

钡铁氧体粒子反磁化研究

李晓红 魏福林[†] 杨 正

(兰州大学磁性材料研究所, 兰州 730000)

(2000 年 7 月 13 日收到, 2000 年 8 月 11 日收到修改稿)

提出了钡铁氧体粒子反磁化的多扁椭球链模型, 研究了形状各向异性、磁晶各向异性、层叠粒子数以及粒子间距对反磁化及其临界场、矫顽力的影响. 此模型可用来解释取向钡铁氧体磁粉介质的反磁化机理.

关键词: 反磁化, 多扁椭球链模型

PACC: 7560

1 引 言

自 1982 年 Kubo 等人^[1]和 Fajiwara 等人^[2]应用钡铁氧体磁粉(BaF)作为磁记录介质以来, 十几年来 BaF 得到迅速广泛地发展. 研究表明, BaF 是能够满足信息高速公路所要求的大容量、高性能的数字式磁记录媒质^[3]. 这与 BaF 粒子的本身结构特点及粒子间强烈的互作用有关. 实验表明, 钡铁氧体粒子具有六角平面结构, 磁晶各向异性很大且易轴垂直于六角平面, 具有这种独特结构的钡铁氧体粒子由于粒子间的互作用很容易叠合在一起. 为了研究 BaF 粒子的反磁化过程, Richter 和 Hempel^[4]在双球链模型中引入了磁晶各向异性, 计算了开关场的分布, 但没有考虑钡铁氧体粒子的六角平面特性. Han 和 Yang^[5]提出了双扁椭球链模型, 考虑了粒子的形状各向异性、磁晶各向异性及静磁相互作用, 但仅考虑了两个粒子, 而 May^[6]等人通过电镜观察钡铁氧体记录介质发现, 无论是取向还是非取向的钡铁氧体介质内部, 粒子之间都存在叠层效应, 叠层长度为 4—8 个粒子. 另外模型中用偶极相互作用来近似静磁相互作用, 这仅在粒子为球形或粒子之间距离较大时实用. 本文提出多扁椭球链, 计入粒子的形状各向异性、磁晶各向异性及静磁相互作用, 讨论了粒子数、粒子形状、叠层的粒子间距及磁晶各向异性对反磁化及其临界场、矫顽力的影响.

2 模型及方法

图 1 为多扁椭球链的示意图, 分析及计算在以

下条件下进行:

- 1) n 个完全等同的扁椭球都为单畴粒子, 具有单轴磁晶各向异性, 每个球的磁化反转都为一致转动.
- 2) 每个椭球之间有一小间隙或至多点接触, 因此, 在接触点处的自旋交换作用可以忽略.
- 3) 磁晶各项异性的易轴在椭球旋转轴上, 并且与链轴平行.

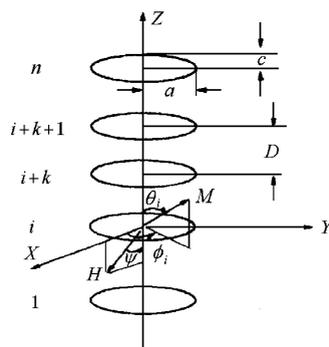


图 1 椭球链示意图

图 1 中第 i 个球的磁化强度 M 的方向由极角 θ_i 和 ϕ_i 给出. 外场 H 加在 xz 面上, 由 ψ 确定. 系统总的自由能由外场能、磁晶各向异性能、静磁能和形状各向异性能组成, 其能量密度分别表示为

$$\begin{aligned} \epsilon_F &= -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}) \\ &= \frac{MH}{n} \sum_{i=1}^n (\cos\theta_i \cos\psi - \sin\theta_i \cos\phi_i \sin\psi), \end{aligned}$$

[†] 通信联系人.

$$\begin{aligned}\epsilon_K &= \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n K \sin^2 \theta_i, \\ \epsilon_M &= \frac{1}{nV} \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{k=1}^{n-i} \iint \frac{\alpha(\mathbf{r}_i) \alpha(\mathbf{r}_{i+k})}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i+k}|} dS_i dS_{i+k}, \\ \epsilon_S &= \frac{M^2}{2n} \sum_{i=1}^n (N_a - N_c) \sin^2 \theta_i,\end{aligned}\quad (1)$$

