

УДК 538.915+537.622

ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОКОНТАКТАХ

А.Н. Усеинов, Л.Р. Тагиров, Р.Г. Дёминов, Н.Х. Усеинов

Аннотация

Первая часть статьи посвящена теоретическому исследованию магнитосопротивления точечных наноконтактов между различными ферромагнитными металлами в рамках квазиклассического подхода. Изучена зависимость магнитосопротивления от размеров контакта и длин свободного пробега. Толщина доменной стенки в наноконтактах принималась равной длине контакта. Рассмотрен случай возможного наличия диэлектрического оксидного слоя между металлами в области контакта. В этой связи изучено туннельное магнитосопротивление и его зависимость от приложенного напряжения и длин свободного пробега в ферромагнитных электродах. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Далее, во второй части статьи в рамках квантовой теории рассеяния развивается теория квантованной проводимости контактов атомных размеров с учетом вероятности переворота спина электрона проводимости. За нулевое приближение теории возмущений принимается точное решение уравнения Шрёдингера, описывающее движение электрона в модельном линейном потенциале. Разница между модельным и действующим потенциалами доменной стенки рассматривается по теории возмущений для вычисления вероятности прохождения и отражения, а также проводимости наноконтакта с сохранением и переворотом электронного спина. Впервые показывается, что проводимость с переворотом спина устанавливает естественное ограничение на бесконечный рост баллистического магнитосопротивления наноконтактов при уменьшении их размеров.

1. Расчет магнитосопротивления в рамках квазиклассического подхода

1.1. Введение. Физика чрезвычайно высокого магнитосопротивления (МС) в магнитных точечных контактах привлекает большое число исследователей [1–7]. Это внимание связано с прикладными возможностями этого эффекта, в частности, с его потенциальным использованием в наноразмерных головках чтения компьютерных жестких дисков [8]. Для объяснения экспериментальных данных по гигантскому магнитосопротивлению в магнитных наноконтактах было предложено учитывать усиление рассеяния электрона проводимости (ЭП) на примесях в доменной стенке (ДС) [2, 9] и дополнительное отражение от самой ДС [10–12], связанное с ограниченной геометрией контакта. Оба механизма рассеяния связаны с профилем ДС, который становится очень резким, поскольку ДС оказывается зажатой в узкий контакт атомных размеров (10–100 атомов) [13–16]. Теория рассеяния ЭП на резкой ДС в однородных контактах (гомоконтактах) была развита в работе [12]. Выяснилось, что немаловажной величиной, которая сильно влияет на величину МС, является средняя длина свободного пробега ЭП. Средние длины свободных пробегов электронов, относящиеся к разным спиновым подзонам проводимости ферромагнетика, могут отличаться в 3–7 раз, как показано в работах [17, 18]. При изготовлении точечных наноконтактов из ферромагнитных металлов достаточно высока вероятность образования оксидной непроводящей пленки между

контактирующими металлами. В этом случае к эффектам рассеяния добавляется эффект туннелирования, что приводит к туннельному магнитосопротивлению (ТМС).

Целью настоящей работы является:

- 1) построение теории МС ферромагнитных гетероконтактов, то есть контактов разнородных ферромагнетиков (например, Ni и Fe);
- 2) учет протяженной ДС, которую можно описывать линейным потенциальным барьером;
- 3) изучение влияния спиновой асимметрии спиновых подзон проводимости на МС;
- 4) рассмотрение влияния длин свободного пробега на МС и определение оптимальных условий реализации максимального значения МС;
- 5) изучение ТМС как функции параметров контакта, длин свободного пробега и приложенного напряжения;
- 6) расчет квантованной проводимости спиновых каналов;
- 7) исследование влияния процессов переворота спина на баллистическое магнитосопротивление магнитных наноконтактов.

В работе рассматривается двухтоковая модель контакта малой площади между двумя однодоменными ферромагнитными металлами. Когда намагниченности доменов в контакте из однородных металлов параллельны (P), то электроны проводимости, принадлежащие какой-либо спиновой подзоне с одной стороны контакта, попадают в аналогичную спиновую подзону с другой стороны, не встречая потенциального барьера на своем пути и сохраняя направление своего спина. При антипараллельной (AP) намагниченности доменов происходит смена спиновых подзон одной стороны по отношению к другой, при этом в области контакта возникает доменная стенка [13–16]. ДС создает потенциальный барьер на пути движения электрона через нанокontakt. В случае ферромагнитного гетероконтакта ситуация осложняется тем, что зонные структуры спиновых подзон ферромагнитных металлов по обе стороны контакта энергетически не совпадают друг с другом. Поэтому электрон встречает потенциальный барьер в наноконтакте как при P -, так и при AP -ориентациях намагниченностей в контактирующих ферромагнитных металлах. Однако потенциальные барьеры в контакте будут различными для P - и AP -ориентаций (см. рис. 1–5). В результате рассеяние электронов на этих барьерах будет различным для этих двух ориентаций намагниченности, что приводит к МС.

Используя квазиклассический подход [12, 19], мы вычислим проводимость в ферромагнитных гетероконтактах, найдем магнитосопротивление и построим графики его зависимости от различных параметров: радиуса контакта, длин свободного пробега, величин импульса Ферми, толщины ДС. Затем на основе развитой здесь теории МС рассмотрим ТМС как функцию приложенного напряжения при различных длинах свободного пробега и степенях спиновой поляризации. В заключение обсудим полученные результаты и сравним их с данными экспериментальных работ.

1.2. Проводимость ферромагнитного гетероконтакта. Случай ферромагнитного гомоконтакта был рассмотрен в [12] в квазиклассическом приближении. В отличие от работы [12], рассмотрим самый общий случай ферромагнитного гетероконтакта, то есть контакт из разнородных ферромагнетиков. Фермиевские импульсы и спин-зависящие длины свободного пробега (ДСП) электронов в контактирующих ферромагнетиках будут произвольными. Точечный контакт моделируется круговым отверстием радиуса a , сделанным в непроницаемой мембране, которая разделяет пространство на две половины (левую L и правую R), каждая из

которых занята однодоменным ферромагнитным металлом. Ось z цилиндрической системы координат (z, ρ, φ) направлена перпендикулярно плоскости мембраны и проведена через центр отверстия. Напряжение V , создающее ток I^z , приложено к внешним проводящим берегам контакта, которые расположены достаточно далеко от самой области контакта. Используя результаты работ [12, 19], запишем выражение для плотности тока в смешанном представлении (определение которого см. ниже) вблизи контакта ($z \rightarrow 0$):

$$j^z(z \rightarrow 0, \mathbf{k}, \varepsilon) = -ep_F^2 \langle \cos \theta g_a(z, \mathbf{k}, \varepsilon) \rangle, \quad (1)$$

где ε – энергия электрона, вектор \mathbf{k} лежит в плоскости контакта, θ – угол между осью z и направлением движения электрона к отверстию. Угловые скобки в (1) означают усреднение по телесному углу: $\langle \dots \rangle = \oint (\dots) d\Omega / 2\pi$, $g_a(z, \mathbf{k}, \varepsilon)$ – Фурье-образ квазиклассической антисимметричной функции Грина (ФГ):

$$g_{a(s)}(z, \vec{\rho}, t) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} g_{a(s)}(z, \mathbf{k}, \varepsilon) e^{-i(\mathbf{k}\vec{\rho} - \varepsilon t)}, \quad (2)$$

где $g_{a(s)}(z, \vec{\rho}, t) = [g_\alpha(n_z, z, \vec{\rho}) \mp g_\alpha(-n_z, z, \vec{\rho})]/2$ – одночастичная ФГ, антисимметричная (симметричная) по отношению к проекции $n_z = p_{z,\alpha}/p_{F,\alpha}$ импульса Ферми $p_{F,\alpha}$ на ось z . Зная выражение для плотности тока, можно получить выражение для полного тока через сечение отверстия (наноконтакта):

$$I^z(z \rightarrow 0, t) = a \int_0^\infty dk J_1(ka) j^z(z, \mathbf{k}, t). \quad (3)$$

Здесь $J_1(ka)$ – функция Бесселя, которая получается при интегрировании по углу в плоскости сечения контакта. Антисимметричная ФГ в координатном представлении $g_a(z, \vec{\rho}, t)$ является решением системы кинетических уравнений в форме уравнений Больцмана, выведенных изначально А.В. Зайцевым [20] для контактов из сверхпроводников и нормальных металлов:

$$\begin{aligned} l_{z,\alpha} \frac{\partial g_{a,\alpha}}{\partial z} + \vec{l}_{\parallel,\alpha} \frac{\partial g_{s,\alpha}}{\partial \vec{\rho}} + g_{s,\alpha} - \langle g_{s,\alpha} \rangle &= 0, \\ l_{z,\alpha} \frac{\partial g_{s,\alpha}}{\partial z} + \vec{l}_{\parallel,\alpha} \frac{\partial g_{a,\alpha}}{\partial \vec{\rho}} + g_{a,\alpha} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\alpha = (\uparrow, \downarrow)$ – спиновый индекс, $l_{z,\alpha} = l_\alpha \cos(\theta)$ – проекция спин-зависящей ДСП электрона на ось z , $l_{\parallel,\alpha}^2 = l_\alpha^2 - l_{z,\alpha}^2$. Граничные условия задачи имеют вид [20]:

$$g_{aL,\alpha} = g_{aR,\alpha} = \begin{cases} g_{a,\alpha}, & p_{\parallel} < \min(p_{FL}, p_{FR}), \\ 0, & p_{\parallel} \geq \min(p_{FL}, p_{FR}), \end{cases} \quad (5)$$

$$2R_\alpha g_{a,\alpha} = D_\alpha (g_{sL,\alpha} - g_{sR,\alpha}), \quad (6)$$

где p_{\parallel} – проекция спин-зависимого импульса Ферми $p_{F,\alpha}$ на плоскость контакта, D_α и $R_\alpha = 1 - D_\alpha$ – квантовомеханические коэффициенты прохождения и отражения, зависящие от спина и угла падения ЭП. Соотношения (5) и (6) удовлетворяют условию сохранения продольной компоненты импульса:

$$p_{\parallel} = p_{FL} \sin(\theta_L) = p_{FR} \sin(\theta_R). \quad (7)$$

Систему уравнений (4) удастся решить в смешанном представлении (2) – в координатном по переменной z и импульсном по переменной \mathbf{k} (см., например, [12, 19]). Подставляя (2) в систему уравнений (4), сводим эту систему к одному уравнению второго порядка. Оно имеет два решения при $z < 0$ и $z > 0$. Далее, преобразуя эти решения к удобной форме, получим:

$$f_{sL}(z < 0, \mathbf{k}, \varepsilon) = -g_{aL} + \frac{1}{l_{zL}} \int_{-\infty}^z \exp(-\kappa_L(z - \xi)) \langle f_{sL}(\xi) \rangle_{\theta_L} d\xi, \quad (8)$$

$$f_{sR}(z > 0, \mathbf{k}, \varepsilon) = g_{aR} + \frac{1}{l_{zR}} \int_z^{\infty} \exp(-\kappa_R(\xi - z)) \langle f_{sR}(\xi) \rangle_{\theta_R} d\xi, \quad (9)$$

где $f_s(z, \mathbf{k}, \varepsilon)$ – переопределенная ФГ $f_{sL(R)}(z, \mathbf{k}, \varepsilon) = g_{sL(R)}(z, \mathbf{k}, \varepsilon) - 2 \operatorname{th}(\varepsilon/2T)$, а в показателе экспоненты $\kappa_{L(R)} = [1 - i(\mathbf{k}\mathbf{l}_{\parallel, L(R)})] / l_{zL(R)}$ при специально выбранной здесь системе единиц $k_B = \hbar = 1$. Приведенное решение допускает различие в длинах свободного пробега контактирующих ферромагнетиков (см. (8), (9)) и различие импульсов Ферми (см. (1), (7)). Для получения антисимметричной ФГ g_a в самосогласованном виде усредним решения (8) и (9) по телесному углу в каждом полупространстве:

$$\begin{aligned} \langle f_{sL}(z < 0) \rangle_{\theta_L} &= -\langle g_{aL} \rangle_{\theta_L} + \int_{-\infty}^z \left\langle \frac{\exp(-\kappa_L(z - \xi))}{l_{zL}} \right\rangle_{\theta_L} \langle f_{sL}(\xi) \rangle_{\theta_L} d\xi, \\ \langle f_{sR}(z > 0) \rangle_{\theta_R} &= \langle g_{aR} \rangle_{\theta_R} + \int_z^{\infty} \left\langle \frac{\exp(-\kappa_R(\xi - z))}{l_{zR}} \right\rangle_{\theta_R} \langle f_{sR}(\xi) \rangle_{\theta_R} d\xi. \end{aligned}$$

