

УДК 669.018:538.632

## АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ НЕРНСТА–ЭТТИНГСГАУЗЕНА В МАГНИТНЫХ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СПЛАВАХ

А. В. Калицов, М. Г. Чшиев, Н. И. Цидаева\*)

(кафедра магнетизма)

Теоретически исследуется поведение аномального эффекта Нернста–Эттингсгаузена (АЭНЭ) в магнитных гранулированных сплавах. Расчет выполнен в модели Шенга–Леви. Рассматривается асимметричное рассеяние спин-поляризованных электронов на примесях, возникающее под действием спин-орбитального взаимодействия. Показано, что в гранулированных сплавах при значительной роли поверхностного рассеяния значение коэффициента  $Q_s$  АЭНЭ может быть существенно больше, чем значение коэффициента  $Q_s^b$  АЭНЭ однородного ферромагнитного материала, более того,  $Q_s$  и  $Q_s^b$  могут иметь разные знаки.

В последние годы в целом ряде магнитных многослойных и гранулированных структур обнаружен эффект гигантского магнетосопротивления (ГМС) [1–4], заключающийся в значительном изменении сопротивления магнито-неоднородных материалов при изменении внешним магнитным полем локальных магнитных конфигураций. Этот эффект представляет существенный интерес для практического использования в магниторезистивных считывающих головках и магнитных сенсорах слабого поля. Теория ГМС в магнитных гранулированных сплавах была разработана Шенгом и Леви [5]. В ее основе лежит предположение, что спин-зависящий потенциал рассеяния электронов проводимости гранулированной системы представляет собой средневзвешенную сумму вкладов потенциалов рассеяния в матрице, гранулах и на поверхности гранул.

Среди прочих кинетических явлений в магнитных гранулированных сплавах значительный интерес представляют аномальный эффект Холла (АЭХ) [3, 6–8], термоэдс [9–11] и аномальный эффект Нернста–Эттингсгаузена (АЭНЭ). Недавно выполненные экспериментальные исследования АЭХ и термоэдс в магнитных гранулированных сплавах [3, 6, 7, 9–11] показали, что поведение АЭХ и термоэдс в этих неоднородных системах существенно иное, нежели в однородных ферромагнитных материалах. Исследование различных кинетических эффектов позволяет получить дополнительную информацию об электронной структуре, особенностях спин-зависящего рассеяния и микроструктуре гранулированных сплавов с ГМС.

АЭНЭ является, с одной стороны, центральным эффектом в группе нечетных по намагниченности термомагнитных эффектов, а с другой стороны — термоэлектрическим аналогом АЭХ. Поэтому следует ожидать, что спин-зависящее рассеяние электронов проводимости в магнитных неоднородных системах может привести к необычному поведению АЭНЭ. Настоящая работа посвящена исследованию концентрационной зависимости АЭНЭ магнитных гранулированных сплавов в поле насыщения.

### Постановка задачи

В ферромагнетике при наличии градиента температуры и внешнего магнитного поля выражение для возникающего электрического поля имеет вид [12]

$$\mathbf{E} = S \nabla T - Q_0 \mathbf{B} \times \nabla T - Q_s 4\pi \mathbf{M} \times \nabla T,$$

где  $S$  — термоэдс,  $Q_0$  — константа нормального эффекта Нернста–Эттингсгаузена,  $Q_s$  — коэффициент АЭНЭ, который, как правило, существенно превышает значение  $Q_0$  и имеет сильную температурную зависимость. Коэффициент  $Q_s$  АЭНЭ состоит из двух членов: пропорционального термоэдс «холловского вклада»

$$Q_{s1} = -\frac{SR_s}{\rho},$$

и «истинного вклада»

$$Q_{s2} = -\frac{\pi^2 K_B^2}{3 |e|} T \rho \left( \frac{\partial R_s}{\partial \epsilon \rho^2} \right)_{\epsilon_F},$$

где  $R_s$  — коэффициент АЭХ,  $\rho$  — полное сопротивление сплава,  $\epsilon$  — энергия,  $\epsilon_F$  — уровень Ферми. «Холловский вклад» связан с отдельно измеряемыми величинами  $S$ ,  $R_s$ ,  $\rho$  и может быть легко выделен экспериментально. Поэтому в данной работе рассматривается только «истинный вклад».

