

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, ρ — полное сопротивление сплава, ϵ — энергия, ϵ_F — уровень Ферми. «Холловский вклад» связан с отдельно измеряемыми величинами S , R_s , ρ 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-независящие 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-зависящих к спин-независящим 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 ρ 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

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

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

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

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

$\lambda_m^{s'o}$ и $\lambda_s^{s'o}$ — 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 ρ_N АЭНЭ магнитных гранулированных сплавов может существенно отличаться от сопротивления ρ_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 $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$ ρ_N в 1,7 раз превышает значение ρ_N^b (рис. 1, кривая 3). Сопротивление ρ_N АЭНЭ гранулированных сплавов в значительной степени определяется шероховатостью поверхности гранул. При усилении относительной роли интерфейсов ρ_N возрастает и может быть существенно больше ρ_N^b (рис. 2). Более того, если потенциалы СОВ в объеме и на поверхности гранул имеют разные знаки, ρ_N и ρ_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.

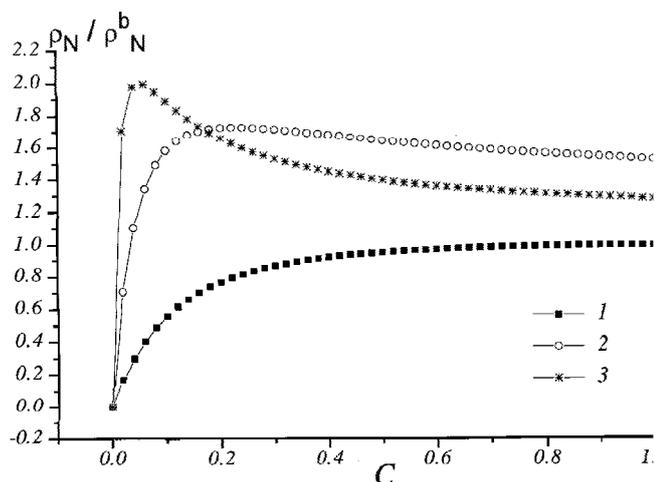


Рис. 1. Зависимость сопротивления «истинного вклада» АЭНЭ ρ_N / ρ_N^b магнитных гранулированных сплавов $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$ от объемной концентрации ферромагнитных гранул ($p_b = 0, 2, l_m = 50 \text{ \AA}, l_{nm} = 200 \text{ \AA}, r_0 = 20 \text{ \AA}$): $p_s = 0, l_s/a_0 \rightarrow \infty,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

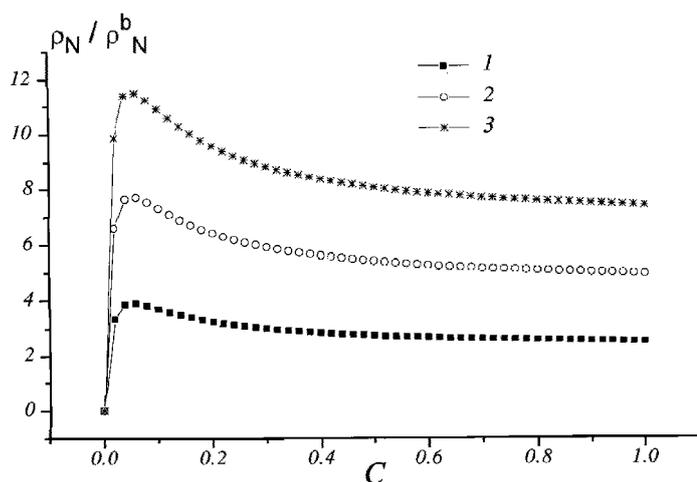


Рис. 2. Зависимость сопротивления «истинного вклада» АЭНЭ ρ_N / ρ_N^b магнитных гранулированных сплавов от объемной концентрации ферромагнитных гранул ($p_b = 0, 2, l_m = 50 \text{ \AA}, l_{nm} = 200 \text{ \AA}, r_0 = 20 \text{ \AA}, p_s = 0, 52, l_s/a_0 = 2$): $\rho_N^s / \rho_N^b = 2$ (кривая 1),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

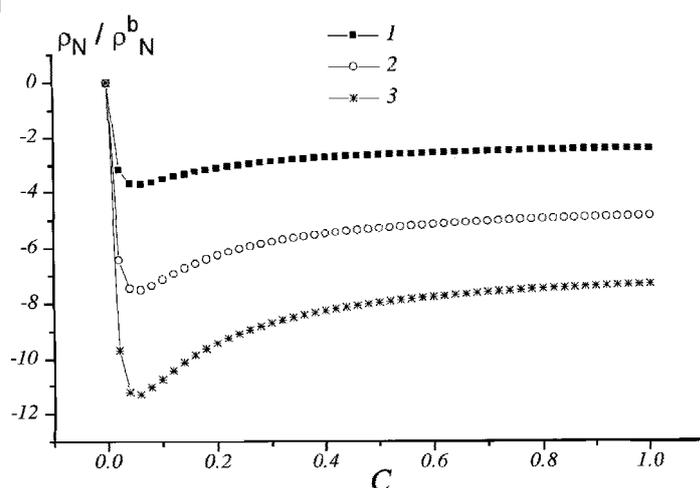


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $\rho_N^s / \rho_N^b = -2$ (кривая 1), -4 (2) и -6 (3)

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, ρ_N и ρ_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