Вынося за знак интеграла медленно меняющиеся симметричные ФГ $\langle f_{sL}(\xi) \rangle_{\theta_L}$ и $\langle f_{sR}(\xi) \rangle_{\theta_R}$ в точке $\xi = z$, получим линейные уравнения. Эти линейные уравнения приводят к приближенным выражениям для усредненных по углу симметричных ФГ, которые можно выразить одной формулой, используя индекс $i = (L, R)$:

$$\langle f_{si}(z) \rangle_{\theta_i} = \operatorname{sign}(z) \frac{\langle g_{ai} \rangle_{\theta_i}}{1 - \lambda_i}, \quad (10)$$

$$\lambda_i = \int_0^{\infty} \left\langle \frac{e^{-\kappa_i \eta}}{l_{zi}} \right\rangle_{\theta_i} d\eta = \frac{1}{kl_i} \operatorname{arctg}(kl_i). \quad (11)$$

Используя решение (10), можно подставить уравнения (8) и (9) в граничное условие (6) и получить выражение для антисимметричной ФГ в следующем виде:

$$\begin{aligned} 2g_{ai}(z, \mathbf{k}, \varepsilon) &= -2D \left[\operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon}{2T} \right) - \operatorname{th} \left(\frac{\varepsilon - eV}{2T} \right) \right] \gamma_k - \\ &- \frac{\langle g_{aL} \rangle_{\theta_L}}{1 - \lambda_L} \int_0^{\infty} D \frac{\exp(-\kappa_L \eta)}{l_{zL}} d\eta - \frac{\langle g_{aR} \rangle_{\theta_R}}{1 - \lambda_R} \int_0^{\infty} D \frac{\exp(-\kappa_R \eta)}{l_{zR}} d\eta, \quad (12) \end{aligned}$$

где

$$\gamma_k = \int_0^a d\rho \int_0^{2\pi} \rho \exp(i\mathbf{k}\vec{\rho}) d\varphi = \frac{2\pi a}{k} J_1(ka).$$

Предполагая, что антисимметричная $\Phi\Gamma$ g_{ai} в левой части уравнения (12), согласно граничному условию (5), равна как g_{aL} , так и g_{aR} , после поочередного усреднения по телесному углу в соответствующем полупространстве (сначала при $i = L$, а затем при $i = R$) получим систему двух уравнений, решение которой выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle g_{aL} \rangle_{\theta_L} &= -2 \left[\text{th} \left(\frac{\varepsilon}{2T} \right) - \text{th} \left(\frac{\varepsilon - eV}{2T} \right) \right] \gamma_k \times \\ &\times \left\{ \langle D \rangle_{\theta_L} \left[2(1 - \lambda_L)(1 - \lambda_R) + \tilde{\lambda}_2(1 - \lambda_L) \right] - \langle D \rangle_{\theta_R} \tilde{\lambda}_4(1 - \lambda_L) \right\} \Delta^{-1}(k), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \langle g_{aR} \rangle_{\theta_R} &= -2 \left[\text{th} \left(\frac{\varepsilon}{2T} \right) - \text{th} \left(\frac{\varepsilon - eV}{2T} \right) \right] \gamma_k \times \\ &\times \left\{ \langle D \rangle_{\theta_R} \left[2(1 - \lambda_L)(1 - \lambda_R) + \tilde{\lambda}_1(1 - \lambda_R) \right] - \langle D \rangle_{\theta_L} \tilde{\lambda}_3(1 - \lambda_R) \right\} \Delta^{-1}(k), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\Delta(k) = 4(1 - \lambda_L)(1 - \lambda_R) + 2 \left[\tilde{\lambda}_1(1 - \lambda_R) + \tilde{\lambda}_2(1 - \lambda_L) \right] - \tilde{\lambda}_3 \tilde{\lambda}_4 + \tilde{\lambda}_1 \tilde{\lambda}_2,$$

$$\tilde{\lambda}_1 = \int_0^\infty \left\langle D \frac{\exp(-\kappa_L \eta)}{l_{zL}} \right\rangle_{\theta_L} d\eta \equiv \langle I_L \rangle_{\theta_L}, \quad (15)$$

$$\tilde{\lambda}_2 = \langle I_R \rangle_{\theta_R}, \quad (16)$$

$$\tilde{\lambda}_3 = \langle I_L \rangle_{\theta_R}, \quad (17)$$

$$\tilde{\lambda}_4 = \langle I_R \rangle_{\theta_L}. \quad (18)$$

Подставляя решения (13) и (14) в уравнение (12), а затем – в уравнение для плотности тока (1), в котором выберем усреднение по телесному углу левой стороны, и далее интегрируя по энергии ε , находим полный ток I^z через контакт:

$$I^z = \frac{e^2 p_{FL}^2 \pi a^2 V}{\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{J_1^2(ka)}{k} F(k), \quad (19)$$

где

$$F(k) = \langle x_L D \rangle_{\theta_L} - (G_1(k) \langle x_L I_L \rangle_{\theta_L} + G_2(k) \langle x_L I_R \rangle_{\theta_L}),$$

$$G_1 = \left\{ \langle D \rangle_{\theta_L} \left[2(1 - \lambda_R) + \tilde{\lambda}_2 \right] - \langle D \rangle_{\theta_R} \tilde{\lambda}_4 \right\} \Delta^{-1}(\kappa),$$

$$G_2 = \left\{ \langle D \rangle_{\theta_R} \left[2(1 - \lambda_L) + \tilde{\lambda}_1 \right] - \langle D \rangle_{\theta_L} \tilde{\lambda}_3 \right\} \Delta^{-1}(\kappa),$$

$$\langle x_L I_L \rangle_{\theta_L} = \int_0^\infty \left\langle x_L D \frac{\exp(-\kappa_L \eta)}{l_{zL}} \right\rangle_{\theta_L} d\eta, \quad (20)$$

$$\langle x_L I_R \rangle_{\theta_L} = \int_0^\infty \left\langle x_L D \frac{\exp(-\kappa_R \eta)}{l_{zR}} \right\rangle_{\theta_L} d\eta. \quad (21)$$

Здесь $x_L \equiv \cos(\theta_L)$.

Подчеркнем, что ток, определяемый формулой (19), соответствует определенному спиновому каналу. Полный ток через контакт определяется суммой токов для обоих спиновых каналов. Формальное выражение для тока спинового канала с противоположным спином выглядит так же, но со всеми соответствующими ему физическими параметрами.

1.3. Определение величины магнитосопротивления и зависимость его величины от радиуса наноконтакта и длин свободного пробега электронов в контактирующих ферромагнитных металлах. Магнитосопротивление определяется безразмерным отношением

$$MR = (\sigma^P - \sigma^{AP}) / \sigma^{AP}, \quad (22)$$

где полная проводимость $\sigma^{P(AP)} = I^{P(AP)} / V$ контакта равна сумме проводимостей двух спиновых каналов: $\sigma^{P(AP)} = \sigma_{\uparrow}^{P(AP)} + \sigma_{\downarrow}^{P(AP)}$. Для учета конечной длины наноконтакта поместим линейный потенциальный барьер (определяющий наличие ДС) внутрь наноконтакта для AP -ориентации намагниченностей [13, 21–23].

Коэффициент прохождения через линейный потенциальный профиль можно найти из системы уравнений при сшивании электронных волновых функций и их производных в граничных точках барьера (см., например, [21, 24]) и выразить его через нормальные компоненты волновых векторов малой и большой подзон проводимости ферромагнетика $p_m = p_{Fm} \cos(\theta_m)$ и $p_M = p_{FM} \cos(\theta_M)$ соответственно:

$$D^{SL}(x_L, L) = \frac{4p_M p_m t(L)^2 \pi^{-2}}{(p_M \beta - p_m \gamma)^2 + (p_M p_m \alpha + \chi)^2}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \text{Ai}(q_1) \text{Bi}(q_2) - \text{Bi}(q_1) \text{Ai}(q_2), \\ \beta &= t(L) \{ \text{Ai}(q_1) \text{Bi}'(q_2) - \text{Bi}(q_1) \text{Ai}'(q_2) \}, \\ \gamma &= t(L) \{ a \text{Ai}'(q_1) \text{Bi}(q_2) - \text{Bi}'(q_1) \text{Ai}(q_2) \}, \\ \chi &= t(L)^2 \{ \text{Ai}'(q_1) \text{Bi}'(q_2) - \text{Bi}'(q_1) \text{Ai}'(q_2) \}, \end{aligned}$$

где α , β , γ , χ являются комбинациями функций Эйри и их производных $\text{Ai}(x)$, $\text{Ai}'(x)$, $\text{Bi}(x)$, $\text{Bi}'(x)$. Здесь $t(L) = [2mE_{ex}/L]^{1/3}$, где $E_{ex} = (p_{FM}^2 - p_{Fm}^2)/2m$, $q_1 = -p_{FM}^2 L t(L) / 2mE_{ex}$, $q_2 = -p_{Fm}^2 L t(L) / 2mE_{ex}$, L – толщина ДС. Отметим, что обозначение p_m используется для подзоны с меньшим импульсом Ферми, а p_M – для подзоны с большим импульсом Ферми независимо от проекции спина подзоны и стороны контакта. Известное выражение для коэффициента прохождения через ступенчатую доменную стенку $D^{ST}(x_L) = 4p_M p_m / (p_M + p_m)^2$ получается из (23) в пределе при $L \rightarrow 0$.

Для исследования зависимости МС от ДСП сведем все усреднения к интегрированию по углу θ_L с помощью условия (7). Далее введем безразмерные величины, для чего умножим и поделим волновое число k в формуле (19) на одну из ДСП, например на $l_{L\uparrow}$. Тогда проводимость канала запишется через безразмерную переменную $\kappa = kl_{L\uparrow}$:

$$\sigma_{LR\alpha}^{P(AP)} = \frac{e^2 p_{FL\alpha}^2 \pi a^2}{\pi^2} \int_0^\infty d\kappa \frac{J_1^2(\kappa a / l_{L\uparrow})}{\kappa} F_\alpha(\kappa). \quad (24)$$

Формулы (20), (21) могут быть записаны так:

$$\langle x_L I_L \rangle_{\theta_L} = \int_{x_c}^1 dx_L \frac{x_L D_\alpha(x_L)}{\sqrt{1 + (\kappa R_\alpha^L)^2 (1 - x_L^2)}}, \quad (25)$$

$$\langle x_L I_R \rangle_{\theta_L} = \int_{x_c}^1 dx_L \frac{x_L D_\alpha(x_L)}{\sqrt{1 + (\kappa \delta R_\alpha^R / R_{R\uparrow}^L)^2 (1 - x_L^2)}}, \quad (26)$$

а уравнение (11) принимает вид:

$$\lambda_L = \frac{1}{\kappa R_\alpha^L} \operatorname{arctg} (\kappa R_\alpha^L), \quad (27)$$

$$\lambda_R = \frac{1}{\kappa R_\alpha^R / R_{R\uparrow}^L} \operatorname{arctg} (\kappa R_\alpha^R / R_{R\uparrow}^L).$$

Наконец, выражения (15)–(18) приводятся к следующей форме:

$$\tilde{\lambda}_1 = \int_{x_c}^1 dx_L \frac{D_\alpha(x_L)}{\sqrt{1 + (\kappa R_\alpha^L)^2 (1 - x_L^2)}}, \quad (28)$$

$$\tilde{\lambda}_2 = \int_{x_c}^1 dx_L \frac{\delta x_L D_\alpha(x_L)}{\sqrt{x_L^2 \pm x_{cr}^2} \sqrt{1 + (\kappa \delta R_\alpha^R / R_{R\uparrow}^L)^2 (1 - x_L^2)}}, \quad (29)$$

$$\tilde{\lambda}_3 = \int_{x_c}^1 dx_L \frac{\delta x_L D_\alpha(x_L)}{\sqrt{x_L^2 \pm x_{cr}^2} \sqrt{1 + (\kappa R_\alpha^L)^2 (1 - x_L^2)}}, \quad (30)$$

$$\tilde{\lambda}_4 = \int_{x_c}^1 dx_L \frac{D_\alpha(x_L)}{\sqrt{1 + (\kappa \delta R_\alpha^R / R_{R\uparrow}^L)^2 (1 - x_L^2)}}. \quad (31)$$

Здесь $R_\alpha^L = l_{L\alpha} / l_{L\uparrow}$, $R_{R\alpha}^L = l_{L\alpha} / l_{R\alpha}$, $R_\alpha^R = l_{R\alpha} / l_{R\uparrow} = R_\alpha^L R_{R\uparrow}^L / R_{R\alpha}^L$.