В работе [8] была разработана методика расчета АЭХ магнитных гранулированных сплавов в модели Шенга–Леви. В результате для вклада в коэффициент  $R_s$  АЭХ электронов проводимости со спином вдоль намагниченности получено следующее выражение:

$$R_s = \frac{\Delta_1^2}{\xi_0^2} \left[ R_s^b \frac{(1+p_b^2)^2}{(1-p_b)^4} + R_s^s \frac{(1+p_s^2)^2}{(1-p_s)^4} \right],$$

где

$$\xi_0 = \frac{1-c}{l_{nm}} + \frac{c(1+p_b^2)}{l_m} + \frac{3c(1+p_s^2)}{r_0 l_s / a_0},$$

\*) Северо-Осетинский государственный университет, физический факультет.

$$\Delta_1 = \frac{1-c}{l_{nm}} + \frac{c(1-p_b)^2}{l_m} + \frac{3c(1-p_s)^2}{r_0 l_s / a_0},$$

$$l_t = \frac{\epsilon_F / k_F}{(\pi / N_t) \sum_{i \in t} |V_i^{(t)}|^2 \rho(\epsilon_F)},$$

$R_s^b$  и  $R_s^s$  — значения коэффициента АЭХ в объеме и на поверхности ферромагнитных гранул,  $V^{(t)}$  — спин-независимые потенциалы рассеяния электронов проводимости в матрице, гранулах и на поверхности гранул ( $t = nm, m, s$ ),  $N_t$  — общее число примесей,  $l_t$  — средняя длина свободного пробега электронов проводимости,  $p_b$  и  $p_s$  — отношения спин-зависимых к спин-независимым потенциалам рассеяния в объеме и на поверхности гранул,  $\rho(\epsilon_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми,  $c$  — объемная концентрация гранул,  $r_0$  — средний радиус гранул,  $a_0$  — постоянная решетки. Таким образом, задача расчета коэффициента АЭНЭ  $Q_{s2}$  сводится к дифференцированию по энергии полученных выражений для аномальной холловской электропроводности магнитных гранулированных сплавов.

### Результаты расчета и обсуждение

В модели Шенга–Леви потенциалы рассеяния полагаются не зависящими от энергии, что можно считать справедливым для анализа  $\rho$  и  $R_s$ . В более общем случае для термоэлектрических эффектов потенциалы рассеяния и потенциалы спин-орбитального взаимодействия (СОВ) могут сильно зависеть от энергии. Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для коэффициента АЭНЭ  $Q_{s2}$  магнитных гранулированных сплавов:

$$Q_{s2} = \frac{\Delta_1}{\xi_0 \Delta_0} \left[ Q_{s2}^b \frac{(1+p_b^2)(1+p_b)^2}{l_m(1-p_b)^2} \times \left( 1 + \frac{2\epsilon_F V_{nm}^{2'}(\epsilon_F)}{5V_{nm}^2} \left( b_3 - \frac{2\Delta'_0}{\Delta_0} \right) \right) + Q_{s2}^s \frac{3(1+p_s^2)(1+p_s)^2}{r_0 l_s a_0 (1-p_s)^2} \times \left( 1 + \frac{2\epsilon_F V_{nm}^{2'}(\epsilon_F)}{5V_{nm}^2} \left( b_4 - \frac{2\Delta'_0}{\Delta_0} \right) \right) \right], \quad (1)$$

