

金属颗粒薄膜巨磁电阻效应的影响因素

李佐宜 彭子龙 郑远开 胡用时 邱进军

(华中理工大学固体电子学系, 武汉 430074)

(1997 年 7 月 28 日收到; 1997 年 11 月 19 日收到修改稿)

研究金属颗粒薄膜的颗粒尺寸、磁性组分等对巨磁电阻效应的影响. 在自由电子模型和自旋相关散射理论的基础上, 计算了金属颗粒膜体系的电子平均散射势. 在计算过程中将自旋相关项与宏观量相联系, 得到了巨磁电阻效应与磁性成分比例、颗粒尺寸的关系. 磁电阻效应的模拟曲线表明, 增加磁性成分比例和减小磁性颗粒尺寸可增强颗粒膜的巨磁电阻效应.

PACC: 7570; 7360D

1 引 言

自 1988 年发现 Fe/Cr 超晶格巨磁电阻效应薄膜以来^[1,2], 由于其在高密度磁记录领域的应用前景很大, 近 10 年来国内外学者对此进行了大量的研究, 并又相继发现了金属颗粒膜和隧道效应膜等巨磁电阻效应的材料或结构^[3-5]. 所谓金属颗粒膜, 是指铁磁性金属(如 Co, Fe 等)以颗粒的形式分散地镶嵌于非互熔的非磁性金属(如 Ag, Cu 等)的母体中, 其巨磁电阻效应普遍认为是来源于自由传导电子在颗粒与母体之间的界面上及磁性颗粒内部的自旋相关散射, 与多层膜结构的 CPP 巨磁电阻效应的起源极为相似. 90 年代以来, 对金属颗粒膜巨磁电阻效应的理论分析迅速兴起, Zhang 等^[6-8]正是根据与 CPP 巨磁电阻效应的相似性用相同的方法研究了金属颗粒膜的巨磁电阻效应, 得到了巨磁电阻效应的定量表达式; Zhao 和 Pu^[9]采用一个自相关函数描述了颗粒膜内颗粒与母体之间界面的粗糙度, 并用量子力学方法分析了颗粒膜的巨磁电阻效应; Gu 等^[10]则在 Rubinstein^[11]的基础上采用宏观理论分析了颗粒膜的巨磁电阻效应, 值得注意的是在他们的结果中巨磁电阻效应随颗粒尺寸的减小先是增大而后减小, 中间有一个最大值. 我们在文献[8]的基础上发现电子散射的二次自旋相关项并不是一个简单的常数, 它有一定的变化规律和范围. 由此, 我们进一步研究了磁性成分比例及颗粒尺寸对巨磁电阻效应的影响, 得到的结果更接近实验数值.

2 理论分析

金属颗粒膜本身是优良的导体, 因此可以将传导电子看作是自由电子. 当金属颗粒膜中存在电流时, 自由传导电子在磁性和非磁性金属的内部及其界面受到由薄膜中缺陷和杂质引起的散射, 并由此形成了薄膜的电阻. 而其中磁性金属所占的比例一般是较小的,

因此可以假设磁性金属在非磁性的母体中呈球状颗粒,且不存在相互作用,同时忽略传导电子的自旋-轨道耦合.外磁场的作用是改变磁性颗粒磁化强度的方向,从而改变了自旋相关散射的强度.并且忽略传导电子受到的声子散射、磁子散射及自旋涨落散射等.考虑到颗粒膜为一自平均体系,其电阻率正比于整个体系散射势的平均值,类似于多层膜时的情形^[6].因此计算颗粒膜电阻率的公式,可以写为

$$\rho = \frac{2m}{ne^2} \left(\sum_{\sigma} \frac{1}{\Delta^{\sigma}} \right)^{-1}. \quad (1)$$

单位体积中的散射势可以分解为三项,

$$\Delta^{\sigma} = \frac{1}{V} \left(\sum_m \Delta_m^{\sigma} + \sum_{nm} \Delta_{nm}^{\sigma} + \sum_s \Delta_s^{\sigma} \right), \quad (2)$$

