УДК 537.61

АККУМУЛЯЦИЯ СПИНОВ И ПОВЕРХНОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗОЛИРОВАННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ НАНОПРОВОЛОКЕ

А. К. Звездин, К. А. Звездин

В работе рассмотрен вопрос о роли аккумуляции спинов в эффекте поверхностного сопротивления, создаваемого изолированной доменной границей в магнитной нанопроволоке. Вычислены величины скачка потенциала на изолированной доменной границе и поверхностное сопротивление в нанопроволоке в зависимости от асимметрии сопротивления и плотности состояний для основных и неосновных носителей.

Транспортные свойства спин-поляризованных электронов и использующая их спиновая электроника привлекают к себе большое внимание [1 – 4]. Центральное место в этой области занимает эффект гигантского магнитосопротивления многослойных пленок и сверхрешеток [2], туннельных переходов [3], наноконтактов [4] и нанопроволок с доменными границами [5, 6].

В последние годы наноконтакты и нанопроволоки являются предметом особенно большого интереса. Так, в работах [4] экспериментально показано, что магнитосопротивление наноконтакта может достигать 700% при комнатной температуре. К этим работам примыкают работы по исследованию магнитных нанопроволок. Было экспериментально показано [6], что доменные границы в них дают значительный вклад в магнитосопротивление.

Несмотря на относительно большое число теоретических работ [7], посвященных выяснению механизма наблюдаемых эффектов, ситуация еще далека от разрешения.

В настоящей работе исследуется вопрос об аккумуляции спинов вблизи границы раздела между двумя областями (доменами) с противоположно направленными магнитными моментами. Аккумуляция спинов [8] – это явление возникновения неравновесной спиновой плотности вблизи поверхности раздела двух сред с различными значениями намагниченности (в частности, вблизи изолированной доменной границы), возникающее при протекании через нее электрического тока.

Пусть доменная граница, разделяющая два домена с противонаправленными намагниченностями, совпадает с плоскостью zy. Толщиной доменной границы будем пренебрегать. Пусть электрический ток, плотность которого равна j, направлен вдоль оси X. Известно, что ток в ферромагнитном материале является спин-поляризованным. Фактически говорят о существовании двух типов носителей в ферромагнетиках: основных (majority) и неосновных (minority), со спином, направленным по и против намагниченности в данных областях образца. Соответственно можно говорить о двух типах плотности тока в образце $j(+)$ и $j(-)$.

Основным фактором, определяющим сопротивление доменной границы, является наличие энергетического барьера для основных носителей (majority) на границе, величина которого равна энергии обменного взаимодействия (подробнее см., напр., [1, 2, 9]. Наличие этого барьера, создающего определенную асимметрию вероятности для отражения и прохождения (рефракции) электронов на границе, приводит к тому, что на границе между двумя доменами, при прохождении через нее электрического тока, возникает падение потенциала ΔU_b, аналогично тому, как это происходит в p-n переходе. Этот эффект естественно описывать посредством поверхностного сопротивления $R_b = \Delta U_b / I$. Вопрос о величине скачка потенциала для изолированной доменной границы (в пренебрежении процессами переворота спинов в границе) изучался в пионерской работе [10]. Valet–Fert формулы для ΔU_b и R_b [10] обычно используются при обработке экспериментальных данных [6]. Однако они получены при некоторых предположениях об энергетическом спектре и кинетике электронов, которые не всегда реализуются на практике, особенно, когда речь идет о переходных металлах. В настоящей работе получены более общие формулы для ΔU_b и R_b, а также рассмотрен вопрос о роли процессов переворота спинов в самой границе и их влиянии на величину скачка потенциала.

Для вычисления скачка потенциала ΔU_b и поверхностного сопротивления R_b рассмотрим транспорт основных и неосновных электронов через доменную границу с учетом диффузии и спиновой релаксации [8, 10 – 12]. Далее мы будем использовать подход и обозначения работы [12].