下标 F, K, M 及 S 分别表示外场能、磁晶各向异性能、静磁能和形状各向异性能。K 是单轴磁晶各向异性常数。V 是椭球体积, 大小为 $4\pi a^2 c/3$ 。a 和 c 是扁椭球的长短轴。dS_i 和 dS_{i+k} 是第 i 及 i+k 个椭球的表面元。α(r_i) 和 α(r_{i+k}) 是第 i 及 i+k 个椭球上面磁荷密度。N_a 和 N_c 是椭球沿主轴方向的退磁因子。对扁椭球来说其退磁因子是形状因子 m (m = c/a, m < 1) 的函数。若令 N_m = N_c - N_a 则

$$\begin{aligned}N_m &= N_c - N_a \\ &= 2\pi \left\{ \left[\frac{3}{1-m^2} \right] \left[1 - \frac{m}{\sqrt{1-m^2}} \arccos(m) \right] - 1 \right\}\end{aligned}\quad (2)$$

ε_M 的表达式中 α(r) 由 M · n 给出, n 是第 i 个椭球表面元 dS_i 的外法线。第 i 个椭球表面的磁荷与第 i+k 之间的静磁能密度经过计算为

$$\begin{aligned}\epsilon_{i,i+k} &= \iint \frac{\alpha(\mathbf{r}_i) \alpha(\mathbf{r}_{i+k})}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i+k}|} dS_i dS_{i+k}, \\ &= 4\pi m^{-2} c^3 M^2 [P_m(k, m, d) \sin \theta_i \sin \theta_{i+k} \\ &\quad \cdot \cos(\phi_{i+k} - \phi_i) + Q_m(k, m, d) \\ &\quad \cdot \cos \theta_i \cos \theta_{i+k}].\end{aligned}\quad (3)$$

P_m(k, m, d) 和 Q_m(k, m, d) 的表达式为

$$\begin{aligned}P_m(k, m, d) &= \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^\pi \frac{m \sin^2 \gamma_i \sin^2 \gamma_{i+k} \cos 2\varphi}{2\sqrt{1-E^2 \cos^2 \varphi} \cdot \sqrt{m^2 (\cos \gamma_i - \cos \gamma_{i+k} - k/d)^2 + (\sin \gamma_i + \sin \gamma_{i+k})^2}} d\gamma_i d\gamma_{i+k} d\varphi, \\ Q_m(k, m, d) &= \int_0^\pi d\gamma_i \int_0^\pi d\gamma_{i+k} \int_0^{\pi/2} d\varphi \frac{2 \sin \gamma_i \sin \gamma_{i+k} \cos \gamma_i \cos \gamma_{i+k}}{m \sqrt{1-E^2 \cos^2 \varphi} \cdot \sqrt{m^2 (\cos \gamma_i - \cos \gamma_{i+k} - k/d)^2 + (\sin \gamma_i + \sin \gamma_{i+k})^2}},\end{aligned}$$

其中 $E^2 = \frac{4 \sin \gamma_i \sin \gamma_{i+k}}{m^2 (\cos \gamma_i - \cos \gamma_{i+k} - k/d)^2 + (\sin \gamma_i + \sin \gamma_{i+k})^2}$, d = c/D, D 是相邻两椭球之间的距离。

对于对称扇形转动, 如果 i 是奇数 θ_i = θ₀, φ_i = φ, 如果是偶数 φ_i = -φ。故扁椭球链的总能量密度在省略所有常数项后得

$$\begin{aligned}\epsilon &= (A + B \cos 2\phi) \sin^2 \theta \\ &\quad + MH(\cos \theta \cos \phi - \sin \theta \cos \phi \sin \phi),\end{aligned}\quad (4)$$

式中 A, B 为

$$\begin{aligned}A &= K - \frac{1}{2} N(m) M^2 \\ &\quad + \frac{3M^2}{n} \left[\sum_{k=1}^{(n-2)Y_2 \leq k \leq (n-1)Y_2} (n-2k) P_m(2k, m, d) \right. \\ &\quad \left. - \sum_{k=1}^{n-1} (n-k) Q_m(k, m, d) \right],\end{aligned}\quad (5a)$$

$$B = \frac{3M^2}{n} \sum_{k=1}^{(n-1)Y_2 \leq k \leq n/2} (n-2k+1) P_m(2k-1, m, d).\quad (5b)$$