式中上标 σ 表示电子的自旋态,下标 m, nm, s 分别表示在磁性颗粒、非磁性母体内部及磁性颗粒表面.如果磁性颗粒为单畴结构,则在其内部及表面上表征自旋相关散射的参数为电子的平均自由程

$$\lambda_m^{\sigma} = \frac{\lambda_m}{(1 + p_b \hat{\sigma} \hat{M}_i)^2}, \quad (3)$$

$$\lambda_s^{\sigma} = \frac{\lambda_s}{(1 + p_s \hat{\sigma} \hat{M}_i)^2}, \quad (4)$$

其中 p_b, p_s 分别表示在磁性颗粒内部及表面上自旋相关散射和自旋无关散射的比例, $\hat{\sigma}$ 和 $\hat{M}_i$ 分别表示电子的自旋态及第 i 个磁性颗粒的磁化矢量,而电子在非磁性体中的平均自由程则为 λ_{nm} .电子的平均自由程与其散射势之间则存在着如下关系:

$$\Delta_i^{\sigma} = \frac{k_F}{m \lambda_i^{\sigma}} \quad i = m, s, nm. \quad (5)$$

将(3)—(5)式代入(2)式并整理后得到

$$\Delta^{\sigma} = \frac{k_F}{m} \left[\left(\frac{c}{\lambda_m} + \frac{1-c}{\lambda_{nm}} + \frac{3c}{(\lambda_s/a_0) r_m} \right) + \frac{p_b^2}{\lambda_m} \frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2 + \frac{2p_b}{\lambda_m} \frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_j) + \frac{p_s^2}{(\lambda_s/a_0) r_m} \frac{1}{V} \sum_s (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2 + \frac{2p_s}{(\lambda_s/a_0) r_m} \frac{1}{V} \sum_s (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i) \right], \quad (6)$$

式中 c 为薄膜中的磁性成分比例, a_0 为磁性单晶的品格常数, r_m 为磁性颗粒的半径,这里假设颗粒的半径为单一分布. $\sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)$ 所表示的显然是颗粒膜中所有磁性颗粒在电子自旋方向上的单位磁化强度的宏观总效果,即

$$\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i) = \frac{M(H)}{cM_s} \sigma = c \alpha(H) \sigma, \quad (7)$$

$$\frac{1}{V} \sum_s (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i) = \frac{3c}{r_m/a_0} \frac{M(H)}{M_s} \sigma = \frac{3c}{r_m/a_0} \alpha(H) \sigma. \quad (8)$$

式中 $\alpha(H) = \frac{M(H)}{M_s}$; $\hat{\sigma}$ 为自旋态,取自旋向上为 $+1$, 自旋向下为 -1 ; 系数 $\frac{3}{r_m/a_0}$ 来源于颗粒的体积、面积比.

在计算自旋相关的二次项 $\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2$ 时, Zhang 等^[8] 将其处理为一常数 c . 而我们在分析中发现该二次项不是一个简单的常数, 而是在一个范围内随外磁场变化的, 因此可以将它近似处理为宏观物理量的函数. 如果令 $\cos \theta_i \equiv \hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i$, 则 $\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2 = \frac{1}{V} \sum_m \cos^2 \theta_i$. 当外磁场 $H = H_s$ 时, 各磁性颗粒的磁化矢量一致取向, 因而 $\cos \theta_i = 1$, 得到

$$\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2 = \frac{1}{V} \sum_m \cos^2 \theta_i = \frac{1}{V} \sum_m 1 = c. \quad (9)$$

而当外磁场为 $H=0$ 时, 各磁性颗粒的磁化矢量随机分布, 即 θ_i 是准连续变化的. 但是我们总可以找到另一个 θ_j , 使 $\theta_j = \frac{\pi}{2} - \theta_i$, 显然 θ_j 表示的仍然是 $\hat{\sigma}$ 和 $\hat{M}_i$ 之间的夹角. 这样就有

$$\begin{aligned} \frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2 &= \frac{1}{V} \sum_m \cos^2 \theta_i = \frac{1}{2} \frac{1}{V} \sum_m (\cos^2 \theta_i + \cos^2 \theta_j) \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{V} \sum_m (\cos^2 \theta_i + \sin^2 \theta_i) = \frac{1}{2} \frac{1}{V} \sum_m 1 = \frac{1}{2} c. \end{aligned} \quad (10)$$

所以, 随外磁场强度的不同, $\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2$ 在如下的范围之内变化:

$$\frac{c}{2} \leq \frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2 \leq c. \quad (11)$$

为了与宏观量相联系, 我们首先分析 $\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2$ 项在 $\frac{c}{2} - c$ 范围内的变化规律.