Из условия (7) вытекает следующее: если $p_{FL} < p_{FR}$, то $x_c = 0$, $x_{cr} = \sqrt{(1 - \delta^2) / \delta^2}$, где $\delta = p_{FL} / p_{FR}$, и под корнем $\sqrt{x_L^2 \pm x_{cr}^2}$ необходимо брать верхний знак. Если же $p_{FL} > p_{FR}$, то $x_c = x_{cr}$, $x_{cr} = \sqrt{1 - (\delta)^{-2}}$, под корнем $\sqrt{x_L^2 \pm x_{cr}^2}$ берется нижний знак.

Выбор параметров R_α^L , R_α^R , $R_{R\alpha}^L$, которые характеризуют соотношения между спин-зависящими длинами свободного пробега, необходимо пояснить более детально. Величины R_α^L и R_α^R определяют спиновую асимметрию объемных длин свободного пробега для левой и правой сторон соответственно. Если спиновый индекс α равен спиновому индексу длины свободного пробега, использованной для нормирования ($\alpha = \uparrow$ в случае $l_{L\uparrow}$), то $R_\uparrow^L = R_\uparrow^R = 1$. Для противоположной проекции спина параметры $R_\downarrow^L = l_{L\downarrow} / l_{L\uparrow}$ и $R_\downarrow^R = l_{R\downarrow} / l_{R\uparrow}$ являются параметрами вещества, которые могут быть связаны с коэффициентом

$$\beta = \frac{\rho_\downarrow - \rho_\uparrow}{\rho_\downarrow + \rho_\uparrow} = \frac{1 - \sigma_\downarrow / \sigma_\uparrow}{1 + \sigma_\downarrow / \sigma_\uparrow}$$

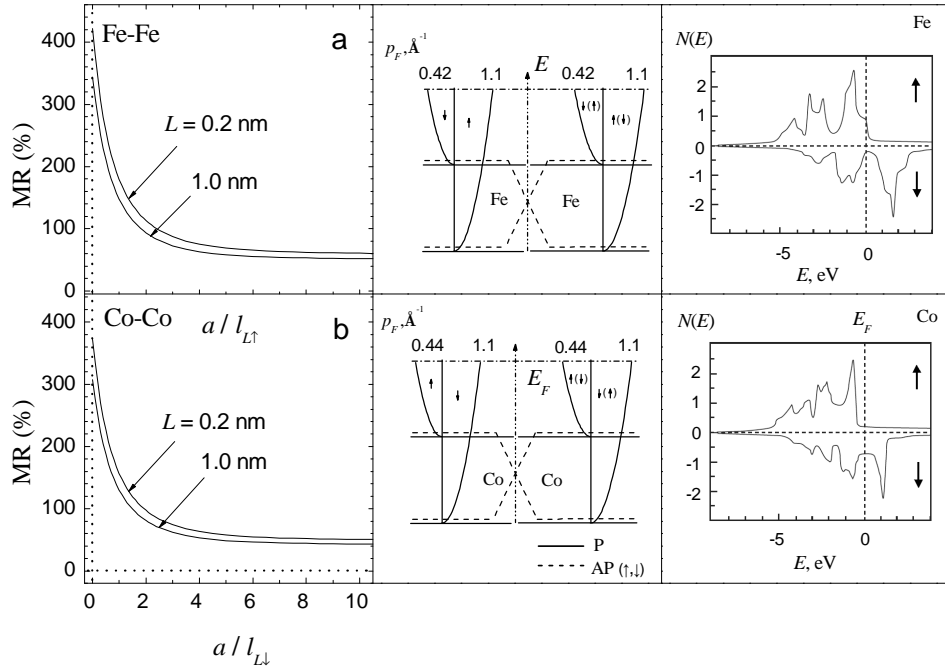


Рис. 1. Зависимость МС от размера гомоконтакта при разной толщине доменной стенки L : а) $R_{\downarrow}^L = 2.0$, $R_{R\uparrow}^L = 1.0$, $R_{\uparrow}^R = 2.0$; б) $R_{\downarrow}^L = 0.5$, $R_{R\uparrow}^L = 1.0$, $R_{\uparrow}^R = 0.5$. Справа показаны зависимости плотности состояний соответствующих металлов от энергии

спиновой асимметрии удельного объемного сопротивления [25] следующим образом:

$$\beta_{L(R)} = \frac{1 - \delta_{L(R)}^2 R_{\downarrow}^{L(R)}}{1 + \delta_{L(R)}^2 R_{\downarrow}^{L(R)}}, \quad (32)$$

так как $\sigma_{\alpha} \sim p_{F\alpha}^2 l_{\alpha}$. В выражении (32) $\delta_{L(R)} = p_{FL(R)\downarrow} / p_{FL(R)\uparrow}$ характеризует спиновую поляризацию зоны проводимости ферромагнитного металла слева (справа) от контакта.

Введение параметров в виде отношения длин свободного пробега и явная запись спинового индекса немного усложняют выражения (24)–(31), но это избавляет от повторного написания выражений для четырех проводимостей спиновых каналов. Для демонстрации этого выпишем комбинации, появляющиеся в уравнениях (24)–(31) для этих четырех случаев:

$$\alpha = \uparrow, \quad \begin{cases} \kappa R_{\uparrow}^L = \kappa l_{L\uparrow}, \\ \kappa R_{\uparrow}^R / R_{R\uparrow}^L = \kappa l_{L\uparrow} (l_{R\uparrow} / l_{L\uparrow}) = \kappa l_{R\uparrow}; \end{cases}$$

$$\alpha = \downarrow, \quad \begin{cases} \kappa R_{\downarrow}^L = \kappa l_{L\uparrow} (l_{L\downarrow} / l_{L\uparrow}) = \kappa l_{L\downarrow}, \\ \kappa R_{\downarrow}^R / R_{R\uparrow}^L = \kappa l_{L\uparrow} (l_{R\downarrow} / l_{R\uparrow}) (l_{R\uparrow} / l_{L\uparrow}) = \kappa l_{R\downarrow}. \end{cases}$$

В простой параболической зонной структуре, используемой в работе, гетероконтакты могут быть классифицированы по взаимному положению дна зоны проводимости ферромагнитных металлов при параллельной ориентации их намагниченностей. Кроме однородного контакта (гомоконтакта) с $p_{FL\downarrow(\uparrow)} = p_{FR\downarrow(\uparrow)}$

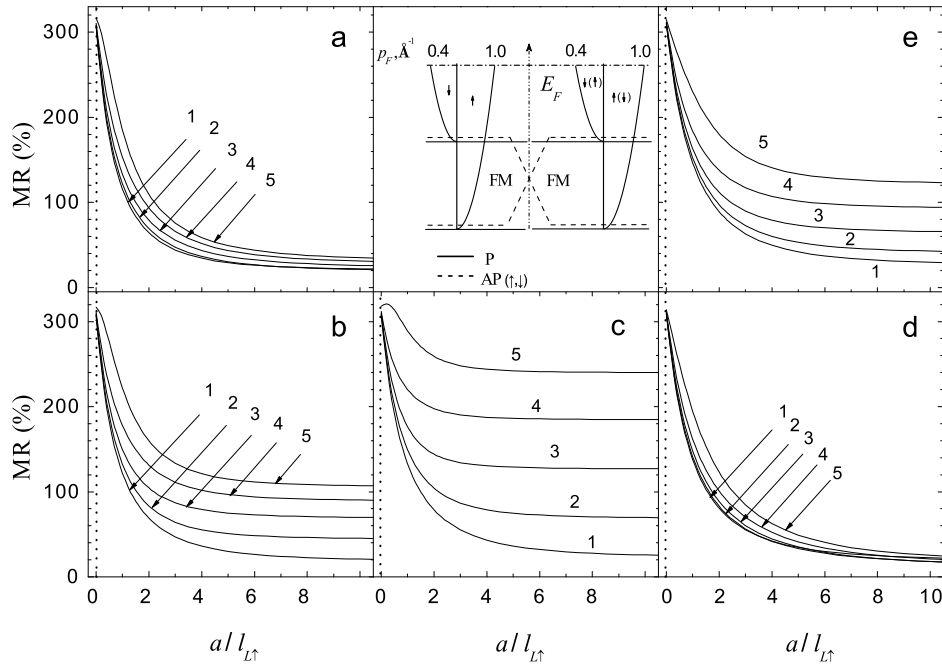


Рис. 2. Зависимость МС от размера гомоконтакта ($p_m/p_M = 0.4$) для различных значений параметров длин свободного пробега: Кривым 1–5 соответствует $R_{\downarrow}^L = 5.0, 2.0, 1.0, 0.5$ и 0.2 ; а) $R_{\downarrow}^L = 5.0, R_{\uparrow}^L = 1.0$; б) $R_{\downarrow}^L = 2.0, R_{\uparrow}^L = 1.0$; в) $R_{\downarrow}^L = 1.0, R_{\uparrow}^L = 1.0$; д) $R_{\downarrow}^L = 5.0, R_{\uparrow}^L = 0.5$; е) $R_{\downarrow}^L = 2.0, R_{\uparrow}^L = 0.5$. Для всех кривых $l_{L\uparrow} = 3$ нм, $L = 1.0$ нм

(рис. 1, 2), можно выделить три типа гетероконтактов: в первом импульсы Ферми $p_{FL\uparrow}, p_{FL\downarrow} < p_{FR\uparrow}, p_{FR\downarrow}$ (см. рис. 3), во втором – $p_{FL\downarrow} < p_{FR\downarrow} < p_{FL\uparrow} < p_{FR\uparrow}$ (см. рис. 4) и в третьем – $p_{FL\downarrow} < p_{FR\uparrow(\downarrow)}, p_{FL\uparrow} > p_{FR\uparrow(\downarrow)}$ (см. рис. 5).

На рис. 1 представлены зависимости МС кобальта и железа от размера контакта и ширины ДС L . Параметры кобальта близки к параметрам железа ($p_{F\downarrow} = 0.42 \text{ \AA}^{-1}$ и $p_{F\uparrow} = 1.1 \text{ \AA}^{-1}$, см., например, [26, 28]), но Со отличается от Fe обратной спиновой поляризацией спиновых подзон, что подтверждается расчетами и измерениями плотности состояний (см. рис. 1, третье окно справа). В работе [12] приведены зависимости МС гомоконтактов с резкой ДС для разных отношений p_m/p_M при $l_{\downarrow}/l_{\uparrow} = 2$. На рис. 1, б представлена одна из таких зависимостей для $p_{Fm}/p_{FM} = 0.4$. При $L = 0.2$ нм ДС можно считать резкой, но при $L = 1.0$ нм ДС становится протяженной, и, как видно из рис. 1, а, б и рис. 5, е, с увеличением толщины ДС магнитосопротивление падает. Экспериментальные значения баллистического МС в наноконтактах Со–Со [2, 9] порядка 225% неплохо согласуются с вычисленными значениями в 225–280%, представленными на рис. 1, б.

Известно [26, 27], что малая примесь 3d-, 4d- или 4f-ионов в железе приводит к значительному усилению спиновой асимметрии рассеяния ЭП, в то время как импульсы Ферми спиновых подзон практически не меняются. Таким образом, рассматривая гомоконтакт, можно независимо варьировать спин-зависящие ДСП сторон контакта в широких пределах, предполагая добавление различных примесей в каждую из сторон контакта. Результаты таких вычислений показаны на рис. 2, а–е, где кривая, отмеченная цифрой 2 на рис. 2, б, соответствует кривой рис. 1, а (Fe–Fe) при $L = 1$ нм.