где

$$\Delta_0 = \frac{1-c}{l_{nm}} + \frac{c(1+p_b)^2}{l_m} + \frac{3c(1+p_s)^2}{r_0 l_s / a_0},$$

$$\Delta'_0 = \frac{1-c}{l_{nm}} + b_1 \frac{c(1+p_b)^2}{l_m} + b_2 \frac{3c(1+p_s)^2}{r_0 l_s / a_0},$$

$$b_1 = \frac{V_m^{2'}(\epsilon_F)}{V_{nm}^{2'}(\epsilon_F)}, \quad b_2 = \frac{V_s^{2'}(\epsilon_F)}{V_{nm}^{2'}(\epsilon_F)},$$

$$b_3 = \frac{(\lambda_m^{s0} V_m^2(\epsilon_F))'}{\lambda_m^{s0} V_{nm}^{2'}(\epsilon_F)}, \quad b_4 = \frac{(\lambda_s^{s0} V_s^2(\epsilon_F))'}{\lambda_s^{s0} V_{nm}^{2'}(\epsilon_F)},$$

$\lambda_m^{s0}$  и  $\lambda_s^{s0}$  — потенциалы СОВ в объеме и на поверхности ферромагнитных гранул. Далее для простоты рассмотрим частный случай, когда потенциалы рассеяния и

СОВ не зависят от энергии:

$$Q_{s2} = \frac{\Delta_1}{\xi_0 \Delta_0} \left[ Q_{s2}^b \frac{(1+p_b^2)(1+p_b)^2}{l_m(1-p_b)^2} + Q_{s2}^s \frac{3(1+p_s^2)(1+p_s)^2}{r_0 l_s / a_0 (1-p_s)^2} \right].$$

АЭХ и АЭНЭ связаны с рассеянием  $d$ -подобных спин-поляризованных электронов со спином вдоль ( $\uparrow$ ) и против ( $\downarrow$ ) намагниченности. Мы рассматриваем вклад в  $Q_{s2}$  только одной подзоны (со спином  $\uparrow$ ), так как вклад в  $Q_{s2}$  другой подзоны (со спином  $\downarrow$ ) аналогичен:

$$Q_{s2}^\downarrow = \frac{\Delta_1}{\xi_0 \Delta_0} \left[ Q_{s2}^{b\downarrow} \frac{(1+p_b^2)(1+p_b)^2}{l_m(1-p_b)^2} + Q_{s2}^{s\downarrow} \frac{3(1+p_s^2)(1+p_s)^2}{r_0 l_s / a_0 (1-p_s)^2} \right].$$

На рис.1–3 представлена концентрационная зависимость сопротивления «истинного вклада» АЭНЭ магнитных гранулированных сплавов  $\rho_N = 4\pi c Q_{s2} M_z$ . Как видно из построенных кривых, сопротивление  $\rho_N$  АЭНЭ магнитных гранулированных сплавов может существенно отличаться от сопротивления  $\rho_N^b$  АЭНЭ однородных ферромагнитных материалов. В отсутствие поверхностного рассеяния ( $l_s/a_0 \rightarrow \infty$ ,  $Q_{s2} = 0$ ) для реальных значений концентраций ( $c = 0,2 \div 0,4$ )  $\rho_N < \rho_N^b$  (рис. 1, кривая 1). С учетом влияния интерфейсов ( $l_s/a_0 = 2 \div 10$ ), в предположении, что концентрация примесей и потенциалы СОВ на поверхности гранул такие же, как и в объеме ( $Q_{s2} = Q_{s2}^b$ ), получено, что  $\rho_N \geq \rho_N^b$  (рис. 1, кривые 2 и 3). В реальных магнитных гранулированных сплавах  $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$  с ГМС, равным 40%,  $l_m = 50 \text{ \AA}$ ,  $l_{nm} = 200 \text{ \AA}$ ,  $l_s/a_0 = 2$  [5]. Таким образом, получено, что для сплава  $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$   $\rho_N$  в 1,7 раз превышает значение  $\rho_N^b$  (рис. 1, кривая 3). Сопротивление  $\rho_N$  АЭНЭ гранулированных сплавов в значительной степени определяется шероховатостью поверхности гранул. При усилении относительной роли интерфейсов  $\rho_N$  возрастает и может быть существенно больше  $\rho_N^b$  (рис. 2). Более того, если потенциалы СОВ в объеме и на поверхности гранул имеют разные знаки,  $\rho_N$  и  $\rho_N^b$  могут также иметь разные знаки (рис. 3). Для сплавов  $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$   $|\rho_N/\rho_N^b| \approx 10$  (рис. 2, 3).