若把椭球看作磁偶极子, 把椭球之间的静磁相互作用近似作偶极相互作用, 则静磁能量密度为

$$\epsilon_M = \frac{1}{2nV} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{\mu_i \cdot \mu_j - \chi(\mu_i \cdot \mathbf{r})(\mu_j \cdot \mathbf{r})}{r_{ij}^3},\quad (6)$$

其中 r_{ij} 是两个偶极子之间的距离, r 是 z 轴的单位矢量。利用此式得到的总能量密度与(4)式形式相同只是系数 A, B 不同:

$$\begin{aligned}A' &= K - \frac{1}{2} N(m) M^2 + \frac{4\pi d^3 M^2}{3m^2} \\ &\quad \cdot \left(\sum_{j=1}^{(n-2)Y_2 \leq j \leq (n-1)Y_2} (n-2j) \mathcal{Y}_n(2j)^3 \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j=1}^{n-1} \mathcal{X}(n-j) \mathcal{Y}_n(j)^3 \right),\end{aligned}\quad (7a)$$

$$B' = \frac{4\pi d^3 M^2}{3m^2} \sum_{j=1}^{(n-1)Y_2 \leq j \leq n/2} (n-2j+1) \mathcal{Y}_n(2j-1)^3.\quad (7b)$$

3 结果及分析

3.1 反磁化机理

考虑两种反磁化机理: 一致转动(parallel rotation process)和扇形转动(symmetric fanning process)。对一致转动反磁化, φ = 0, 则(4)式成为

$$\epsilon = K_{up} \sin^2 \theta + MH \cos(\theta + \psi) \quad (K_{up} = A + B), \quad (8)$$

磁化发生不可逆反转所对应的外场为临界场 H_{cri} , 满足 $\partial \epsilon / \partial \theta = \partial^2 \epsilon / \partial \theta^2 = 0$. 解得

$$H_{cri} = \frac{2K_{up}}{M} (\cos^{2/3} \psi + \sin^{2/3} \psi)^{-3/2}. \quad (9)$$

从矫顽力的定义 ($H = H_c$ 时, $\theta + \psi = \pi/2$) 及 $\partial \epsilon / \partial \theta = 0$, 可得

$$H_c = 2K_{up} \sin \psi \cos \psi / M. \quad (10)$$

从 $\partial^2 \epsilon / \partial \theta^2 \geq 0$, 可得 $\pi/4 \leq \psi \leq \pi/2$, 也就是说在 $\pi/4 \leq \psi \leq \pi/2$, 矫顽力由 (10) 式决定 ; 而对于 $0 \leq \psi \leq \pi/4$, 在矫顽力处是不稳定的即发生了不可逆跳变 , 故此范围内的矫顽力由临界场决定 $H_c = H_{cri}$.

对扇对称磁化反转机理其磁化矢量不连续跳变的临界场由以下条件给出 :

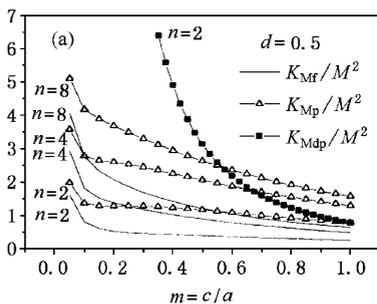
$$\begin{aligned} \partial \epsilon / \partial \theta &= \partial \epsilon / \partial \phi \\ &= (\partial^2 \epsilon / \partial \theta^2) (\partial^2 \epsilon / \partial \phi^2) - (\partial^2 \epsilon / \partial \theta \partial \phi)^2 = 0, \end{aligned}$$

代入 (4) 式解得

$$H_{cri} = \frac{2K_{uf}}{M} \frac{1}{\sqrt{\cos^2 \psi + (K_{uf}/2B)^2 \sin^2 \psi}} \quad (K_{uf} = A - B), \quad (11)$$

从 $\partial^2 \epsilon / \partial \theta^2 \geq 0$ 及 $\partial^2 \epsilon / \partial \phi^2 \geq 0$ 可得 $0 \leq \psi \leq \psi_0$ ($\psi_0 = \arctan[(2B/K_{uf})^{1/2}]$) . 这说明当 $0 \leq \psi \leq \psi_0$ 磁化反转是扇对称的 ; 当 $\psi_0 < \psi \leq \pi/2$, 磁化反转是一致转动 , 此时临界场由 (9) 式给出 . 因此 ψ_0 是非一致转动与一致转动的转变点 .

