(对 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 而言 $l_{\text{ex}} = 2.0 \text{ nm}$), d 为晶粒尺寸与本文中的表示相同, β_K 和 β_s 分别为与磁晶各向异性 and 磁偶极作用有关的晶间交换耦合作用参数. 当不存在晶间交换耦合作用时(即 $\beta_K = \beta_s = 0$)或当 d 较大时(3)式退化成为(2)式的形式. 对本模拟样品, 由(3)式等号右端第一项可见, 纳米级晶粒必然会引起矫顽力的降低. 因此当 $t = 0$ 时, 得到的 $\mu_0 H_c = 2.38 \text{ T}$ 在定性上是合理的. 遗憾的是, 迄今为止 $\alpha_K, \alpha_\varphi, N_{\text{eff}}, \beta_K, \beta_s$ 这 5 个微结构参量都没有定量的表达式.

由图 5 可以看出, 随着 t 的增加, H_c 先是快速降低, 然后下降速度变缓. 如果将 $\alpha\text{-Fe}$ 简单地看作缺陷, 则 t 对矫顽力的影响由 α_K 反映. 根据 Kronmuller 等^[24] 的“K(z)-profile”模型, 当 t 在 1—20 nm 范围内, 矫顽力有如下形式:

$$H_c = \frac{p\delta_B}{\pi} \frac{1}{t} \alpha_\varphi \frac{2K}{J_s} - N_{\text{eff}} \frac{J_s}{\mu_0}, \quad (4)$$

式中, 对于矫顽力的形核机制, $p = 1$; 对于钉扎机制, $p = 2/3$. 根据(4)式, 我们可用如下关系拟合模拟计算得到的 H_c-t 关系:

$$\mu_0 H_c = \frac{a}{t} - b, \quad (5)$$

式中, a 和 b 为拟合用的参数. 图 5 中的虚线为拟合曲线. 由图 5 可见(5)式基本能够拟合以上计算的结果. 拟合所得的参数为 $a = 1.2 \text{ T}\cdot\text{nm}$, $b = -0.4 \text{ T}$, 而由(4)式算得的 a 应该为 $5.2p \text{ T}\cdot\text{nm}$. 显然(4)式只是在形式上正确. 这个问题是源于“K(z)-profile”模型的理想化, 即它是建立在中间缺陷层为窄平面、两边均为半无限大基体的理想样品上, 其本质是准一维的模型. 因此, 对于三维样品是不适用的. 由于用(5)式得到的拟合结果与模拟计算仍有较大的偏离, 我们用如下形式进行了进一步的拟合:

$$\mu_0 H_c = c \exp(dt) + e \exp(ft) + g, \quad (6)$$

式中 c, d, e, f, g 均为拟合用常数. 当 $c = 0.67 \text{ T}$, $d = -2.3 \text{ nm}^{-1}$, $e = 1.55 \text{ T}$, $f = -0.19 \text{ nm}^{-1}$, $g = 0.16$

T 时, 能够很好地拟合计算结果, 如图 5 中的实线所示. 遗憾的是拟合用常数的物理意义不明确, 这需做进一步的研究工作.

由图 5 中的 $(BH)_{\text{max}}$ 与 t 的关系可以看出, 当 $t = 3 \text{ nm}$ 时 $(BH)_{\text{max}} (= 184 \text{ kJ/m}^3)$ 最大. 当 $t < 3 \text{ nm}$ 时, 虽然 H_c 很高, 但较低的 J_r 值限制了 $(BH)_{\text{max}}$ 的提高; 当 $t > 3 \text{ nm}$ 时, 则主要是退磁曲线上较差的矩形度和较低的 H_c 值制约了 $(BH)_{\text{max}}$ 的增加. 计算所得到的最大 $(BH)_{\text{max}}$ 值与目前实验上报道的最高值 (180 kJ/m^3) 非常接近^[7], 并且相应的软磁相体积比也一致. 因此可以认为, 降低软磁相晶粒的尺寸或增加软磁相的含量对进一步提高 $(BH)_{\text{max}}$ 是无效的. 根据文献 9 的结果可知, 能够通过用少量 Co 替代 Fe 来提高硬磁相和软磁相的 J_s^h 和 J_s^s , 从而提高复合磁体的 J_s , 以进一步提高这类纳米复合永磁材料的 $(BH)_{\text{max}}$. 参照 $\alpha(\text{Fe}, \text{Co})$ 的 $J_s = 2.50 \text{ T}$, 我们粗略估计各向同性纳米 $\text{Pr}_2(\text{Fe}, \text{Co})_{14}\text{B}/\alpha(\text{Fe}, \text{Co})$ 的 $(BH)_{\text{max}}$ 最高可达 248 kJ/m^3 .

图 6 给出了各向异性样品的退磁曲线. 样品均表现出了单一硬磁相的磁化行为, 并且具有很好的矩形度. 但是与各向同性样品的结果一样, 矫顽力随着 t 的降低而快速单调增加. 这也进一步说明不存在最佳耦合的软磁相临界尺寸的概念.