Интересующие нас величины определяются в приближении линейного отклика, поэтому для их вычисления достаточно ограничиться линейной неравновесной термодинамикой. Основными величинами, описывающими неравновесное распределение основных и неосновных электронов в доменах являются электрохимические потенциалы, обладающие свойством непрерывности

$$\mu_\alpha = \xi_\alpha(x) - eU(x), \tag{1}$$

где $\alpha = \pm 1$ – спиновый индекс, знак $+(-)$ относится к основным (неосновным) электронам, $U(x)$ – электрический потенциал, $\xi_\alpha(x)$ – химический потенциал, связанный с неравновесной концентрацией n_α следующим соотношением

$$n_\alpha = g_\alpha \xi_\alpha, \tag{2}$$

где g_α – плотность состояний электронов со спином α на поверхности Ферми. Очевидно, что

$$\sum_\alpha n_\alpha = n_+ + n_- = 0 \tag{3}$$

и формула (3) является условием нейтральности. Очевидно, что неравновесные величины n_α, ξ_α стремятся к 0 при удалении от доменной границы, т.е. ξ_α отсчитывается от уровня Ферми. В дальнейшем для определенности будем говорить о левом домене при $x \to -\infty$. Спиновые токи j_α определяются уравнениями

$$\mathbf{j}_\alpha = \sigma_\alpha \frac{1}{e} \nabla \mu_\alpha, \tag{4}$$

где σ_α – электропроводности спиновых подсистем. Токи j_α и концентрации n_α связаны между собой соотношением непрерывности

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_\alpha = \frac{en_\alpha}{\tau_S}, \tag{5}$$

где τ_S – продольное время спиновой релаксации электронов. Далее мы ограничимся одномерным случаем, т.е. будем полагать все величины, зависящими только от x. Система уравнений (1 – 5) для семи неизвестных величин $\xi_\alpha, n_\alpha, j_\alpha, U$ легко может быть сведена к системе 4-х дифференциальных линейных уравнений 1-го порядка. Их дополняют следующими граничными условиями:

$$\mu_\alpha^L(0) = \mu_\alpha^R(0), \tag{6}$$

$$j_\alpha^L(0) = j_\alpha^R(0), \tag{7}$$

где индексы L, R относятся к левому и правому доменам, соответственно. В дальнейшем будем использовать симметризованные переменные

$$\mu_t = \mu_+ + \mu_-,\ j_t = j_+ + j_-,\ \xi_t = \xi_+ + \xi_-,\ \mu_S = \mu_+ - \mu_-,\ j_S = j_+ - j_-.$$

Подставляя (4) и (2) в (5) и используя (3), легко получить

$$\mu_S'' = \frac{e^2 n_+}{\tau_S}(\sigma_+^{-1} + \sigma_-^{-1}). \tag{8}$$

Здесь и далее $f' \equiv \frac{\partial f}{\partial x}$; предполагается для простоты, что задача одномерная.

С другой стороны, из (1 – 3) следует

$$\mu_S = n_+(g_+^{-1} + g_-^{-1}), \tag{9}$$

подставляя (9) в (8), получим

$$D_S \mu_S'' = \frac{\mu_S}{\tau_S}, \tag{10}$$

где

$$D_S = \frac{1}{e^2}\frac{g_+^{-1} + g_-^{-1}}{\sigma_+^{-1} + \sigma_-^{-1}}. \tag{11}$$

Из (10) следует, в частности,

$$\mu_S'(x) = \pm\frac{\mu_S(x)}{L_S}, \tag{12}$$

где знаки $+(-)$ относятся к левому (правому) домену,

$$L_S = (D_S \tau_S)^{1/2}. \tag{13}$$

Величина μ_t равна

$$\mu_t = \frac{n_+}{g_+} + \frac{n_-}{g_-} - 2eU = n_+(g_+^{-1} - g_-^{-1}) - 2eU. \tag{14}$$

Подставляя (9) в (14), получим

$$\mu_t = \frac{g_+^{-1} - g_-^{-1}}{g_+^{-1} + g_-^{-1}}\mu_S - 2eU. \tag{15}$$

Полный ток J равен

$$J = \frac{\sigma_+}{e}\mu'_+ + \frac{\sigma_-}{e}\mu'_- = \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2e}\xi'_t + \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2e}\mu'_S - (\sigma_+ + \sigma_-)U', \tag{16}$$

