

01;06

## Магнитосопротивление плоского наномостика

© К.А. Звездин, А.В. Хвальковский<sup>1</sup>Институт общей физики РАН,  
119991 Москва, Россия<sup>1</sup> e-mail: khvalkov@ran.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 2 июня 2003 г.)

Предложено двумерное исследование эффекта спиновой аккумуляции в пленочных магнитных наномостиках. Наномостики представляют собой два плоских электрода, соединенных перемычкой нанометровых размеров; они привлекают к себе значительный интерес для различных приложений микроэлектроники. Получена зависимость магнитосопротивления, а также распределения неравновесной спиновой концентрации, от геометрических параметров системы.

### Введение

Транспортные свойства спин-поляризованных электронов и изучающая их спиновая электроника в последние годы привлекают к себе самое активное внимание [1–4]. Центральное место в этих исследованиях занимает эффект гигантского магнитосопротивления в многослойных пленках и сверхрешетках [2], туннельные переходы [3], наноконтакты [4], наномостики [5] и нанопроволоки с доменными границами [6,7].

В последние годы магнитные наноконтакты и наномостики стали предметом особенно большого интереса. В этих системах был обнаружен целый ряд новых и нетривиальных эффектов, которые открывают широкие возможности для их использования в микроэлектронике. Здесь в первую очередь следует отметить экспериментально обнаруженный в наноконтактах огромный эффект магнитосопротивления, значение которого может достигать нескольких сот процентов при комнатной температуре. Например, в экспериментальных работах [4] исследовалась система, состоящая из двух макроскопических ферромагнитных стержней, соединяемых или разъединяемых таким образом, что между ними в момент образования или потери непрерывности структуры образовывался точечный нанокontakt. Было продемонстрировано, что такая система обладает магнитосопротивлением, достигающим 700% при комнатной температуре. Также следует отметить экспериментальные исследования эффекта магнитосопротивления в нанопроволоках; в частности, в работе [6] было показано, что доменные границы в них дают значительный вклад в магнитосопротивление.

До недавнего времени для экспериментов использовались наноконтакты с плохо контролируемой геометрией. Так, в работе [4] фактически речь идет о статистическом исследовании случайных наноконтактов, образованных отрывом или стыковкой двух стержней, намагниченных в противоположные стороны. В работе [8] было проведено микромагнитное исследование конфигураций, возникающих в наноконтактах, соединяющих объемные стержни, подобные использованным в [4]. Было по-

казано, что магнитная структура таких наноконтактов чрезвычайно чувствительна к даже незначительным изменениям геометрии. Очевидно, что для постановки более убедительных экспериментов и для практического использования необходимо создание наноконтактов со строго заданными геометрическими параметрами.

В качестве таких контактов предполагается использовать пленочные наномостики, представляющие собой два плоских электрода (берега), соединенных наноразмерной перемычкой (рис. 1). В работе [5] было показано, что в магнитных наномостиках доменная стенка в зависимости от параметров материала может находиться как в центре перемычки, так и вне его. При этом для разных конфигураций системы переход из симметричного состояния в асимметричное может быть непрерывным, наподобие фазовых переходов 2-го рода, или дискретным, подобно переходам 1-го рода. Это делает наномостики чрезвычайно перспективными для использования в спинтронике.

Целый ряд работ по магнитным наноконтактам и нанопроволокам посвящен теоретическому исследованию механизмов возникновения в них огромных значений магнитосопротивления [9]. Важным механизмом, который необходимо учитывать при анализе магнитосопротивления таких систем, является эффект спиновой аккумуляции [10–16]. Он заключается в возникновении неравновесной спиновой плотности вблизи доменной стенки при протекании через нее электрического тока. Следствием этого является возникновение дополнительного сопротивления.

Явление спиновой аккумуляции основано на том, что в ферромагнетиках зонная структура имеет различный вид для носителей со спином вдоль и против намагниченности материала. В результате транспортные характеристики (плотность состояний на уровне Ферми и проводимость) для носителей с одной спиновой поляризацией гораздо больше, чем для носителей противоположной поляризации; первые получили название основных носителей (majority), а вторые — неосновных (minority). В работах [15,16] был исследован эффект аккумуляции спинов и его вклад в магнитосопротивление в слу-

чае бесконечной одномерной магнитной нанопроволоки с доменной стенкой. Было вычислено распределение электрического потенциала и поверхностное сопротивление, создаваемое доменной границей в зависимости от асимметрии транспортных характеристик основных и неосновных носителей.

Для практических применений магнитных наномостиков, а также для количественной обработки экспериментальных данных необходимо знать зависимость транспортных характеристик наномостиков от его физических и геометрических параметров. Данная работа посвящена теоретическому исследованию эффекта аккумуляции спина в магнитном наномостике с переключкой конечной длины (порядка длины диффузии спина), в центре которого расположена так называемая линейная доменная граница [17,18]. В результате работы построена двумерная модель аккумуляции спина в плоском наномостике, что дало возможность определить зависимость магнитосопротивления от геометрических параметров системы.