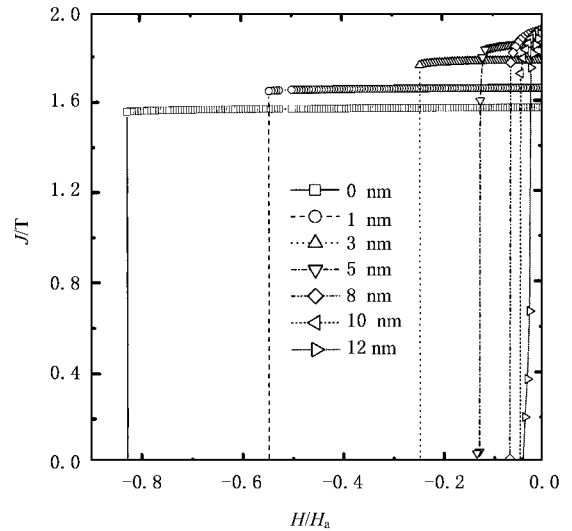


图 6 不同软磁层厚度的各向异性样品的退磁曲线

图 7 给出了各向异性样品的 $J_r, m_r, H_c, (BH)_{\text{max}}$ 与 t 的关系. 对于无相互作用的各向异性样品的 m_r 值应该为 1. 但由图 7 可见, 当 $t > 5 \text{ nm}$ 时 m_r 随 t 的增加而降低. 通过对剩磁状态下磁矩方向

的观察发现,此时软磁相的部分磁矩略偏离了原外场方向.这是磁偶极相互作用使得 α -Fe 的磁矩偏离磁化方向所导致的结果.由此可见,当软磁相的含量较高时磁偶极相互作用是不能忽略的.

由图 7 中 H_c 与 t 的关系可见,随着 t 的增加 H_c 先是快速下降,然后下降速度变缓.当 $t = 0$ 时, $\mu_0 H_c = 7.3$ T.根据 (2) 式,此时 $\alpha_K = \alpha_\varphi = 1$,在假定 $N_{\text{eff}} = 1$ 时,所得的 $\mu_0 H_c$ 应为 8.9 T.可见 (2) 式同样不能适用于各向异性的纳米晶永磁材料.(3) 式可以定性解释矫顽力偏低的原因是源于晶间交换耦合作用.但同样由于 N_{eff} , β_K , β_s 的不确定性,无法定量

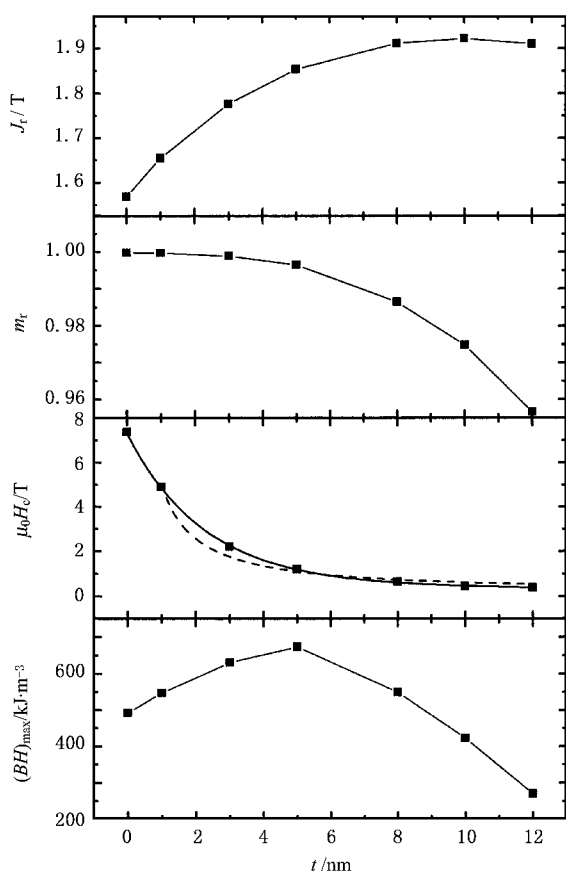


图 7 各向异性样品的剩磁 J_r 、约化剩磁 m_r ($= J_r/J_s$) 矫顽力 H_c 和 $(BH)_{\text{max}}$ 与 t 的关系

解释得到的矫顽力.与各向同性样品的结果相似, H_c 与 t 的关系可以用 (5) 式的形式近似拟合(拟合结果见图 7 中的虚线).拟合所得的参数为 $a = 4.9$ T · nm, $b = -0.13$ T, 同样在定量上与 (4) 式的 $a = 10.4p$ T · nm 相差较大.用 (6) 式能够很好地拟合计算结果,所得参数为 $c = 0.53$ T, $d = -0.09$ nm⁻¹, $e = 6.59$ T, $f = -0.46$ nm⁻¹, $g = 0.18$ T, 拟合结果如图 7 中的实线所示.