扇对称磁化矢量分布只存在于不可逆转动过程中^[7] , 在不可逆转动发生以前 , 是一致转动过程 . 因此 , 如果在磁化矢量垂直外场以前发生不可逆跳变即在临界场处磁化矢量改变方向 , 则此时矫顽力为临界场 ; 若在磁化矢量垂直外场时仍未发生不可逆反转 , 则矫顽力由一致转动过程决定 .



3.2 等效磁各向异性

若令

$$K_S = -\frac{1}{2} N(m) M^2,$$

$$K_{Mp} = \frac{3M^2}{n} \sum_{k=1}^{n-1} (n-k) [P_m(k, m, d) - Q_m(k, m, d)],$$

$$K_{Mf} = K_{Mp} - 2B,$$

则一致转动和扇形转动中的等效磁各向异性分别为

$$K_{up} = K + K_S + K_{Mp},$$

$$K_{uf} = K + K_S + K_{Mf}.$$

其中 K_S 由椭球形状引起的 , 为形状各向异性常数 , 是形状因子 m 的函数 ; K_{Mp} , K_{Mf} 分别为一致转动和扇形转动时静磁相互作用各向异性 , 是粒子数 n 、 粒子间距比 d 及形状因子 m 的函数 . 当用 (6) 式即用偶极相互作用来近似静磁相互作用时 , 由 (7a) 、 (7b) 很容易写出对应的静磁相互作用各向异性

$$K_{Mdp} = \frac{4\pi d^3 M^2}{m^2} \sum_{j=1}^{n-1} (n-j) n_j^3,$$

$$K_{Mdf} = K_{Mdp} - 2B'.$$

用这两个式子分别替换 K_{up} , K_{uf} 中的 K_{Mp} 和 K_{Mf} , 可得到用偶极相互作用来近似静磁相互作用时的等效磁各向异性 K_{udp} , K_{udf} .

图 2(a) (b) 分别给出了 K_{Mp} , K_{Mf} 与形状因子 m 及粒子间距比 d 的关系 . 从图 2 可看出静磁相互作用各向异性常数总是为正 , 且随着粒子数的增加 , 形状因子的减小和粒子间距比的增加而增加 , 但一致转动时的静磁能总比相应条件下扇形转动时的大 , 这说明扇形转动可降低静磁能 . 形状因子越小 、 粒子间距比越大 , 静磁能增加的越快 , 粒子数对静磁能的影响越大 .

我们知道若 $m = 1$ 时 (6) 式准确成立 . 图 2 中

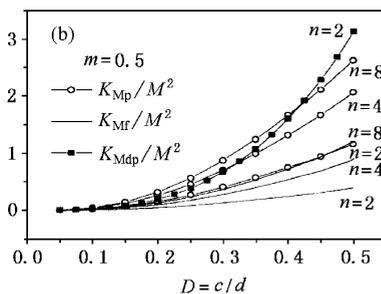


图 2 (a) 给出了 $d=0.5$ 不同 n 时 K_{Mp} , K_{Mf} 与 m 的关系 ; (b) 给出了 $m=0.5$ 不同 n 时 K_{Mp} , K_{Mf} 与 d 的关系

还画出了 K_{Mdp} 与 m, d 的关系. 由图知, 仅当 $m \rightarrow 1$ 或 $d \rightarrow 0$ 时椭圆之间的静磁相互作用可看成偶极相互作用, 当 m 较小或 d 较大时, 两者差距很大, 偶极相互作用所对应的相互作用各向异性对 m, d 的依赖要强烈得多. 当 m 减小或 d 增大时, K_{Mdp} 的增加要快得多.