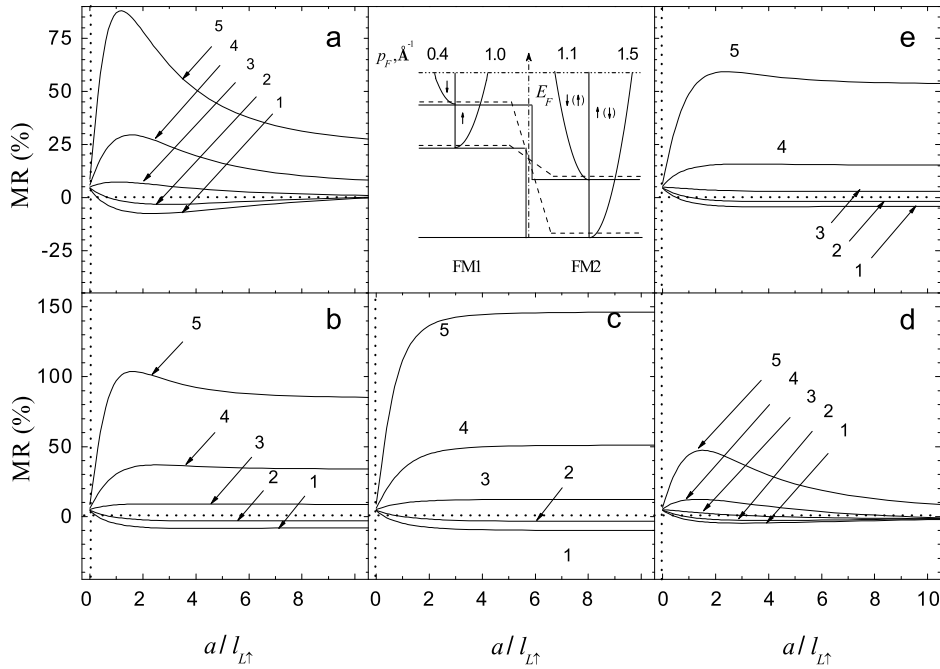


Рис. 3. Зависимость МС от размера гетероконтакта первого типа ($p_{FL\uparrow}, p_{FL\downarrow} < p_{FR\uparrow}, p_{FR\downarrow}$) с $\delta_L = 0.4$, $\delta_R = 0.8$. Отношения длин свободного пробега аналогичны параметрам для гомоконтакта: а) $R_{\uparrow}^L = 5.0$, $R_{R\uparrow}^L = 1.0$; б) $R_{\uparrow}^L = 2.0$, $R_{R\uparrow}^L = 1.0$; в) $R_{\uparrow}^L = 1.0$, $R_{R\uparrow}^L = 1.0$, д) $R_{\uparrow}^L = 5.0$, $R_{R\uparrow}^L = 0.5$; е) $R_{\uparrow}^L = 2.0$, $R_{R\uparrow}^L = 0.5$. Кривым 1–5 соответствует параметр $R_{\uparrow}^R = 5.0, 2.0, 1.0, 0.5$ и 0.2

Обычно зависимость МС характеризуется монотонным резким спадом при увеличении радиуса a контакта (например, рис. 2, а, 4, а – кривые 1–3, толщина ДС взята равной $L = 1$ нм). Однако вычисления приводят и к другой зависимости МС, а именно к более медленному спаду МС с ростом радиуса a при $2a > l_{L\uparrow}$ (рис. 4, а, б – кривые 4, 5) или даже к росту (рис. 3, е – кривые 4, 5). Это связано с особенностями параметров спиновой асимметрии в случае, когда отношение длин свободного пробега спиновых подзон слева меняется на обратное справа. Таким образом, при P -намагниченностях будет сильное рассогласование ДСП слева и справа, тогда как при AP оно будет меньше либо его не будет совсем.

Отметим, что кривая МС может быть немонотонной и иметь пик (например, кривые 5 на рис. 3, а, е и рис. 4, а, б, д) или прогиб (кривые 1 на рис. 3, а, д), достигающие своего экстремума при $a \sim l_{L\uparrow}$. Такое поведение магнитосопротивления связано с возможным смешанным характером проводимости спиновых каналов, диффузным ($a/l_{R\downarrow} \gg 1$) режимом проводимости в одном спиновом канале, но все еще баллистическим ($a/l_{L\downarrow} \ll 1$) в другом. В случае образования пика (при положительном МС $\sigma^P > \sigma^{AP}$) в интервале $0 < a < l_{L\uparrow}$ с увеличением a величина проводимости σ^P растет быстрее, чем σ^{AP} , но при $a > l_{L\uparrow}$ ситуация меняется: теперь скорость увеличения σ^{AP} превышает σ^P . В случае прогиба (при отрицательном МС $\sigma^P < \sigma^{AP}$) ситуация меняется на обратную.

Представленные на рис. 3 зависимости с отрицательным МС не являются необычными (см., например, [30, 31]). Однако абсолютные значения МС этого типа контакта сравнительно малы и недостаточны, чтобы рассчитывать на его применение в реальных устройствах.

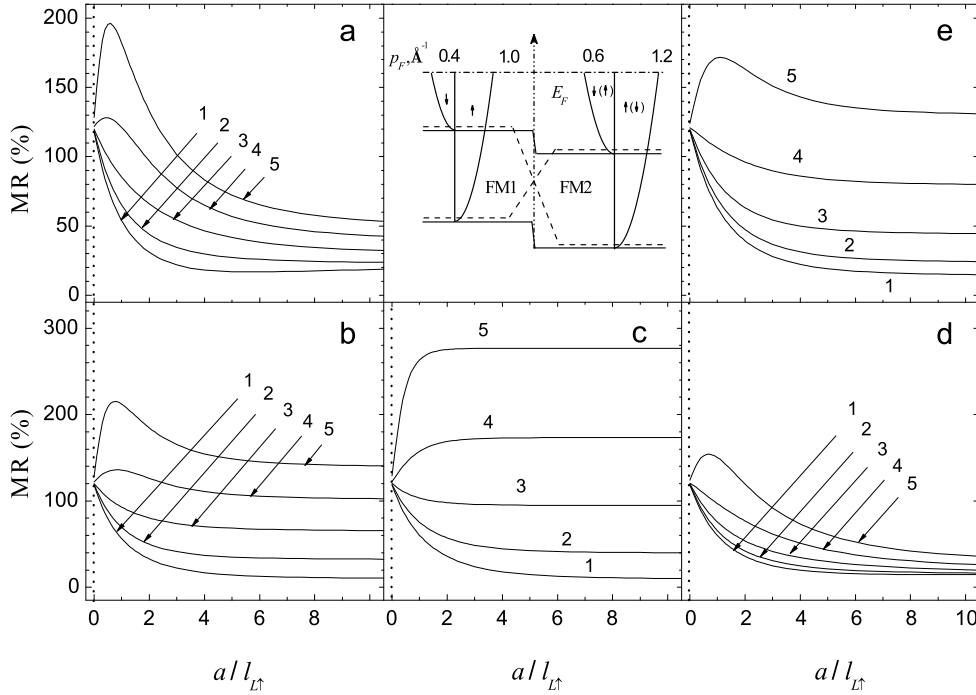


Рис. 4. Зависимость МС от размера гетероконтакта ($p_{FL\downarrow} < p_{FR\downarrow} < p_{FL\uparrow} < p_{FR\uparrow}$) с $\delta_L = 0.4$, $\delta_R = 0.5$. Нумерация кривых и значения параметров длин свободного пробега аналогичны использованным на рис. 3

Как видно из рис. 4, гетероконтакт второго типа обладает магнитосопротивлением (22), которое является положительным при всех значениях параметров, причем МС в баллистическом пределе ($a/l_{L\uparrow} \ll 1$) здесь намного выше (100–250%), чем для гетероконтакта первого типа. При переходе от баллистического режима к диффузному МС может уменьшиться более чем в семь раз.

Заметим, что для всех типов контактов возможен подбор параметров, при которых величина МС практически не зависит от размеров контакта.

Результаты расчетов МС для гетероконтакта последнего типа представлены на рис. 5. На рис. 5, *e* приведена зависимость МС от размера гетероконтакта с использованием физических параметров, максимально адаптированных к гетероконтактам мюметалл–Ni. Для мюметалла и никеля схема спиновых подзон взята как у контакта Co–Co (рис. 1, *b*), с обратной спиновой поляризацией зоны проводимости по отношению к предыдущим окнам рис. 5, *a–d*. Минимальная из длин пробега $l_{L\downarrow} = 0.6$ нм, импульсы Ферми для электронов в мюметалле: $p_{L\uparrow} = 0.61$, $p_{L\downarrow} = 1.1 \text{ \AA}^{-1}$; в никеле: $p_{R\uparrow} = 0.65$, $p_{R\downarrow} = 1.08 \text{ \AA}^{-1}$. Теоретические результаты можно сопоставить с экспериментальными данными по наноконтактам мюметалл–Ni [9, 32]. Для мюметалла ($\text{Ni}_{77}\text{Fe}_{14}\text{Cu}_5\text{Mo}_4$) мы взяли параметры близкого по составу сплава – пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Длины свободного пробега, величины импульсов Ферми для разных подзон $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ и Ni были выбраны, исходя из экспериментальных данных работ [17, 33, 34]: $l_{L\downarrow} = 0.6$, $l_{L\uparrow} = 4.6$, $l_{R\downarrow} = 4.5$, $l_{R\uparrow} = 6.0$ нм. Данный выбор соответствует гетероконтакту третьего типа (рис. 5). Величина МС в баллистическом режиме лежит в пределах 75–100% ($L = 0.1–5.0$ нм), что удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями 78–132%, приведенными в табл. 1 работ [9, 32], и с рис. 2 в работе [9].

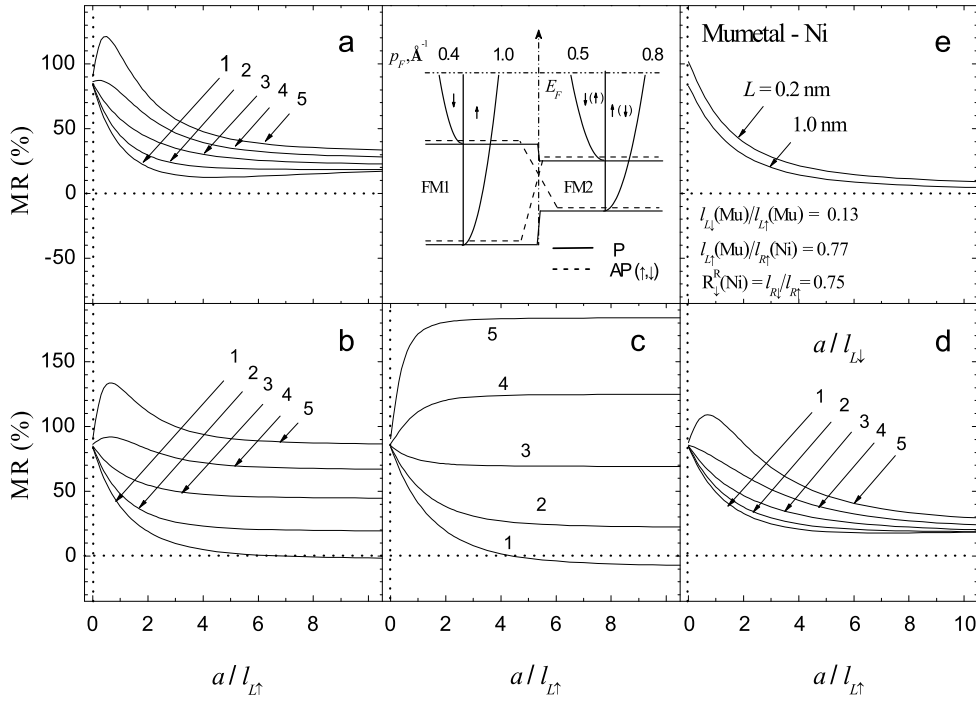


Рис. 5. Зависимость МС от размера гетероконтакта ($p_{FL\downarrow} < p_{FR\uparrow(\downarrow)}$, $p_{FL\downarrow} > p_{FR\uparrow(\downarrow)}$) с $\delta_L = 0.4$, $\delta_R = 0.63$. Нумерация кривых и значения параметров такие же, как на рис. 3, за исключением (e)

Итак, подытожим результаты. В этом разделе приведены исследования зависимости МС от спиновой поляризации зоны проводимости, средних длин свободного пробега электронов, толщины ДС и спиновой асимметрии параметров спиновых подзон проводимости контактирующих магнитных материалов. В большинстве случаев МС монотонно уменьшается с увеличением поперечного сечения контакта. При определенных комбинациях значений параметров возможно отрицательное МС (22) как в баллистическом, так и диффузном режимах проводимости. Для некоторых случаев с большим различием длин свободного пробега спиновых подзон вычисленное МС проявляет немонотонное поведение в области, где диаметр контакта становится сравнимым со средней длиной свободного пробега электронов одной из подзон. Это можно связать с тем, что при большой разнице в длинах свободного пробега электронов в спиновых подзонах проводимость может иметь смешанный характер: баллистический в одном канале проводимости и диффузный – в другом. При увеличении размера наноконтакта баллистический канал становится диффузным, что существенно влияет на магнитосопротивление наноконтакта. Величина баллистического МС для однородных контактов (например, Co–Co, Ni–Ni) намного превышает значения МС гетероконтактов, зато при определенных значениях ДСП в гетероконтактах можно добиться практически постоянного значения МС независимо от режима проводимости. Реализация такого случая позволяет смягчить требование нанометрового размера контакта, необходимого для достижения полностью баллистического режима проводимости.