各向异性样品的 $(BH)_{\text{max}}$ 随 t 的增加而增加,这是由于复合样品的 J_s 增加所致.当 $t = 5$ nm 时, $(BH)_{\text{max}}$ 最高值达到 674 kJ/m³.随着 t 的进一步增加 $(BH)_{\text{max}}$ 则快速降低,这是由于复合样品的矫顽力过低.与各向同性样品相比 $(BH)_{\text{max}}$ 的明显增加主要是剩磁的提高和退磁曲线矩形的改善,而矫顽力增加的贡献是次要的.同样,参照 α -(Fe, Co) 的 $J_s = 2.50$ T, 我们粗略估计各向异性纳米 Pr₂(Fe, Co)₄B/ α -(Fe, Co) 的 $(BH)_{\text{max}}$ 最高可达 784 kJ/m³.与各向同性样品的 $(BH)_{\text{max}}$ 相比,不难发现硬磁相的结构是进一步提高 $(BH)_{\text{max}}$ 的关键.

4. 结 论

通过对本研究样品的磁滞回线的模拟,我们得到下述结论:

1) 虽然纳米复合样品表现出单一硬磁相的磁化行为,但是矫顽力随软磁相厚度的增加单调下降,未发现最佳耦合下软磁相晶粒大小有临界尺寸的现象.

2) 矫顽力与软磁相厚度的关系可以用 $\mu_0 H_c = \frac{a}{t} - b$ 形式近似描述,可以用 $\mu_0 H_c = c \exp(-dt) + e \exp(ft) + g$ 形式较好地描述.

3) 预计纳米复合 Pr₂(Fe, Co)₄B/ α -(Fe, Co) 的各向同性磁体的 $(BH)_{\text{max}}$ 最高可达 248 kJ/m³, 而各向异性的则高达 784 kJ/m³.

- [1] Shen B G, Ding J, Gu B X et al 1988 *J. Phys.* **49** C8-615
 [2] Coehoorn R, Mooij D B, Duchateau J P W et al 1988 *J. Phys.* **49** C8-669
 [3] Coehoorn R, Mooij D B, Waard C D 1989 *J. Magn. Magn.*

Mater. **80** 101

- [4] Shen B G, Yang L Y, Zhang J X et al 1990 *Solid State Commun.* **74** 893
 [5] Kneller E F, Hawig R 1991 *IEEE Trans. Magn.* **27** 3588

- [6] Skomski R , Coey J M D 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15812
- [7] Goll D , Seeger M , Kronmuller H 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **185** 49
- [8] Hadjipanayis G C 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **200** 373
- [9] Zhang H W , Zhang W Y , Yan A R *et al* 2001 *Mater. Sci. Eng. A* **304—306** 997
- [10] Zhang X Y , Guan Y , Yang L *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 2426
- [11] You C Y , Sun X K , Liu W *et al* 2002 *J. Phys. D :Appl. Phys.* **35** 943
- [12] Zeng H , Li J , Liu J P *et al* 2002 *Nature* **420** 395
- [13] Fischer R , Kronmuller H 1996 *Phys. Rev. B* **54** 7284
- [14] Schrefl T , Fidler J 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **177—181** 970
- [15] Griffiths M K , Bishop J E L , Tucker J W *et al* 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **234** 331
- [16] Wang X F , Jin H M , Zhao S F *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10** 555
- [17] Zhang H W , Rong C B , Zhang J *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 718 [in Chinese] 张宏伟、荣传兵、张 健等 2003 物理学报 **52** 718]
- [18] Zhang Y , Warren P J , Cerezo A *et al* 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 797
- [19] Betancourt J I , Davies H A 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **246** 6
- [20] Lewis L H , Moodenbaugh A R , Welch D O *et al* 2001 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **34** 744
- [21] Zhang H W , Sun Z G , Zhang S Y *et al* 1999 *Phys. Rev. B* **60** 64
- [22] Zhang H W , Rong C B , Zhang J *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **66** 184436
- [23] Zhang H W , Zhao T Y , Rong C B *et al* 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **267** 224
- [24] Kronmuller H , Durst K D , Sagawa M 1988 *J. Magn. Magn. Mater.* **74** 291

Investigation of high-performance hard magnetic properties of nanocomposite permanent magnets by micromagnetic finite element method^{*}

Zhang Hong-Wei Rong Chuan-Bing Zhang Shao-Ying Shen Bao-Gen

(State Key Laboratory of Magnetism , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 31 May 2004 ; revised manuscript received 5 July 2004)

Abstract

The microstructure with which a hard magnetic phase precipitates from the soft magnetic matrix , is observed in nanocomposite $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$. The magnetic hysteresis loops are simulated by micromagnetic finite element method. The dependence of remanence , coercivity and maximum energy product on the width of soft phase are discussed in detail. Although a single-hard-magnetic-phase behavior is observed , the coercivity decreases monotonically with the increase of soft phase width from 0 to 12 nm. The obtained maximum energy products are 184 and 674 kJ/m³ for isotropic and anisotropic magnets , respectively.

Keywords : nanocomposite permanent magnet , coercivity , remanence , energy product

PACC : 7560E , 7550V

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10274102).