откуда следует:

$$\frac{1}{2e}\xi'_t - U' = \frac{J}{(\sigma_+ + \sigma_-)} - \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2e(\sigma_+ + \sigma_-)}\mu'_S. \tag{17}$$

Спиновый ток j_S равен:

$$j_S = \frac{\sigma_+}{e}\nabla\xi_+ - \frac{\sigma_-}{e}\nabla\xi_- - (\sigma_+ - \sigma_-)U' = (\sigma_+ - \sigma_-)\left(\frac{1}{2e}\xi'_t - U'\right) + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2e}\mu'_S. \tag{18}$$

Подставляя (17) в (18), получим:

$$j_S = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}J + \frac{2\sigma_+\sigma_-}{e(\sigma_+ + \sigma_-)}\mu'_S. \tag{19}$$

Скачок потенциала на границе $\Delta U_b = U^L(0) - U^R(0)$ может быть вычислен подстановкой (15) и (19) в граничные условия (6, 7), которые в данном случае преобразуются к:

$$\mu_t^L(0) = \mu_t^R(0), \mu_S^L(0) = \mu_S^R(0), j_S^L(0) = j_S^R(0). \tag{20}$$

Используя (15), получим:

$$\Delta U_b = \frac{1}{2e}\frac{g_+^{-1} - g_-^{-1}}{g_+^{-1} + g_-^{-1}}\mu_S(0); \tag{21}$$

при этом использовано очевидное равенство:

$$\left(\frac{g_\uparrow^{-1} - g_\downarrow^{-1}}{g_\uparrow^{-1} + g_\downarrow^{-1}}\right)_L = -\left(\frac{g_\uparrow^{-1} - g_\downarrow^{-1}}{g_\uparrow^{-1} + g_\downarrow^{-1}}\right)_R \equiv \frac{g_+^{-1} - g_-^{-1}}{g_+^{-1} + g_-^{-1}}. \tag{22}$$

Аналогично:

$$\left(\frac{\sigma_\uparrow^{-1} - \sigma_\downarrow^{-1}}{\sigma_\downarrow + \sigma_\uparrow}\right)_L = -\left(\frac{\sigma_\uparrow^{-1} - \sigma_\downarrow^{-1}}{\sigma_\downarrow + \sigma_\uparrow}\right)_R \text{ и } \left(\frac{\sigma_\uparrow\sigma_\downarrow}{\sigma_\downarrow + \sigma_\uparrow}\right)_L = \left(\frac{\sigma_\uparrow\sigma_\downarrow}{\sigma_\downarrow + \sigma_\uparrow}\right)_R.$$

Предполагается, что в левом домене основным носителям соответствует ориентация спина $\uparrow$, а в правом, очевидно, $\downarrow$.

Из (20), (19) и (12) получим:

$$\mu_S(0) = -e\left(\frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2\sigma_+\sigma_-}\right) JL_S. \tag{23}$$

Подставляя (23) в (21), получим:

$$\Delta U = -\frac{g_+^{-1} - g_-^{-1}}{g_+^{-1} + g_-^{-1}} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2\sigma_+\sigma_-} L_S J = \frac{g_+ - g_-}{g_+ + g_-} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2\sigma_+\sigma_-} L_S J \tag{24}$$

и

$$\frac{\Delta U}{J} = R_S = \frac{g_+ - g_-}{g_+ + g_-} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2\sigma_+\sigma_-} L_S. \tag{25}$$

Полагая

$$\sigma_\pm = \frac{\sigma}{2}(1 \pm \beta) = \frac{1}{2\rho}(1 \pm \beta),\ g_\pm = \frac{g}{2}(1 \pm \delta), \tag{26}$$

где σ и ρ – электропроводность и удельное сопротивление материала нанопроволоки, получим:

$$R_S = \delta \frac{2\beta}{1 - \beta^2} \rho L_S, \tag{27}$$

$$\Delta U = R_S J.$$

Пусть $\rho \sim 10^{-5}$ $(Ом \cdot см)$, $L_S \sim 10^{-5}$ $см$, $\delta \sim \beta \sim 0.5$, тогда поверхностное сопротивление доменной границы единичной площади равно:

$$R_S \sim \frac{2}{3} 10^{-10}\ Ом.$$

Магнитосопротивление нанопроволоки длиной l с одной доменной границей равно

$$\eta = \frac{R(H) - R(0)}{R(H)} = -\frac{R_S}{R_1} = -\frac{2\beta\delta}{1 - \beta^2} \frac{L_S}{l}. \tag{28}$$

При $l \sim L_S$ получим $\eta \sim -2/3$.