由图 1 中 $\frac{M(H)}{M_s} - H$ 曲线可知, θ_i 在 $0 - H_b$ 间的变化剧烈, 而在 $H_b - H_c$ 之间变化较缓. 由

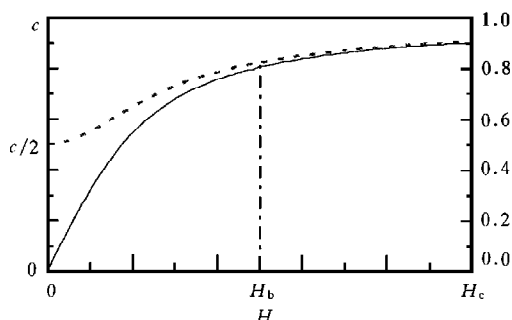


图 1 近似处理示意图 ----- 为 $\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2$, — 为 $M_s/M(H)$

此可以大概地估计 $\frac{1}{V} \sum_m (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2$ 在 $0 - H_b$ 之间变化较快, 而在 $H_b - H_c$ 之间则变化较缓. 考虑到 $\cos^2 \theta_i$ 的偶函数性质, 我们将 $\frac{1}{V} \sum_{m,s} (\hat{\sigma} \cdot \hat{M}_i)^2$ 两项作如下近似:

$$\frac{1}{V} \sum_{\mathbf{m}} (\hat{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{M}}_i)^2 = \frac{c}{2} + \frac{c}{2} \alpha^2(\mathbf{H}) = \frac{c}{2} [1 + \alpha^2(\mathbf{H})], \quad (12)$$

$$\frac{1}{V} \sum_{\mathbf{s}} (\hat{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{M}}_i)^2 = \frac{c/2}{r_{\mathbf{m}}/a_0} [1 + \alpha^2(\mathbf{H})]. \quad (13)$$

图 1 中的虚线为由(12)式得到的近似处理曲线,可见这一近似比较好地反映了该二次项的变化规律.

将上述结果代入(6)式后可以具体地计算出 Δ^{σ} , 然后由(1)式得到颗粒膜的电阻率

$$\rho = \rho'_1 + \rho'_3 \alpha^2 - \frac{\rho_2'^2 \alpha^2}{\rho_3' \alpha^2 + \rho'_1} = \left(\rho'_1 - \frac{\rho_2'^2}{\rho_3'} \right) + \rho'_3 \alpha^2 + \frac{\rho_2'^2 \rho'_1}{\rho_3' \alpha^2 + \rho'_1}. \quad (14)$$

注意到(14)式最后一项显然是一个关于 α^2 的非线性递减函数,我们将它作泰勒展开,并保留到二次项后得到

$$\rho = \rho'_1 - \left(\frac{\rho_2'^2 \rho'_1}{(\rho'_1 + \rho'_3)^2} - \rho'_3 \right) \alpha^2(\mathbf{H}). \quad (15)$$

(14), (15)式中

$$\rho'_1 = \frac{ck_F}{ne^2} \left[\frac{1 + \frac{1}{2} p_b^2}{\lambda_{\mathbf{m}}} + \frac{1 - c}{c\lambda_{\mathbf{nm}}} + \frac{3 \left(1 + \frac{1}{2} p_s^2 \right)}{(\lambda_s/a_0) r_{\mathbf{m}}} \right], \quad (16)$$

$$\rho'_2 = \frac{ck_F}{ne^2} \left[\frac{2 p_b}{l_{\mathbf{m}}} + \frac{6 p_s}{(l_s/a_0) r_{\mathbf{m}}} \right], \quad (17)$$

$$\rho'_3 = \frac{ck_F}{ne^2} \frac{1}{2} \left[\frac{p_b^2}{\lambda_{\mathbf{m}}} + \frac{3 p_s^2}{(\lambda_s/a_0) r_{\mathbf{m}}} \right]. \quad (18)$$