В заключение следует отметить, что результаты получены в приближении независимости потенциалов рассеяния и СОВ от энергии. В общем случае (выражение (1)) поведение АЭНЭ магнитных гранулированных сплавов может быть более сложным. Экспериментальная проверка выводов теории позволит не только подтвердить развитые представления о природе АЭНЭ, но и получить дополнительную информацию о микроструктуре поверхности гранул.

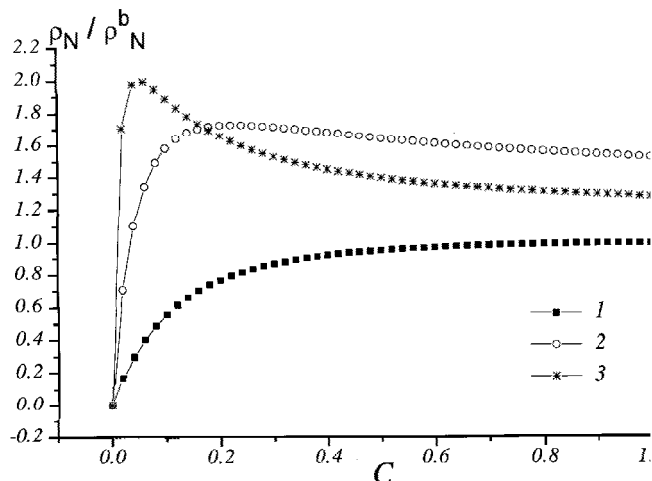


Рис. 1. Зависимость сопротивления «истинного вклада» АЭНЭ  $\rho_N / \rho_N^b$  магнитных гранулированных сплавов  $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$  от объемной концентрации ферромагнитных гранул ( $p_b = 0, 2, l_m = 50 \text{ \AA}, l_{nm} = 200 \text{ \AA}, r_0 = 20 \text{ \AA}$ ):  $p_s = 0, l_s/a_0 \rightarrow \infty, \rho_N^s / \rho_N^b = 0$  ( $\rho_N^s$  — сопротивление АЭНЭ на поверхности гранул) — кривая 1,  $p_s = 0, 52, l_s/a_0 = 10, \rho_N^s / \rho_N^b = 1$  — кривая 2,  $p_s = 0, 52, l_s/a_0 = 2, \rho_N^s / \rho_N^b = 1$  — кривая 3