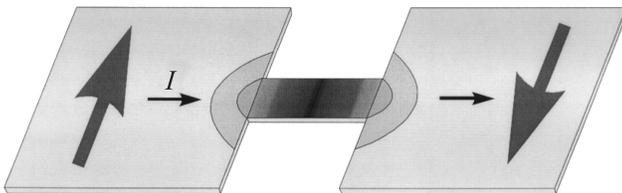
## Основные уравнения

Электрический ток, протекая через магнитный плоский наномостик, вызывает появление неравновесной спиновой концентрации вблизи доменной стенки (рис. 1); в результате подобно случаю нанопроволоки [16] возникает дополнительное сопротивление.

Выпишем систему уравнений [11,16], описывающих распределение спиновой плотности и электрического потенциала в ферромагнетике, в котором протекает электрический ток с плотностью  $J$ . Основными величинами, описывающими неравновесное распределение основных и неосновных электронов в системе, являются электрохимические потенциалы  $\mu_\alpha$

$$\mu_\alpha = \xi_\alpha - eU. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha \in \{+, -\}$  — спиновый индекс, который соответствует двум противоположным поляризациям;  $\xi_\alpha$  — химический потенциал электронной подсистемы со спином  $\alpha$ , отсчитываемый от равновесного значения (уровня Ферми);  $U$  — электрический потенциал в данной



**Рис. 1.** Наномостик с доменной стенкой внутри переключки. Полутонами схематично показана неравновесная спиновая концентрация, возникающая вблизи доменной границы при протекании электрического тока. Маленькими стрелками обозначена плотность тока, большими — намагниченность электродов.

точке. Химические потенциалы связаны с неравновесной концентрацией  $n_\alpha$  следующим соотношением:

$$n_\alpha = g_\alpha \xi_\alpha, \quad (2)$$

где  $g_\alpha$  — плотность состояний электронов со спином  $\alpha$  на поверхности Ферми, а  $n_\alpha$  подчиняются условию нейтральности

$$\sum_\alpha n_\alpha = n_+ + n_- = 0. \quad (3)$$

Величины  $n_\alpha, \xi_\alpha$  отсчитываются от своих равновесных значений (для  $\xi_\alpha$  — это уровень Ферми). Спиновые токи  $j_\alpha$  определяются уравнениями

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

где  $\sigma_\alpha$  — электропроводности спиновых подсистем.

Токи  $j_\alpha$  и концентрации  $n_\alpha$  связаны соотношением непрерывности

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

где  $\tau_S$  — продольное время спиновой релаксации электронов.

В дальнейшем используются следующие симметризованные переменные:

$$\begin{aligned} \mu_t &= \mu_+ + \mu_-, & \mu_s &= \mu_+ - \mu_-, \\ \xi_t &= \xi_+ + \xi_-, \\ J &= j_+ + j_-, & j_s &= j_+ - j_-, \end{aligned} \quad (6)$$

а также

$$\sigma_\pm = \frac{\sigma}{2} (1 \pm \beta) = \frac{1}{2\rho} (1 \pm \beta), \quad g_\pm = \frac{g}{2} (1 \pm \delta), \quad (7)$$

где  $\sigma, \rho, g$  — соответственно электропроводность, удельное сопротивление и плотность состояний материала нанопроволоки;  $\beta$  и  $\delta$  — безразмерные параметры асимметрии этих характеристик.

Спиновый потенциал  $\mu_s$ , как следует из (4)–(6), обладает свойством непрерывности; из (1)–(3) вытекает следующее выражение для него [15]:

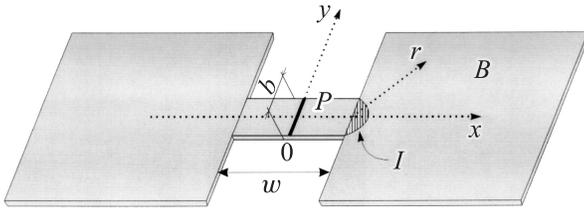
$$\mu_s = n_+ (g_+^{-1} + g_-^{-1}), \quad (8)$$

т.е. он пропорционален неравновесной спиновой концентрации. Распределение  $\mu_s$  в переключке и берегах наномостиков определяется решением уравнения диффузии [16]

$$\Delta \mu_s = \frac{\mu_s}{L_S^2}. \quad (9)$$

Здесь  $L_S = (D_S \tau_S)^{1/2}$  — длина спиновой диффузии,

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



**Рис. 2.** Наномостик с обозначениями, используемыми при расчетах.

— коэффициент диффузии материала. Уравнению (9) можно поставить в соответствие следующий функционал:

$$2E(\mu_S) = \iint_{NB} \left( \left( \frac{\mu_S}{L_S} \right)^2 + \left( \frac{d\mu_S}{dx} \right)^2 + \left( \frac{d\mu_S}{dy} \right)^2 \right) dx dy, \quad (10)$$

где интеграл взят по всему наномостику (обозначения осей показаны на рис. 2, начало координат расположено в центре перемычки). Для этого функционала дифференциальное уравнение (9) является уравнением Эйлера–Лагранжа.