1.4. Туннельное магнитосопротивление в наноконтактах. Туннельное магнитосопротивление в слоистых структурах было исследовано в целом ряде ра-

бот [24, 35–42], которые отличаются набором параметров потенциального барьера и подходами к расчету зависимостей ТМС от прикладываемого напряжения. В данной работе делается расчет ТМС точечных ферромагнитных контактов на основе развитой выше квазиклассической теории расчета проводимости ферромагнитных гетероконтактов.

В случае туннельного контакта вместо ДС появляется потенциальный барьер оксидной прослойки. Как обычно предполагается сохранение ориентации спина электрона при его прохождении сквозь туннельный барьер. Барьер имеет трапециевидальный профиль (см. рис. 6, *c*) с толщиной L и высотой Φ_0 (от дна зоны проводимости) при $z = 0$. При $\Phi_0 = 0$ потенциальный профиль совпадает с линейным, моделирующим ДС в случае ферромагнитных гетероконтактов. Формула для туннельного коэффициента прохождения совпадает с формулой (23), но величины, стоящие в аргументах функций Эйри, будут другими:

$$\begin{aligned} q_1 &= -(E_z - \Phi_0) / t(L)^2, \\ q_2 &= -(E_z - \Phi_0 + eV) / t(L)^2, \\ \Phi_0 &= \begin{cases} V_B + E_z + E_{ex}/2, & \delta \leq 1, \\ \Phi_0 = V_B + E_z - E_{ex}/2, & \delta > 1, \end{cases} \end{aligned}$$

где V_B – высота барьера над уровнем Ферми, $t(L) = [eV/L]^{1/3}$, $V = V_0 + V_a$ является суммой напряжения нулевого смещения V_0 и внешнего V_a . Напряжение нулевого смещения V_0 – это разность потенциалов, возникающая на контакте двух разнородных металлов при отсутствии внешнего приложенного напряжения V_a . В случае $\delta > 1$ электрон туннелирует из большей спиновой подзоны слева в правую малую (при $\delta \leq 1$ – наоборот). $E_{ex} = (p_{FM}^2 - p_{Fm}^2) / 2m$ – это разность между дном зоны проводимости левой стороны контакта и дном зоны проводимости правой, $E_z = (p_{FL}^2 + p_{FR}^2) / 4m$. С увеличением напряжения меняется значение импульса Ферми электрона, прошедшего в правую сторону контакта:

$$\begin{aligned} p_{FM R} &= \sqrt{2m(E_z + E_{ex}/2 + eV_a)}, \\ p_{Fm R} &= \sqrt{2m(E_z - E_{ex}/2 + eV_a)}. \end{aligned}$$

На рис. 6, *a*, *b* представлена зависимость ТМС контакта от внешнего напряжения ($p_{L(R)\uparrow} = 1.1 \text{ \AA}^{-1}$ и $p_{L(R)\downarrow} = 0.8 \text{ \AA}^{-1}$). Ширина туннельного барьера специально берется равной 1–2 нм, так как при толщине 5 нм, как правило, регистрируемый в экспериментах туннельный ток ничтожно мал. С ростом напряжения параметр спиновой асимметрии изменяется: $\delta_R \rightarrow 1$, что приводит к уменьшению амплитуды осцилляций туннельного МС. В теоретических работах [24, 41, 42] приводятся аналогичные зависимости ТМС от приложенного напряжения в планарных структурах, причем величина максимального значения ТМС не превышает 50%. Однако характерные значения ТМС пленочных структур, измеренные в экспериментах, могут достигать сотни процентов и более, например, в Fe/MgO/Fe [36, 37]. Такое большое значение ТМС в подобных магнитных туннельных контактах было предсказано в теоретических работах [38, 39], где оно объяснялось симметрией блоховских функций в ферромагнитных электродах и комплексной зонной структурой диэлектрика. Развитая нами квазиклассическая теория дает сопоставимые значения МС без обращения к тонким деталям согласования симметрии и перекрытия волновых функций электродов и барьера, как это необходимо для планарных контактов [38, 39, 42]. Вычисленное нами ТМС в точечных наноконтактах при типичных параметрах для Fe и диэлектриков Al_2O_3 и MgO может достигать 130%

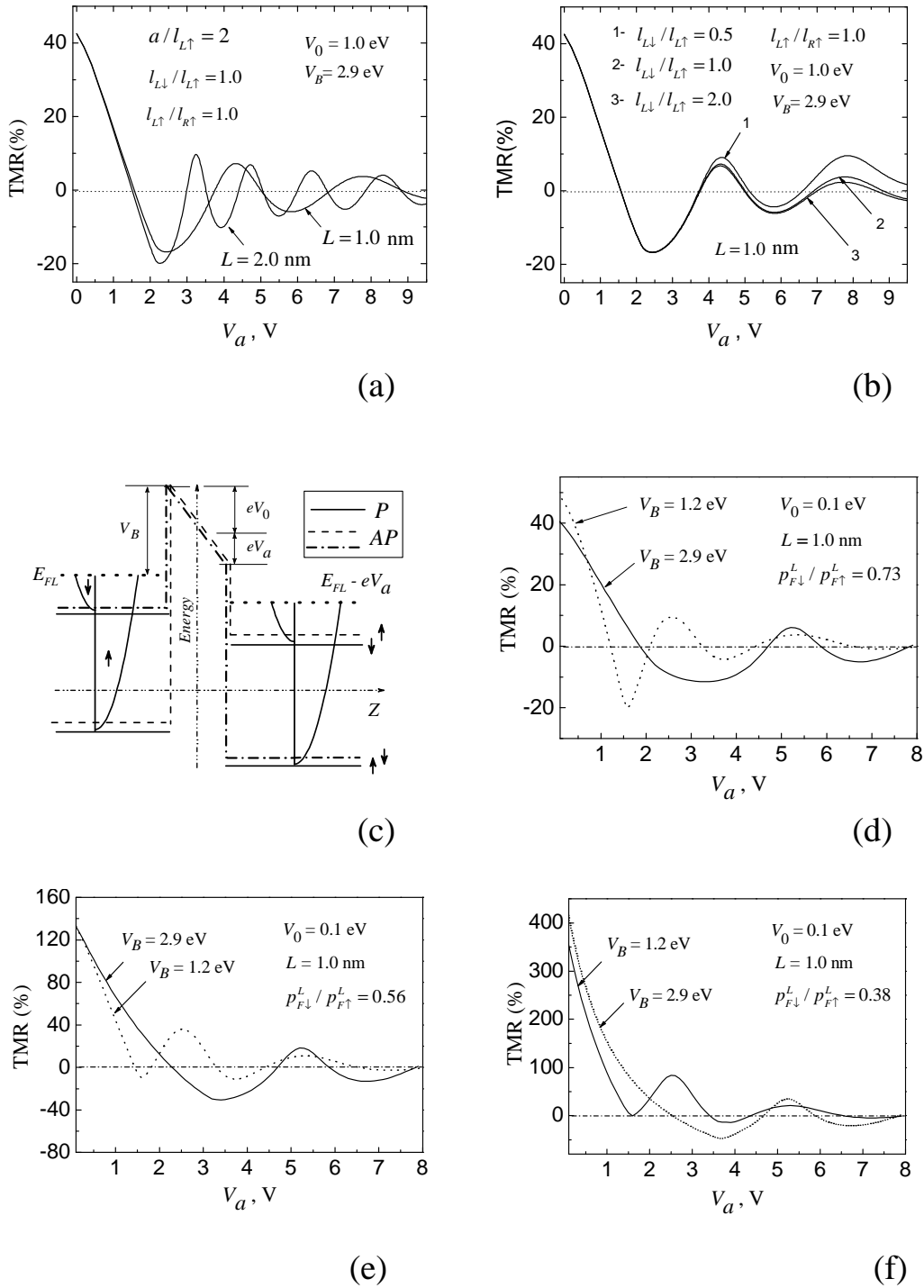


Рис. 6. Зависимость ТМС точечного туннельного контакта от внешнего смещения для различных значений: а) толщин барьера; б) параметров длин пробегов; д)–ф) степени спиновой поляризации; с) энергетическая диаграмма туннельного барьера)

и 480% (рис. 6, *e, f*). Сопоставляя рассчитанные зависимости ТМС точечных наноконтактов (рис. 6, *f*) с экспериментальными данными для планарных структур, взятых, например, из работы [43], можно заметить большую схожесть как по величине МС, так и по форме кривой зависимости ТМС от приложенного напряжения.

Итак, в этом разделе показано, что туннельное магнитосопротивление в наноконтактах может быть таким же большим, как магнитосопротивление эпитаксиально-планарных туннельных структур, выращенных с согласованием зонных структур электродов и барьера.

2. Квантованная проводимость с переворотом спина.

Ограничение величины баллистического магнитосопротивления

2.1. Введение. Теория проводимости магнитных наноконтактов включает как квазиклассический подход, так и квантовомеханический, который с учетом ограниченности геометрических размеров дает выражение для квантованной проводимости или кондактанса [11, 12, 21]. Исследования показали [2, 10], что величина баллистического МС в квазиклассическом приближении может легко достичь несколько сотен процентов при сильной поляризации зон проводимости ферромагнитных металлов. В режиме квантования проводимости баллистическое МС квантового точечного контакта испытывает дальнейшее увеличение на нескольких первых открытых каналах проводимости для параллельной ориентации намагниченностей в однодоменных металлах [11, 12].

В статьях [10, 21, 44, 45] рассматривался режим квантования проводимости через точечный контакт и была вычислена проводимость для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей контактирующих магнитных доменов. Если при параллельной ориентации намагниченностей открыт один спиновый канал проводимости, то при антипараллельной ориентации намагниченностей проводимость наноконтакта равна нулю из-за квантования. В этом случае баллистическое МС неограниченно возрастает, поскольку проводимость при антипараллельной ориентации входит в знаменатель определения магнитосопротивления (формула (22)). Этот эффект управления величиной МС магнитного точечного контакта был назван режимом квантового спинового клапана [21]. Ясно, однако, что любой процесс переворота спина при прохождении электрона через нанокontakt разрушает блокаду антипараллельного кондактанса посредством квантования. В этом случае МС становится ограниченным.

Для доказательства этого вычислим квантованную проводимость для P - и AP -ориентаций намагниченностей магнитных доменов между двумя одинаковыми ферромагнетиками (то есть рассмотрим гомокontakt в режиме квантованной проводимости). При этом учтем частичное отслеживание электроном проводимости профиля ДС, что является источником переворота его спина.

2.2. Модель и решение задачи в однородном потенциале. Рассмотрим нанокontakt квадратного сечения из двух одинаковых ферромагнетиков, разделенных ДС. Направление намагниченностей ферромагнитных доменов параллельно оси z , а ДС расположена в начале декартовой системы координат. Вращение вектора намагниченности в стенке происходит вокруг оси y , перпендикулярной вектору намагниченности в ферромагнетиках. Этот случай соответствует неелевской ДС. Намагниченность с левой стороны стенки антипараллельна оси z , далее она поворачивается в плоскости (x, z) , проходя через ДС и становясь параллельной оси z . Положение вектора намагниченности можно задать с помощью угла φ между этим вектором и осью z . Угол φ изменяется от π при $z \rightarrow -\infty$, через $\pi/2$

для $z = 0$ и до нуля при $z \rightarrow +\infty$. Функциональная зависимость вектора магнитной индукции $\mathbf{B}(z)$ от z для 180-градусной стенки хорошо известна [46]. В нашей модели эта зависимость имеет вид

$$\mathbf{B}(z) = B_0 \left(\operatorname{sech} \left(\frac{z}{\lambda} \right), 0, \operatorname{th} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \right), \quad (33)$$

где λ – произвольный параметр, соответствующий половине толщины ДС ($L = 2\lambda$).