再令

$$\rho_1 = \rho'_1, \quad (19)$$

$$\rho_2 = \frac{\rho_2'^2 \rho'_1}{(\rho'_1 + \rho'_3)^2} - \rho'_3. \quad (20)$$

最后得到

$$\rho(\mathbf{H}) = \rho_1 - \rho_2 \alpha^2(\mathbf{H}). \quad (21)$$

若取巨磁电阻 $\text{MR}(\mathbf{H})$ 为

$$\text{MR}(\mathbf{H}) = \frac{\rho(\mathbf{H}) - \rho(\mathbf{H}_s)}{\rho(\mathbf{H}_s)}, \quad (22)$$

则

$$\text{MR}(\mathbf{H}) = \frac{\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} [1 - \alpha^2(\mathbf{H})]. \quad (23)$$

3 结果与讨论

由上述结果可以看到,颗粒膜的巨磁电阻效应对磁性含量比例 c 和磁性颗粒尺寸 $r_{\mathbf{m}}$ 具有很大的依赖性.我们按上述公式计算了巨磁电阻效应与 c 和 $r_{\mathbf{m}}$ 的变化关系,并与文献[8]所给出的结果进行了比较,如图 2、图 3 所示.考虑到多层膜与颗粒膜的巨磁电阻效

应均起源于强铁磁性金属耦合对电子界面散射的影响,我们在计算中采用了由 Fe/Cr 超晶格薄膜巨磁电阻效应计算中所得到的参数^[7,8],具体为 $\frac{k_F}{ne^2} = 5 \times 10^{-6} \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$, $p_b = 0.2$, $p_s = 0.52$, $\lambda_m = 5 \text{ nm}$, $\lambda_{nm} = 25.0 \text{ nm}$, $\lambda_s/a_0 = 6$.

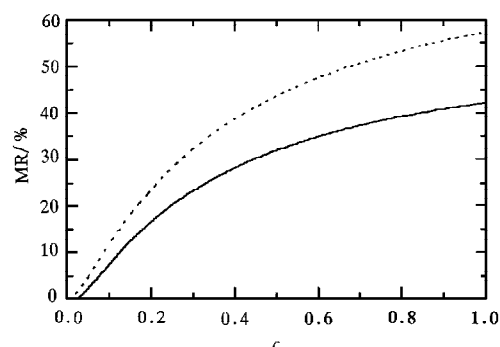


图2 颗粒膜巨磁电阻效应与磁性成分比例($r_m = 3 \text{ nm}$ 时)的关系 ——为本文结果,-----为文献[8]的结果

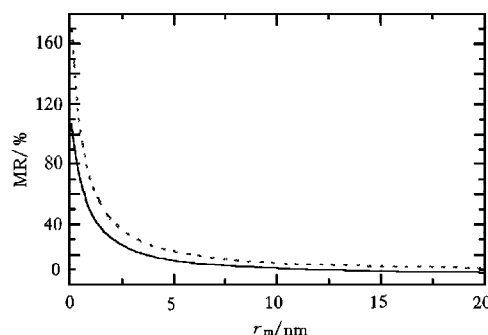


图3 颗粒膜巨磁电阻效应与颗粒尺寸($c = 30\%$ 时)的关系 ——为本文结果,-----为文献[8]的结果

图2、图3是颗粒膜巨磁电阻效应与 c 及 r_m 的关系.从中可以看到,颗粒膜的巨磁电阻效应随磁性成分比例的增加、颗粒尺寸的减小而增强.在颗粒尺寸小于 3 nm 时巨磁电阻效应的变化极为剧烈,而当尺寸大于 3 nm 时则有饱和的趋势;在磁性成分比例大于 50% 时同样有饱和的趋势.但是当磁性颗粒在纳米量级时,颗粒膜呈超顺磁特性^[12],因此小颗粒情形时颗粒膜的巨磁电阻效应理论还需要由超顺磁理论来进一步完善.