Формула (25) отличается от Valet–Fert формулы, использованной в [6] для обработки экспериментальных данных по магнитосопротивлению нанопроволок, множителем $(2\delta/\beta)$. Это различие может быть весьма существенным для некоторых материалов, в которых различие проводимостей $\sigma_\pm$ может быть невелико, в то же время плотности состояний основных и неосновных носителей на поверхности Ферми сильно отличаются между собой. К таковым можно отнести переходные металлы Ni, Co, Mn, и их сплавы (например, Рупермаллои). В этом случае проводимость определяется главным образом

S-электронами, для которых $g_+^S \sim g_-^S$, в то же время состояния d-электронов со спином $\uparrow$ полностью заполнены, так что их плотность состояний на поверхности Ферми g_+^d практически равна 0, в то время как плотность состояний g_-^d весьма значительна.

В доменных границах с непрерывной переориентацией спинов происходит частичная переориентация неравновесных инжектированных электронов. Очевидно, что этот процесс уменьшает аккумуляцию спинов и, следовательно, уменьшает величину скачка поверхностного потенциала и поверхностного сопротивления. Качественное влияние этого процесса можно учесть следующим образом. Пусть толщина доменной границы равна d, v – характерная скорость переориентации неравновесных спинов при пролете электрона через доменную границу толщиной d, ее можно оценить как $\gamma H_{exch} d$, где $\gamma = e/mc$ – гиромагнитное отношение, H_{exch} – обменное поле, действующее на электроны в ферромагнетике. Величина V/V_F, где V_F – характерная скорость пролета электронов через доменную границу, характеризует среднюю вероятность того, что спин электрона, пролетающего через доменную границу, переориентируется. Для учета процесса переориентации спина электронов проводимости в доменной границе следует изменить граничное условие (7), т.е. условие непрерывности спинового тока на границе между доменами. Пользуясь уравнением (19), представим модернизированное граничное условие для спинового тока в следующем виде:

$$J_S^L(0) - J_S^R(0) = -2en_+(0)v, \tag{29}$$

которое, пользуясь (9), можно преобразовать к

$$J_S^L(0) - J_S^R(0) = -\frac{2ev}{g_+^{-1} + g_-^{-1}}\mu_S(0). \tag{30}$$

Подставляя (30) в (19) и используя (26), получим:

$$\mu_S(0) = -\frac{2\rho\beta}{1-\beta^2}\frac{J}{1+\alpha}, \tag{31}$$

$$R_S = \frac{2\delta\beta}{1-\beta^2}\frac{\rho L_S}{1+\alpha}, \tag{32}$$

где

$$\alpha = \frac{e^2 v g \rho L_S}{2}\frac{1-\delta^2}{1-\beta^2}. \tag{33}$$

Типичные значения параметров асимметрии проводимости и плотности состояний $\delta \sim \beta \sim 0.5$. Пусть $H_{exch} \sim 10^6$ *Э*, $v_F \sim 10^8$ *см/с*, $d \sim 10^{-6}$ *см*, тогда $v \sim 2 \cdot 10^7$ *см/с* и

$v/v_F \sim 0.2$. В модели свободных электронов $g = \frac{8\pi k_F^2}{\hbar\nu_F}$ и $\sigma = \rho^{-1} = \frac{e^2 N\tau}{m}$, где $N = \frac{8\pi}{3}k_F^3$, τ – время релаксации электронов, $\alpha = \frac{e^2 vg\rho L}{2}\frac{1-\delta^2}{1-\beta^2} = \frac{3}{2}\left(\frac{v}{v_F}\right)\frac{L_S}{\nu_F\tau}\frac{1-\delta^2}{1-\beta^2}$. Подставляя эти значения в (33), получим: $\alpha = \frac{3}{2}\left(\frac{v}{v_F}\right)\frac{L_S}{\lambda}\frac{1-\delta^2}{1-\beta^2}$, где $\lambda = \nu_F\tau$ – длина свободного пробега носителей. Полагая $\left(\frac{v}{v_F}\right) \sim 0.2$, $\frac{L_S}{\lambda} \sim 10$, $\frac{1-\delta^2}{1-\beta^2} \sim 1$, получим $\alpha \sim 3$.