Вид функциональной зависимости изменения намагниченности (33) в наноконтакте позволяет разделить гамильтониан задачи на поперечную и продольную части. Движение электронов в поперечном направлении ДС ограничено, поэтому квантование закона дисперсии приводит к квантованию каналов проводимости с квантовыми числами n_x и n_y . Следовательно, энергия продольного движения электрона проводимости зависит от квантовых чисел n_x и n_y поперечного движения следующим образом:

$$E_{\parallel} = E_{n_x, n_y} = E_F - \frac{\hbar^2}{2m} \left(\left(\frac{\pi n_x}{W} \right)^2 + \left(\frac{\pi n_y}{W} \right)^2 \right), \quad (34)$$

где W – сторона квадратного сечения области контакта. Запишем эффективный гамильтониан задачи в виде

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} - \mu_B \mathbf{B}(z) \vec{\sigma}, \quad (35)$$

где μ_B – магнетон Бора, $\vec{\sigma}$ – вектор спиновых матриц Паули, $\mathbf{B}(z)$ – вектор магнитной индукции, определяемый направлением локальной намагниченности, обусловленной d -электронами.

Подставляя (33) в (35), получим гамильтониан, впервые предложенный в работе Кабреры и Фаликова [47]:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} - V_0 \operatorname{th} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \sigma_z - V_0 \operatorname{sech} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \sigma_x, \quad (36)$$

где $V_0 = \mu_B B_0$ – обменный потенциал. Второе слагаемое в (36) сохраняет направление спина электрона проводимости, а третье слагаемое делает возможным его переворот.

Этот гамильтониан аналогичен гамильтониану, проанализированному в работе Наканиши и Накамуры [48]. Для вычисления волновых функций гамильтониан был преобразован ими таким образом, чтобы можно было применить теорию возмущений, а именно: добавлен и вычтен ступенчатый потенциал, сохраняющий направление спина электрона проводимости без изменения при переходе его из одной спиновой подзоны магнитной области (например, находящейся слева от ДС) в другую спиновую подзону (находящуюся справа). В этом случае за возмущение принималась разность между потенциалом взаимодействия электронного спина с изменением намагниченности ДС и ступенчатым потенциалом. Такая специальная теория возмущений, адаптированная к теории рассеяния, позволила авторам работы [48] исследовать процессы переворота спина при прохождении очень тонкой доменной стенки, порядка 20.0 \AA при небольшом значении обменной энергии $V_0 = 0.001 \text{ eV}$. Мы усовершенствовали подход, предложенный в [48], и довели расчет до магнитосопротивления.

Для того чтобы вычислить вероятности прохождения $t_{\sigma}(E_{\parallel})$ для электрона, двигающегося из $z \rightarrow -\infty$ в $z \rightarrow +\infty$ с энергией E_{\parallel} через ДС, необходимо решить одномерное уравнение Шрёдингера

$$H\Psi_{\sigma}(z) = E_{\parallel}\Psi_{\sigma}(z), \quad (37)$$

где решение $\Psi_\sigma(z)$ является двухкомпонентным спинором вида

$$\Psi_\sigma(z) = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow\sigma}(z) \\ \psi_{\downarrow\sigma}(z) \end{pmatrix}.$$

Здесь первый индекс у волновых функций в виде стрелки можно отнести к соответствующим спиновым подзонам в контактирующих ферромагнитных металлах, а второй индекс $\sigma = \uparrow, \downarrow$ относится к спину электрона проводимости. Уравнение Шрёдингера (37) с гамильтонианом (36) сводится к системе связанных дифференциальных уравнений для компонент спинора:

$$\begin{aligned} -\frac{d^2}{dz^2}\psi_{\uparrow\sigma} - \frac{2m}{\hbar^2} \left[E_{\parallel} + V_0 \operatorname{th} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \right] \psi_{\uparrow\sigma} &= \frac{2mV_0}{\hbar^2} \operatorname{sech} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \psi_{\downarrow\sigma}, \\ -\frac{d^2}{dz^2}\psi_{\downarrow\sigma} - \frac{2m}{\hbar^2} \left[E_{\parallel} - V_0 \operatorname{th} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \right] \psi_{\downarrow\sigma} &= \frac{2mV_0}{\hbar^2} \operatorname{sech} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \psi_{\uparrow\sigma}. \end{aligned} \quad (38)$$

Для экстремального случая, то есть при ступенчатом повороте намагниченности в ДС, гиперболический тангенс $\operatorname{th}(z/\lambda)$ в (38) резко изменяется от -1 до $+1$, а правые части исчезают. Тогда уравнения со спинами вверх и вниз становятся независимыми и соответствуют следующему гамильтониану

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + U_0(z)\sigma_z \quad (39)$$

со ступенчатым потенциалом $U_0(z) \equiv -V_0 \{\theta(z) - \theta(-z)\}$, где $\theta(z)$ – единичная функция. Именно такой ступенчатый потенциал был использован в работе [48]. Однако при конечной ширине ДС гиперболический тангенс разумно заменить линейной функций в пределах ДС. Тогда второе слагаемое в гамильтониане (39) можно взять в виде наклонного потенциала:

$$U_0(z) \equiv \begin{cases} -V_0, & z < -b, \\ \frac{V_0 z}{b}, & -b \leq z \leq b, \\ V_0, & z > b, \end{cases} \quad (40)$$

где величина b обозначает половину протяженности наклонной части потенциала. Величину b можно связать с толщиной ДС: $b = 2\lambda \ln(2)$. Эта связь находится с помощью минимизации площади между кривой гиперболического тангенса и ломаной линией наклонного потенциала.

Уравнение движения

$$H_0\Phi_\sigma(z) = E_{\parallel}\Phi_\sigma(z) \quad (41)$$

для электрона проводимости в наклонном потенциале (40) без переворота спина можно решить точно и принять его за нулевое приближение. Функции $\Phi_\sigma(z)$ для двух направлений спина можно записать в виде компонент спинора:

$$\Phi_{\uparrow}(z) = \begin{pmatrix} \varphi_{r\uparrow}^+(z) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_{\downarrow}(z) = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_{r\downarrow}^+(z) \end{pmatrix}, \quad (42)$$

где индекс $r = \{L, W, R\}$ обозначает область решения на оси z . Волновые функции нулевого приближения слева $r = L$ от ДС, внутри стенки $r = W$, и справа $r = R$

от нее, имеют вид

$$\varphi_{r\sigma}^+(z) \equiv \begin{cases} \varphi_{L\sigma}^+(z) = e^{ik_{L\sigma}z} + R_{0\sigma}^+ e^{-ik_{L\sigma}z}, & z < -b, \\ \varphi_{W\sigma}^+(z) = B_{\sigma}^+ \text{Ai} \left[\gamma^{2/3} \left(-\sigma \frac{z}{b} - \frac{E_{\parallel}}{V_0} \right) \right] + \\ \quad + A_{\sigma}^+ \text{Bi} \left[\gamma^{2/3} \left(-\sigma \frac{z}{b} - \frac{E_{\parallel}}{V_0} \right) \right], & -b < z < b, \\ \varphi_{R\sigma}^+(z) = T_{0\sigma}^+ e^{ik_{R\sigma}z}, & z > +b, \end{cases} \quad (43)$$

где знак плюс указывает на то, что электрон движется в положительном направлении оси z ; Ai и Bi – обычные функции Эйри, являющиеся решением однородного уравнения Шрёдингера; γ – безразмерный параметр, определяемый выражением

$$\gamma = \left(\frac{2mV_0b^2}{\hbar^2} \right)^{1/2}. \quad (44)$$

В (43) волновой вектор

$$k_{L\sigma} = k_{R-\sigma} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_{\parallel} - \sigma V_0)} \quad (45)$$

определяется тем, с какой стороны ДС и в какой спиновой подзоне движется электрон. Так, например, для электрона, двигающегося слева от стенки и в спиновой подзоне меньшинства электронов со спином вверх $\sigma = \uparrow = +1$, а для электрона, находящегося справа от стенки и в спиновой подзоне большинства электронов со спином вниз $\sigma = \downarrow = -1$. Аналогичные значения σ в зависимости от направления спина $\sigma = \uparrow, \downarrow$ будут стоять и в аргументах функций Эйри (43). Коэффициенты отражения $R_{0\sigma}^+$ и прохождения $T_{0\sigma}^+$ электрона, а также коэффициенты при функциях Эйри $A_{0\sigma}^+$ и $B_{0\sigma}^+$ для каждого направления спина определяются, как обычно, из условия непрерывности функций $\varphi_{r\sigma}^+(z)$ и их производных $d\varphi_{r\sigma}^+/dz$ в точках $z = \pm b$.

2.3. Метод и решение задачи рассеяния. Общее решение системы уравнений (38) или решение уравнения Шрёдингера (37) можно записать в виде интегрального уравнения Липпмана – Швингера [50]:

$$\Psi_{\sigma}(z) = \Phi_{\sigma}(z) + \sum_{\sigma'} \int_{-\infty}^{\infty} dz' G_{\sigma}^0(z, z'; E_{\parallel}) U_{\sigma\sigma'}(z') \Psi_{\sigma'}(z'), \quad (46)$$

где $G_{\sigma}^0(z, z'; E_{\parallel})$ – функция Грина, которая строится из решений нулевого приближения (43). Потенциал возмущения $U_{\sigma\sigma'}(z)$ представляет собой разность между потенциалом взаимодействия магнитного момента электрона с намагниченностью ДС и модельным наклонным потенциалом:

$$U_{\sigma\sigma'}(z) = - \left[V_0 \text{th} \left(\frac{z}{\lambda} \right) + U_0(z) \right] \sigma_z - V_0 \text{sech} \left(\frac{z}{\lambda} \right) \sigma_x. \quad (47)$$

Функция $\Psi_{\sigma}(z)$ в уравнении Липпмана – Швингера находится с помощью итерационной процедуры, начиная с нулевого приближения в правой части уравнения (46). Мы будем итерировать интегральное уравнение (46) до второго порядка по

$U_{\sigma\sigma'}(z)$ и для удобства запишем его в виде разложения по безразмерной величине γ :

$$\begin{aligned} \Psi_\sigma(z) = & \Phi_\sigma(z) + \frac{\gamma}{2i} \sum_{\sigma'} \int_{-\infty}^{\infty} dz' G_\sigma^0(z, z'; E_\parallel) U_{\sigma\sigma'}(z') \Phi_{\sigma'}(z') + \\ & + \left(\frac{\gamma}{2i}\right)^2 \sum_{\sigma'\sigma''} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{-\infty}^{\infty} dz'' G_\sigma^0(z, z'; E_\parallel) U_{\sigma\sigma'}(z') \times \\ & \times G_{\sigma'}^0(z', z''; E_\parallel) U_{\sigma'\sigma''}(z'') \Phi_{\sigma''}(z''). \end{aligned} \quad (48)$$

Амплитуды вероятностей отражения $R_{\sigma\sigma'}$ и прохождения $T_{\sigma\sigma'}$ электрона с каждым направлением спина $\sigma = \uparrow, \downarrow$ находятся из рассеянных волновых функций (48) слева (L) и справа (R) от ДС. На далеком расстоянии $z \rightarrow \pm\infty$ от ДС эти волновые функции имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_{L\sigma\sigma}(z) &= \alpha_\sigma R_{\sigma\sigma} \exp(-ik_{L\sigma}z), & \psi_{R\sigma\sigma}(z) &= \alpha_\sigma T_{\sigma\sigma} \exp(ik_{R\sigma}z), \\ \psi_{L\sigma'\sigma}(z) &= \alpha_\sigma R_{\sigma'\sigma} \exp(-ik_{L\sigma'}z), & \psi_{R\sigma'\sigma}(z) &= \alpha_\sigma T_{\sigma'\sigma} \exp(ik_{R\sigma'}z), \end{aligned} \quad (49)$$

где α_σ – нормировочный коэффициент, который определяется из условия постоянства потока электронов вдоль оси z .