图 3(a) 给出了 K_{up}, K_{uf} 与形状因子 m 的关系, (b)(c) 分别给出 K_{udp} 和 K_{up}, K_{udf} 和 K_{uf} . 随 m 变化的对比关系. 由于粒子数、粒子间距比对 K_{up}, K_{uf} 的影响仅仅是通过静磁相互作用各向异性表现出

来的, 所以它们和 K_{Mp}, K_{Mf} 与 n, d 的关系相似. 但由于形状因子既影响形状各向异性, 又影响相互作用各向异性, 所以 K_{up}, K_{uf} 与 m 的关系不同于 K_{Mp}, K_{Mf} 与 m 的关系. 由于 m 减小时, K_S 负的增加要比静磁能快得多, 所以 K_{up}, K_{uf} 均随 m 的增加而增加, 但偶极相互作用要比 K_S 的绝对值增加更快, 故 K_{udp}, K_{udf} 随 m 的减小而迅速增加. K_{udp} 和 K_{up}, K_{udf} 和 K_{uf} 仅在 m 趋于 1 时接近, 在 m 减小时差别迅速变大.

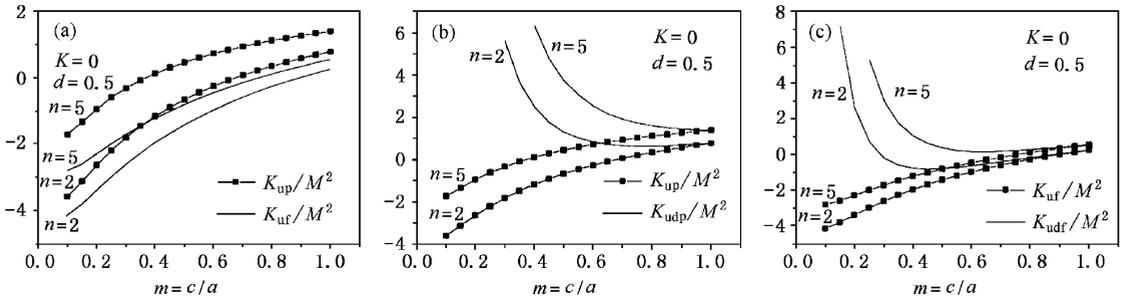


图 3 K_{up}, K_{uf}, K_{udp} 和 K_{udf} 在 $K=0, d=0.5$ 不同 n 时与 m 的对比关系

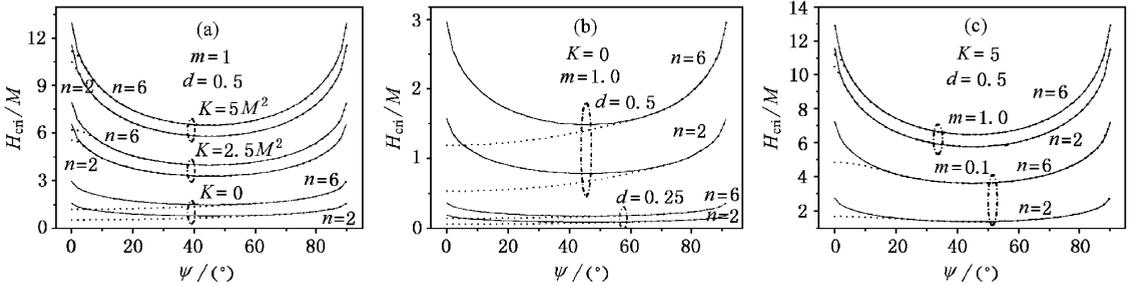


图 4 临界场和角度的依赖关系((a)(b)(c)分别给出了磁晶各向异性 K 、粒子间距比 d 、形状因子 m 对临界场和角度关系的影响)

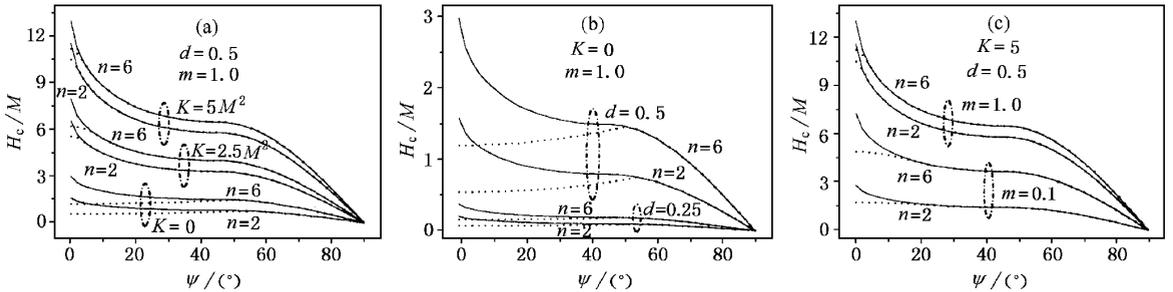


图 5 矫顽力和角度的依赖关系((a)(b)(c)分别给出了磁晶各向异性 K 、粒子间距比 d 、形状因子 m 对矫顽力和角度关系的影响)