Таким образом, в работе вычислены величины скачка потенциала на изолированной доменной границе в нанопроволоке и ее поверхностного сопротивления в зависимости от асимметрии (β) сопротивления и плотности состояний (δ) для основных (majority) и неосновных (minority) электронов. Рассмотрен вопрос о влиянии на величину поверхностного сопротивления процессов переворота спинов внутри доменной границы.

Работа поддержана РФФИ (проект 02–02–17389), INTAS (99–01839) и ФЦП "Физика магнитных наноструктур".

ЛИТЕРАТУРА

[1] Prinz G. A. Science, **282**, 1660 (1998), Zutic I. cond-mat/0112368 (2001).

[2] Gijs M. A. M. and Bauer G. E. W. Advances in Physics, **46**, 285 (1997).

[3] Meservey R. and Tedrow P. M. Physics Reports, **238**, 173 (1994).

[4] Garcia N., Munoz M., and Zhao Y. -W. Phys. Rev. Lett., **82**, 2923 (1999); Tatara G., Zhao Y. -W., Munoz M., and Garcia N. Phys. Rev. Lett., **83**, 2030 (1999); Munoz M., et al. Appl. Phys. Lett., **79**, N 18, 2946 (2001); Garcia N., Munoz M., Qian G. G., et al. Appl. Phys. Lett., **79**, N 27, 4550 (2001); Garcia N. Appl. Phys. Lett., **77**, N 9, 1351 (2000); Garcia N, Munoz M., and Zhao Y. -W. Appl. Phys. Lett., **76**, N 18, 2586 (2000).

[5] Giordano R. C. Physica, **B194**, 1009 (1994), Phys. Rev., **B51**, 9855 (1995).

[6] Dubois S., Piraux L., George J. M., et al. Phys. Rev., **B60**, 477 (1999); Ebels U., Radulescu A., Henry Y., et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 983 (2000).

[7] Imamura H., Kobayashi N., Takahashi S., and Maekawa S. Phys. Rev. Lett., **84**, N 5, 1003 (2000); Звездин А. К., Попков А. Ф. Письма в ЖЭТФ, **71** (5), 304 (2000); Tagirov L. R., Vodopyanov B. P., and Efetov K. B. Phys. Rev., **B63**, 104428 (2001); Osipov V. V., Ponizovskaya E. V., and Garcia N. Appl. Phys. Lett., **79** (14), 2222 (2001); Савченко Л. Л., Звездин А. К., Попков А. Ф., Звездин

K. A. ФТТ, **43**, N 8, 1449 (2000); Coey J. M., Berger L., and Labaye Y. Phys. Rev., **B64**, 020407 (2001).

[8] Johnson M. and Silsbee R. H. Phys. Rev., **B35**, 4959 (1987); Johnson M. Science, **260**, 320 (1993); Van Son P. C. and Van Kempen H., and Wyder P. Phys. Rev. Lett., **58**, 2271 (1987); Tsoi M. V., Jansen A. G. M., Bass J., et al. Phys. Rev. Lett., **80**, 4281 (1998).

[9] Zvezdin A. K. and Utochkin S. JETP Lett., **57**, N 7, 433 (1993).

[10] Valet T. and Fert A. Phys. Rev., **B48**, 7099 (1993).

[11] Aronov A. JETP Lett., **24**, 32 (1976).

[12] Johnson M. and Silsbee R. H. Phys. Rev. Lett., **55**, 1790 (1985).

[13] Rashba E. I. Phys. Rev., **B62**, R16267 (2000).

Институт общей физики РАН Поступила в редакцию 25 июля 2002 г.