Когда контакт между ферромагнитными металлами имеет AP -направление намагниченностей, то $k_{L\uparrow} = k_{R\downarrow}$ и $k_{L\downarrow} = k_{R\uparrow}$, и вероятности перехода $t_\sigma(E_\parallel)$ для электрона со спином вверх $\sigma = \uparrow$ и со спином вниз $\sigma = \downarrow$ в конечном состоянии вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} t_\uparrow(E_\parallel) &= \alpha_\uparrow^2 \left(\frac{k_{R\uparrow}}{k_{L\uparrow}} |T_{\uparrow\uparrow}(E_\parallel)|^2 + |T_{\downarrow\uparrow}(E_\parallel)|^2 \right), \\ t_\downarrow(E_\parallel) &= \alpha_\downarrow^2 \left(\frac{k_{R\downarrow}}{k_{L\downarrow}} |T_{\downarrow\downarrow}(E_\parallel)|^2 + |T_{\uparrow\downarrow}(E_\parallel)|^2 \right). \end{aligned} \quad (50)$$

В случае P -направления намагниченностей $k_{L\uparrow} = k_{R\uparrow}$ и $k_{L\downarrow} = k_{R\downarrow}$, и вероятности перехода $t_\sigma(E_\parallel)$ равны единице. Результат вычисления вероятностей (50) для двух толщин ДС показан на рис. 7, при этом величина обменной энергии V_0 выбиралась такой, чтобы удовлетворить условию применимости теории возмущений: $\gamma \simeq 0.8 < 1$. Кривые показывают, что вероятности изменяются резко от нуля до единицы при энергиях E_\parallel , сравнимых с V_0 . Кроме того, видно, что при увеличении толщины ДС вероятность переворота спина увеличивается. Провал при $E_\parallel = V_0$ объясняется тем, что перекрытие волновых функций Эйри с разным направлением спина при некоторых значениях энергии $E_\parallel \in \{0, V_0\}$ становится сильным, что приводит к резкому уменьшению вероятности прохождения области контакта с переворотом спина $|T_{\uparrow\downarrow}(E_\parallel)|^2$.

2.4. Проводимость и магнитосопротивление доменной стенки. Минимальная длина W стороны квадратного сечения наноконтакта определяется из условия действительности волновых векторов (45) (см. также [21]):

$$E_F - \frac{\hbar^2}{2m} \left(\left(\frac{\pi n_x}{W} \right)^2 + \left(\frac{\pi n_y}{W} \right)^2 \right) + V_0 \geq 0 \quad (51)$$

для первого канала проводимости ($n_x = 1$ и $n_y = 1$). ДС приводит к рассеиванию этих состояний как со спином вверх, так и со спином вниз, поэтому проводимость

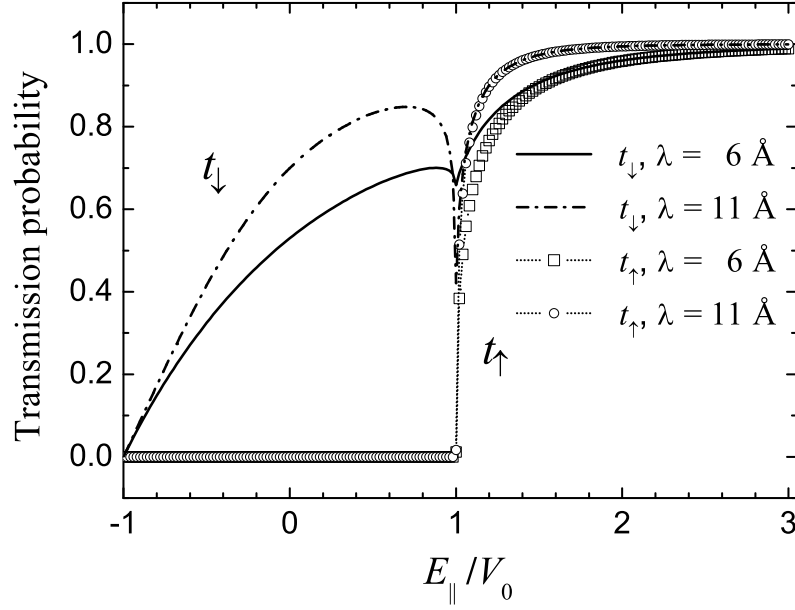


Рис. 7. Вероятности прохождения как функции E_{\parallel}/V_0 , вычисленные при $E_F = 5.0$ eV, $V_0 = 0.025$ eV. Сплошная и штрих-пунктирные линии обозначают вероятности с переворотом спина, пунктирные линии с символами квадрата и кружка – вероятности без переворота спина для двух толщин ДС соответственно

вычисляется по формуле Ландауэра–Бюттикера [51] с учетом спиновых степеней свободы:

$$G^{P(AP)} = \frac{e^2}{h} \sum_{n_x, n_y} \sum_{\sigma} t_{\sigma}(E_{n_x, n_y}), \quad (52)$$

где суммирование по n_x и n_y выполняется до тех пор, пока выражение под знаком корня (45) будет неотрицательным.

Используя вероятности прохождения (50) с переворотом и без переворота спина электрона для каждого канала проводимости, вычисляем проводимость для P - и AP -ориентаций намагниченности ферромагнитных сторон наноконтакта. Результаты вычислений представлены на рис. 8, где показаны только две первые ступеньки проводимости. Начало первой ступеньки, соответствующее минимальной длине $W = 3.8$ Å стороны квадратного сечения ДС, определяется значением энергии Ферми. Вставка ясно показывает, что процессы переворота спина открывают проводимость в той области размеров контакта (сплошная и штрих-пунктирные линии), в которой проводимость была запрещена квантованием при отсутствии переворота спина.

Как видно из рис. 8, при определенной величине W квантовая проводимость системы в случае антипараллельной конфигурации намагниченностей обращается в нуль (начало ступеньки), если переворот спина запрещен. В то же время для параллельной конфигурации намагниченностей проводимость остается конечной. Магнитосопротивление, рассчитанное как разность проводимостей для параллельной и антипараллельной конфигураций, отнесенная к проводимости антипараллельной конфигурации в этой области, обращается в бесконечность.

Влияние квантовой проводимости с переворотом спина электрона проводимости на магнитосопротивление ДС показано на рис. 9. Максимальное значение МС

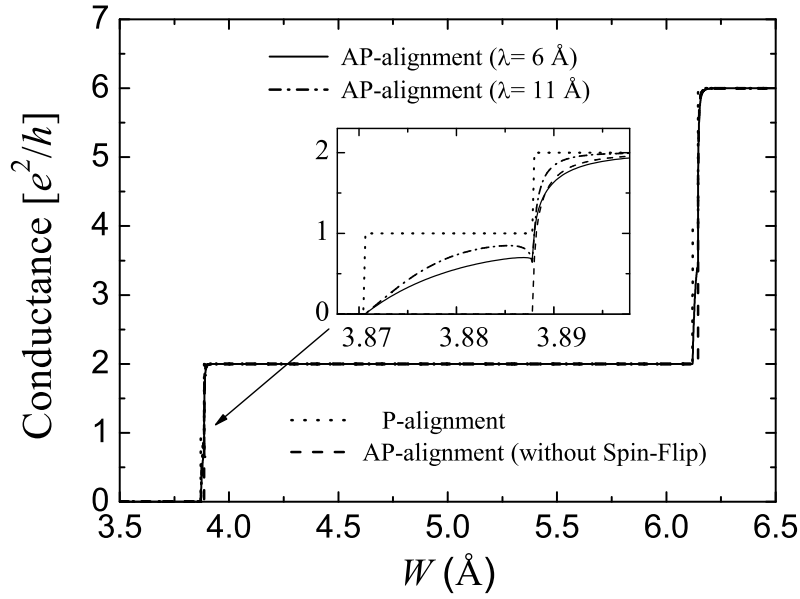


Рис. 8. Проводимость как функция стороны W квадратного сечения наноконтакта в случаях (см. вставку): пунктирная линия – для параллельной ориентации намагниченностей; сплошная и штрих-пунктирная – для антипараллельной ориентации намагниченностей; штриховая линия соответствует проводимости без переворота спина. При построении использовались параметры, соответствующие рис. 7

(штриховая линия на рис. 9), вычисленной без учета переворота спина, стремится к бесконечности, которая обрезается рамками рисунка. С учетом переворота спина МС становится конечным (сплошные и штрих-пунктирные линии на верхней и нижней вставке). Для следующей ступеньки проводимости (см. нижнюю вставку на рис. 9) при величине стороны наноконтакта $W = 6.14$ Å проводимость с перевертотом спина существенно понижает максимальную величину МС. Из обеих вставок рис. 9 видно, что увеличение толщины ДС уменьшает МС, потому что процесс переворота спина при уширении ДС становится более эффективным.

2.5. Обсуждение результатов. Вычисления показали, что прохождение электрона через наноконтакт без переворота спина оставляет проводимость строго ступенчатой, и квазиклассическое приближение в режиме квантования проводимости становится идеальным. Частичное просачивание электрона с перевертотом спина через профиль ДС увеличивает проводимость при квантовании (см. рис. 8), то есть начало каждой ступеньки закругляется. Закорачивание запертого квантованием канала AP -проводимости процессом проводимости с перевертотом спина делает формально конечным знаменатель выражения (22) для МС. Это вводит конечный верхний предел на баллистическое магнитосопротивление квантового спинового клапана.

Мы исследовали также влияние формы и толщины ДС на проводимость и магнитосопротивление квантовых магнитных контактов при различных значениях энергий Ферми, соответствующих ферромагнитным металлам. Выяснилось, что вид зависимостей проводимости и магнитосопротивления от размеров (поперечного сечения и толщины) ДС магнитного контакта очень сильно меняется. Так, например, когда ДС становится тонкой, сплошная кривая проводимости (см. вставку на

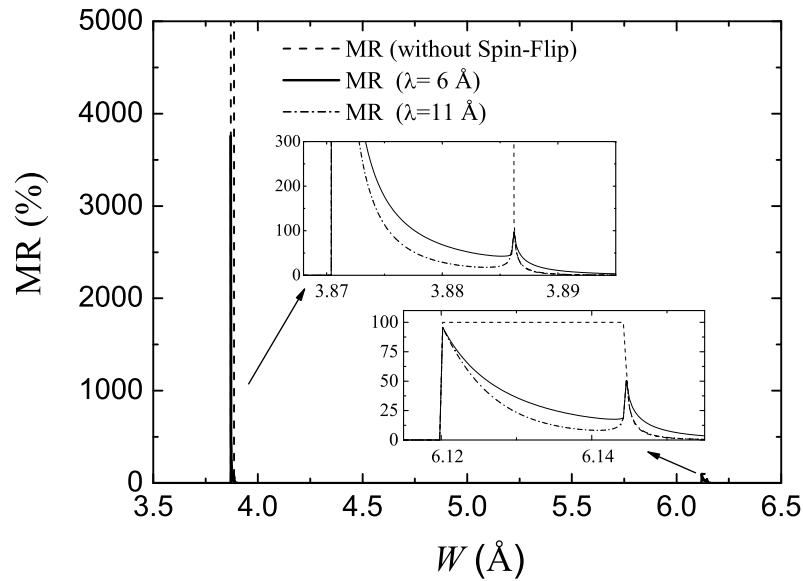


Рис. 9. Зависимости магнитосопротивления ДС от стороны W квадрата поперечного сечения наноконтакта. Штриховая линия соответствует МС, рассчитанному без учета переворота спина, максимальное значение (см. также вставку) которого для наглядности не показано. Сплошная и штрих-пунктирная линии – для двух толщин ДС соответственно. Кривые получены при тех же значениях параметров, что и на рис. 7

рис. 8) превращается в линию и прижимается к горизонтальной оси. Это означает, что электрон, двигаясь через магнитный контакт со скоростью Ферми, не имеет достаточно времени, чтобы перевернуть свой спин, и два канала проводимости со спином вверх и со спином вниз остаются независимыми. Однако, когда толщина ДС увеличивается, сплошная кривая становится круче, и это означает, что электрон рассеивается с переверотом спина и перемешивает два канала проводимости.