3.3 临界场、矫顽力角度依赖关系

图 4, 5 分别给出了临界场和矫顽力的角度依赖关系, 其中点代表一致转动, 线代表扇形转动. 临界场和矫顽力与等效磁各向异性对粒子数、形状因子

和粒子间距比的依赖关系类似. 从图中可以看出粒子的重叠会导致粒子间的相互作用增强, 使临界场和矫顽力增大. 由上面的讨论可知, 粒子形状因子 m 的减小会使等效各向异性减小, 因而临界场、矫顽力下降, 这和由偶极相互作用所得出的结论刚好相反.

由扇对称反磁化决定的临界场、矫顽力都比一致转动反磁化决定的小。

图 6 给出了临界角与 m, d 的关系。 ψ_0 由因扇对称磁化反转而引起的静磁能量减小与总能量的比例决定。当 K, m 增加, d 减小时, 静磁能在总能量

中所占的比例减小, ψ_0 减小。当 $m=1, K=0$ 时 ψ_0 不依赖于 d , 这很容易从(7)式中看出。 Richter 和 Hempel^[4] 计算了 $n=2, K=0, d=0.5, m=1$ 时的 $\psi_0=70.5^\circ$, 这与我们的计算结果完全一致。

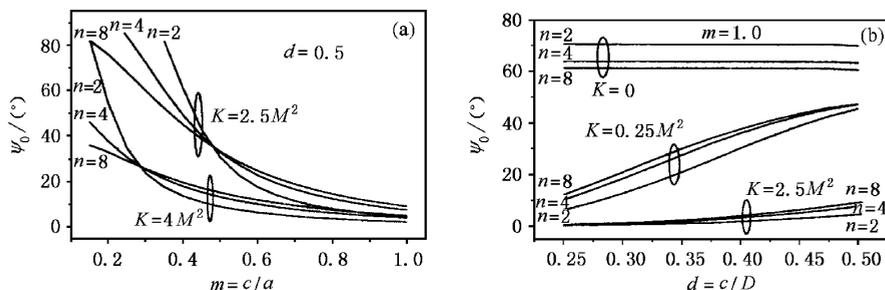


图 6 在不同 n 和 K 下 ψ_0 与 m, d 的关系

- [1] O. Kubo, T. Ido, H. Tokoyama, *IEEE Trans Mag.*, **18** (1982), 1122.
- [2] T. Fajiwara, M. Isshiki, Y. Koike, T. Oguchi, *IEEE Trans Mag.*, **18** (1982), 1220.
- [3] D. Spiliotis, *IEEE Trans Mag.*, **31** (1995), 2877.
- [4] H.J. Richter, K. A. Hempel, *IEEE Trans Mag.*, **24** (1988), 1826.

- [5] Dehua Han, Zheng Yang, *J. Appl. Phys.*, **75** (1994), 4599.
- [6] P. I. Mayo, R. M. Erkkila, A. Bradbury, R. W. Chantrell, *IEEE Trans Mag.*, **26** (1990), 1894.
- [7] Y. Ishii, M. Sato, *J. Appl. Phys.*, **57** (1985), 465.

STUDY ON MAGNETIZATION REVERSAL OF BARIUM FERRITE PARTICLES

LI XIAO-HONG WEI FU-LIN YANG ZHENG

(Research Institute of Magnetic Materials, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 13 July 2000; revised manuscript received 11 August 2000)

ABSTRACT

A model of a chain of oblate ellipsoids is proposed for magnetization reversal of barium ferrite particles. The angular dependences of coercivity and critical field were calculated with the consideration of the uniaxial magnetocrystalline anisotropy, the shape anisotropy, the interaction anisotropy of the ellipsoids, as well as the number of ellipsoids. This model could be used to explain the magnetization reversal mechanism of the oriented Ba ferrite particulate media.

Keywords: magnetization reversal; model of a chain of oblate ellipsoids

PACC: 7560