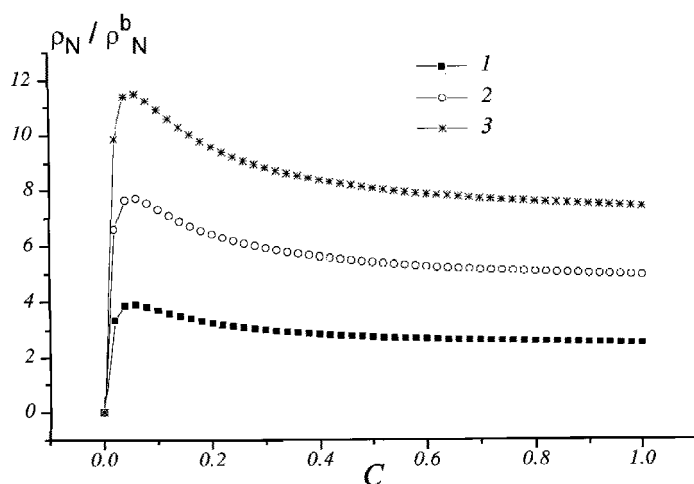


Рис. 2. Зависимость сопротивления «истинного вклада» АЭНЭ  $\rho_N / \rho_N^b$  магнитных гранулированных сплавов от объемной концентрации ферромагнитных гранул ( $p_b = 0, 2, l_m = 50 \text{ \AA}, l_{nm} = 200 \text{ \AA}, r_0 = 20 \text{ \AA}, p_s = 0, 52, l_s/a_0 = 2$ ):  $\rho_N^s / \rho_N^b = 2$  (кривая 1), 4 (2) и 6 (3)

**Выводы**

1. Поведение АЭНЭ магнитных гранулированных сплавов может существенно отличаться от поведения АЭНЭ однородных ферромагнитных материалов, что обусловлено влиянием интерфейсов между гранулами и матрицей.

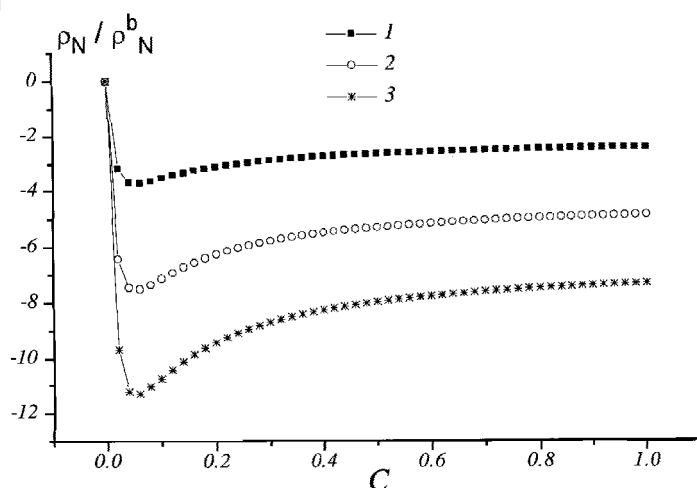


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при  $\rho_N^s / \rho_N^b = -2$  (кривая 1),  $-4$  (2) и  $-6$  (3)

2. В гранулированных сплавах  $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$  при существенной роли поверхностного рассеяния сопротивление АЭНЭ может в 10 раз превосходить сопротивление АЭНЭ однородного ферромагнитного материала, более того,  $\rho_N$  и  $\rho_N^b$  могут иметь противоположные знаки.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19681а).

**Литература**

1. Baibich M.N., Bruto J.M., Fert A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. **61**. P. 2472.
2. Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Caro M.R. et al. // Ibid. 1992. **68**. P. 3745.
3. Xiong P., Xiao G., Wang J.Q. et al. // Ibid. 1992. **69**. P. 3220.
4. Teixeira S.R., Diény B., Chamberod A. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 1994. **6**. P. 5545.
5. Zhang S., Levy P.M. // J. Appl. Phys. 1993. **73**. P. 5315.
6. Wang J.Q., Xiao G. // Phys. Rev. 1995. **B51**. P. 5863.
7. Pakhomov A.B., Yan X., Zhao B., Xu Y. // Appl. Phys. Lett. 1995. **67**. P. 3497.
8. Granovsky A., Brouers F., Kalitsov A., Chshiev M. // J. Magn. and Magn. Mater. 1997. **166**. P. 193.
9. Jing Shi, Eiji Kita, L.Xing, Salamon M.B. // Phys. Rev. 1993. **B48**. P. 16119.
10. Piraux L., Cassart M., Grivei E. et al. // J. Magn. and Magn. Mater. 1994. **136**. P. 221.
11. Piraux L., Cassart M., Bayot V. et al. // IEEE Trans. Magn. 1993. **29**. P. 2700.
12. Ведяев А. В., Грановский А. Б., Котельникова О. А. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. М., 1992. С. 158.

Поступила в редакцию  
16.12.96