Наш подход является общим, он не ограничен рассеивающим потенциалом Кабреры–Фаликова в доменной стенке. Другие типы рассеивающих потенциалов или другие формы профиля намагниченности в доменной стенке могут быть легко включены в компьютерную программу, которая вычисляет квантовую проводимость и магнитосопротивление магнитных наноконтактов.

Авторы благодарны профессору Н. Гарсия (N. Garcia) и профессору Г. Пану (G. Pan) за стимулирующие беседы и обсуждения результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Шестой рамочной программы Евросоюза NMP4-СТ-2003-505282 и Министерства науки и образования Российской Федерации.

Summary

A.N. Useinov, L.R. Tagirov, R.G. Deninov, N.Kh. Useinov. Giant magnetoresistance of nanoscale ferromagnetic heterocontacts.

The first part of the paper is devoted to theoretical study of magnetoresistance in point nanocontacts between non-identical ferromagnetic metals in the quasiclassical approach. The dependence of magnetoresistance on size of nanocontacts and the electron mean free path is

investigated. The thickness of the domain wall in nanocontacts was considered equal to the contact length. The case of a dielectric oxide layer possible presence between contacting metals is also considered. The tunnelling magnetoresistance is calculated, and its dependence on the applied voltage and the electron mean free path is studied. The results of calculations agree fairly well with the known experimental data.

In the second part of the paper, the theory of quantized conductance of atomic size nanocontacts is studied in the context of quantum theory of scattering which accounts for reversal of the electron spin. The exact solution of the Schrodinger equation for a particle moving in the linear potential is used as a zero approximation. The difference between the actual potential of domain wall and the linear potential is considered as a perturbation to calculate the spin-conserving and spin-flip conductances of nanocontacts. It is shown for the first time that the conductance with the spin-flip imposes natural constraint on the infinite growth of magnetoresistance upon decreasing the nanocontact size.

Литература

1. *Garcia N., Munoz M., Zhao Y.-W.* Magnetoresistance in excess of 200% in Ballistic Ni Nanocontacts at Room Temperature and 100 Oe // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 82. – P. 2923–2926.
2. *Tatara G., Zhao Y.-W., Munoz M., Garcia N.* Domain Wall Scattering Explains 300% Ballistic Magnetoconductance of Nanocontacts // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83. – P. 2030–2033.
3. *Garcia N., Munoz M., Zhao Y.-W.* Ballistic magnetoresistance in transition-metal nanocontacts: The case of iron // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – V. 76. – P. 2586–2587.
4. *Wegrowe J.-E., Wade T., Hoffer X., Gravier L., Bonard J.-M., Ansermet J.-Ph.* Magnetoresistance of nanocontacts with constrained magnetic domain walls // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 67. – P. 104418-1–104418-7.
5. *Jubert P.-O., Allenspach R., Bischof A.* Magnetic domain walls in constrained geometries // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V. 69. – P. 220410-1–220410-4.
6. *Sullivan M.R., Boehm D.A., Ateya D.A., Hua S.Z., Chopra H.D.* Ballistic magnetoresistance in nickel single-atom conductors without magnetostriiction // *Phys. Rev. B* – 2005. – V. 71. – P. 024412-1–024412-8.
7. *Chopra H.D., Sullivan M.R., Armstrong J.N., Hua S.Z.* The quantum spin-valve in cobalt atomic point contacts // *Nature Mater.* – 2005. – V. 4. – P. 832–837.
8. *Garcia N., Munoz M., Osipov V.V., Ponizovskaya E.V., Qian G.G., Saveliev I.G., Zhao Y.-W.* Ballistic magnetoresistance in different nanocontact configurations: a basis for future magnetoresistance sensors.// *Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V. 240. – P. 92–99.
9. *Zhao Y.-W., Munoz M., Tatara G., Garcia N.* From ballistic to non-ballistic magnetoresistance in nanocontacts: theory and experiments // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – V. 223. – P. 169–174.
10. *Itamura H., Kobayashi N., Takahashi S., Maekawa S.* Conductance Quantization and Magnetoresistance in Magnetic Point Contacts // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 80. – P. 1003–1006.
11. *Звездин А.К., Попков А.Ф.* Влияние доменной границы на электропроводность магнитного наноконтакта // *ЖЭТФ. Письма.* – 2000. – Т. 71, Вып. 5. – С. 304–308.
12. *Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B.* Ballistic versus diffusive magnetoresistance of a magnetic point contact // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 63. – P. 104428-1–104428-4.
13. *Bruno P.* Geometrically Constrained Magnetic Wall // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83. – P. 2425–2428.

14. *Савченко Л.Л., Звездин А.К., Попков А.Ф., Звездин К.А.* Магнитные конфигурации в области наноконтакта между ферромагнитными «берегами» // ФТТ. – 2001. – Т. 43, Вып. 8. – С. 1449–1454.
15. *Molyneux V.A., Osipov V.V., Ponzovskaya E.V.* Stable two- and three-dimensional geometrically constrained magnetic structures: The action of magnetic fields // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 65. – P. 184425-1–184425-6.
16. *Labaye Y., Berger L., Coey J.M.D.* Domain walls in ferromagnetic nanoconstriction // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91, No 8. – P. 5341–5346.
17. *Gurney B.A., Speriosu V.S., Nozieres J.-P., Lefakis H., Wilhoit D.R., Need O.U.* Direct measurement of spin-dependent conduction-electron mean free paths in ferromagnetic metals // Phys. Rev. Lett. – 1993. – V. 71. – P. 4023–4026.
18. *Diény B.* Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – V. 136. – P. 335–359.
19. *Useinov A.N., Deminov R.G., Tagirov L.R., Pan G.* Giant magnetoresistance in nanoscale ferromagnetic heterocontacts // J. Phys.: Cond. Mat. – 2007. – V. 19. – P. 196215-1–196215-10.
20. *Зайцев А.В.* Квазиклассические уравнения теории сверхпроводимости для контактирующих металлов и свойства микроконтактов с сужением // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 84. – С. 1742–1758.
21. *Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Efetov K.B.* Multivalued dependence of the magnetoresistance on the quantized conductance in nanosize magnetic contacts // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 65. – P. 214419-1–214419-7.
22. *Gopar V.A., Weinmann D., Jalabert R.A., Stamps R.L.* Electronic transport through domain walls in ferromagnetic nanowires: Coexistence of adiabatic and nonadiabatic spin dynamics // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69. – P. 014426-1–014426-10.
23. *Kazantseva N., Wieser R., Nowak U.* Transition to Linear Domain Walls in Nanoconstrictions // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94. – P. 037206-1–037206-4.
24. *Ren Y., Li Zh., Xiao M., Hu A.* Oscillation effect and sign-change behaviour of the bias-dependent tunnelling magnetoresistance in ferromagnetic junctions // J. Phys.: Cond. Mat. – 2005. – V. 17. – P. 4121–4134.
25. *Valet T., Fert A.* Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – P. 7099–7113.
26. *Stearns M.B.* Reevaluation of spin-dependent cross sections of solutes in Fe // J. Appl. Phys. – 1993. – V. 73, No 10. – P. 6396–6398.
27. *Stearns M.B.* On the origin of ferromagnetism and the hyperfine fields in Fe, Co, and Ni // Phys. Rev. B. – 1973. – V. 8, No 9. – P. 4383–4398.
28. *Jansen R., Lodder J.C.* Resonant tunneling via spin-polarized barrier states in a magnetic tunnel junction // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61. – P. 5860–5863.
29. *Vedyaev A., Bagrets D., Diény B.* Resonant spin-dependent tunneling in spin-valve junctions in the presence of paramagnetic impurities // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 63. – P. 064429-1–064429-13.
30. *Bass J., Pratt W.P.* Version 7 / 21 / 01 current-perpendicular-to-plane (CPP) magnetoresistance // Physica B. – 2002. – V. 321, No 1. – P. 1–8.
31. *Garcia N., Rohrer H., Saveliev I.G., Zhao Y.-W.* Negative and Positive Magnetoresistance Manipulation in an Electrodeposited Nanometer Ni Contact // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – P. 3053–3056.

32. *Garcia N., Zhao Y.-W., Munoz M., Saveliev I.G.* Magnetoresistance in Ballistic Nanocontacts and Its Manipulation in Electrodeposited Nanometric Ni Contacts // IEEE Trans. Magn. – 2000. – V. 36. – P. 2833–2838.
33. *Petrovykh D.Y., Altmann K.N., Hochst H., Laubscher M., Maat S., Mankey G.J., Himpfel F.J.* Spin-dependent band structure, Fermi surface, and carrier lifetime of permalloy // Appl. Phys. Lett. – 1998. – V. 73, No 23. – P. 3459–3461.
34. *Altmann K.N., Gilman N., Hayoz J., Willis R.F., Himpfel F.J.* Effect of Magnetic Doping on the Electronic States of Ni // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 87. – P. 137201-1–137201-4.
35. *Julliere M.* Tunneling Between Ferromagnetic Films // Phys. Lett. – 1975. – V. 54A, No 3. – P. 225–226.
36. *Parkin S.P., Kaiser C., Panchula A., Rice P.M., Hughes B.* Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO(100) tunnel barriers // Nature Mater. – 2004. – V. 3. – P. 862–867.
37. *Yuasa S., Nagahama T., Fukushima A., Suzuki Y., Ando K.* Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions // Nature Mater. – 2004. – V. 3. – P. 868–871.
38. *Butler W.H., Zhang X.-G., Schulthess T.C., MacLaren J.M.* Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 63. – P. 054416-1–054416-12.
39. *Mathon J., Umerski A.* Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 63. – P. 220403-1–220403-4.
40. *Seneor P., Fert A., Maurice J.-L., Montaigne F., Petroff F., Vaures A.* Large magnetoresistance in tunnel junctions with an iron oxide electrode // App. Phys. Lett. – 1999. – V. 74, No 26. – P. 4017–4019.
41. *Игнатенко С.А., Данилюк А.Л., Борисенко В.Е.* Осцилляции туннельного магнитосопротивления в структуре ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, Вып. 6. – С. 8–12.
42. *Beletskii N.N., Berman G.P., Bishop A.R., Borisenko S.A., Yakovenko V.M.* Magnetoresistance and spin polarization of electron current in magnetic tunnel junctions // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75. – P. 174418-1–174418-8.
43. *Ikeda S., Hayakawa J., Lee Y.M., Sasaki R., Meguro T., Matsukura F., Ohno H.* Dependence of tunnel magnetoresistance in MgO based magnetic tunnel junctions on Ar pressure during MgO sputtering // Jpn. J. Appl. Phys. – 2005. – V. 44. – P. L1442.
44. *Zhuravlev M.Ye., Tsybalyk E.Y., Jaswal S.S., Vedyayev A.V., Demy B.* Spin blockade in ferromagnetic nanocontacts // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 83, No 2. – P. 251–253.
45. *Tagirov L.R., Vodopyanov B.P., Garipov B.M.* Giant magnetoresistance in quantum magnetic contacts // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – V. 258–259. – P. 61–66.
46. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 1982. – Т. 8. – 621 с.
47. *Cabrera G.G., Falicov L.M.* Theory of the Residual Resistivity of Bloch Walls // Phys. Stat. Sol. (b) – 1974. – V. 61. – P. 539–549.
48. *Nakanishi K., Nakamura Y.O.* Effect of a domain wall on conductance quantization in a ferromagnetic nanowire // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61, No 17. – P. 11278–11281.
49. *Морс Ф.М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – Т. 2. – 942 с.
50. *Займан Дж.* Современная квантовая теория. – М.: Мир, 1971. – 288 с.

51. *Buttiker M., Imry Y., Landauer R., Pinhas S.* Generalized many-channel conductance formula with application to small rings // *Phys. Rev. B.* – 1985. – V. 31. – P. 6207–6215.

Поступила в редакцию
18.09.07

Усеинов Артур Ниазбекович – аспирант кафедры теоретической физики Казанского государственного университета.

E-mail: *art81@bk.ru*

Тагиров Ленар Рафгатович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета, ведущий научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *Lenar.Tagirov@ksu.ru*

Дёминов Рафаэль Гарунович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики Казанского государственного университета.

E-mail: *Raphael.Deminov@ksu.ru*

Усеинов Ниазбек Хамзович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории МРС Казанского государственного университета.

E-mail: *Niazbeck.Useinov@ksu.ru*