图4、图5分别是颗粒膜在不同的磁性成分比例、磁性颗粒尺寸时的磁电阻曲线,其

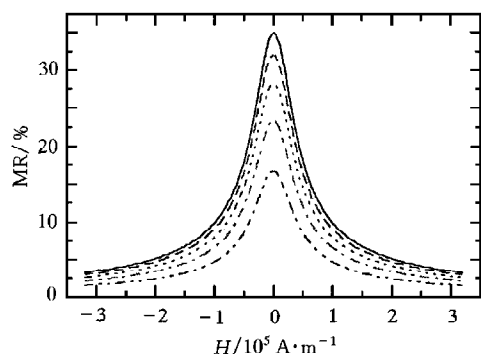


图4 不同磁性成分比例下颗粒膜的磁电阻曲线($r_m = 3 \text{ nm}$) ——为 $c = 60\%$,-----为 $c = 50\%$,.....为 $c = 40\%$,-·-·-为 $c = 30\%$,- - - -为 $c = 20\%$

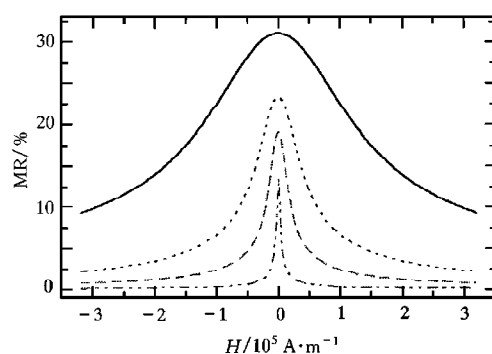


图5 不同颗粒尺寸下颗粒膜的磁电阻曲线($c = 30\%$ 时) ——为 $r_m = 2 \text{ nm}$,.....为 $r_m = 3 \text{ nm}$,-----为 $r_m = 4 \text{ nm}$,-·-·-为 $r_m = 7 \text{ nm}$

中的 $\alpha(H)$ 由朗之万方程拟合.从这两个图中可以看到颗粒膜的饱和磁化场随磁性成分比例的减小和颗粒尺寸的增大而明显地减小.

4 结 论

我们用自由电子模型和自旋相关理论计算了颗粒膜中自由传导电子的散射势,并由此得到了颗粒膜的电阻率及磁电阻效应的表达式.计算机模拟的曲线表明金属颗粒膜的巨磁电阻效应随磁性颗粒尺寸的减小和磁性成分比例的增加而增强.

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2472.
- [2] J. J. Krebs, P. Lubitz, F. Saurenbach *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 1645.
- [3] J. Q. Xiao, J. S. Jiang, C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3749.
- [4] P. Xiao, Gang Xiao, J. Q. Wang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 3220.
- [5] W. P. Pratt, Jr., S. F. Lee, J. M. Slaughter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 3036.
- [6] Shufeng Zhang, P. M. Levy, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 4786.
- [7] Shufeng Zhang, P. M. Levy, A. Fert, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 8689.
- [8] Shufeng Zhang, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 1855.
- [9] P. B. Zhao, F. C. Pu, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 11603.
- [10] R. Y. Gu, L. Sheng, D. Y. Xing *et al.*, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 11685.
- [11] M. Rubinstein, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 3830.
- [12] Peng Zi-long, Thesis of Master's Degree, (Huazhong Univ. Sci. Tech., 1997).

FACTORS THAT INFLUENCE THE GIANT MAGNETORESISTANCE IN GRANULAR FILMS

LI ZUO-YI PENG ZI-LONG ZHENG YUAN-KAI HU YONG-SHI QIU JIN-JUN

(Department of Solid State and Electronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 28 July 1997; revised manuscript received 19 November 1997)

ABSTRACT

The influence of the particle size and the magnetic deposite on the giant magnetoresistance (GMR) was investigated. Based on the free electron model and spin-dependent scattering theory, the self-energy of the conduction electrons in the granular film system was calculated. In the computing course, we connected the spin-scattering terms with the macroquantity, and obtained the formalism of GMR vs. concentration and GMR vs. size. The simulation curves show that increasing the magnetic concentration and decreasing the particle size can enhance the GMR.

PACC: 7570; 7360D