Мы далее везде предполагаем, что доменная стенка находится в центре перемычки при  $x = 0$ . Следовательно, решение уравнения (9)  $\mu_S(x, y)$  является симметричным относительно центра системы и перемены знака  $\mu_S$ . Поэтому для удобства значение функционала мы обозначили как  $2E(\mu_S)$ ;  $E(\mu_S)$  соответствует интегралу (10) по одной из половин наномостика (для определенности, правой).

Точное решение уравнения (9) для наномостика является довольно сложной задачей, и мы ищем его в приближенном виде. Для этого мы сконструировали функцию  $\mu_S(x, y)$ , удовлетворяющую уравнению (9) по отдельности в перемычке и электродах, а также граничным условиям на доменной стенке и на краях перемычки. Как будет показано ниже, при довольно общих предположениях такая функция зависит только от одного параметра (при заданном токе). Чтобы найти его, мы воспользуемся вариационным принципом для функционала (10), т.е. условием, что на решении уравнения (9) интеграл (10) достигает своего минимума.

Ввиду геометрии наномостиков для дальнейших вычислений естественно разбить его на три области (рис. 2) и искать решения в каждой из них. Первая область  $P$  — это половина перемычки, вторая  $I$  представляет собой полукруг с основанием на торце перемычки и третья  $B$  — часть правого берега НМ, из которой исключена область  $I$ . Длину и толщину перемычки мы обозначим соответственно как  $w$  и  $b$ .

Предположим, что перемычка достаточно длинная и узкая, так что распределение  $\mu_S$  в области  $P$  можно считать одномерным. Тогда решение уравнения (9) для нее можно записать в виде

$$\mu_S = Ae^{-x} + Be^x, \quad (11)$$

где  $A$  и  $B$  — некоторые коэффициенты.

Для удобства перепишем (11) в виде

$$\mu_S(x) = \frac{\mu_1 - \mu_0 e^{-w/2}}{2 \sinh(w/2)} e^x + \frac{-\mu_1 + \mu_0 e^{w/2}}{2 \sinh(w/2)} e^{-x}, \quad 0 \leq x \leq w/2. \quad (12)$$

Здесь  $\mu_0, \mu_1$  — значения спинового потенциала соответственно в центре перемычки и на ее краю. В этом пункте мы используем длину в безразмерных единицах

$$x \rightarrow x/L_S. \quad (13)$$

Мы предполагаем, что в берегах наномостика распределение  $\mu_S$  радиально симметрично, начиная с некоторого расстояния от перемычки, которое положим для определенности равным половине  $b$ . Тогда уравнение в области  $B$  (9) с учетом (13) в полярных координатах будет иметь вид

$$\frac{d^2 \mu_S}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\mu_S}{dr} - \mu_S = 0, \quad (14)$$

где  $r$  — координата на полярной оси, берущей свое начало в месте стыка перемычки и берега (рис. 2).

Ограниченным на бесконечности решением уравнения (14) будет модифицированная функция Бесселя второго рода  $K_0(r)$ . Она монотонно стремится к нулю на бесконечности и в точке  $r = 0$  имеет логарифмическую расходимость. Таким образом, решение (9) в области  $B$  будет иметь вид

$$\mu_S(r) = \frac{a}{\pi} K_0(r), \quad r \geq b/2, \quad (15)$$

где  $a$  — произвольная константа, которая определяется граничными условиями.

Для вычисления неизвестных коэффициентов  $a, \mu_0$  и  $\mu_1$  воспользуемся условиями сшивки полученных решений на границах областей и на доменной стенке. Сначала выразим  $a$  через  $\mu_0, \mu_1$ , для чего рассмотрим интеграл  $S_I$  уравнения (9) по области  $I$

$$S_I \equiv \iint_I (\Delta \mu_S) dx dy = \iint_I \mu_S dx dy. \quad (16)$$

Правую часть можно оценить сверху как

$$S_I = \pi(b/2)^2 \mu_1. \quad (17)$$

Поскольку выражение (17) является величиной второго порядка малости по  $b$ , значением интеграла  $S_I$  можно пренебречь. Тогда, преобразовывая правую часть (16) в интеграл по поверхности, получим с помощью (12), (15) значение константы  $a$  как функции  $\mu_0, \mu_1$

$$a(\mu_0, \mu_1) = -\frac{1}{K'_0(b/2)} \frac{\mu_0 - \mu_1 \cosh(w/2)}{\sinh(w/2)}. \quad (18)$$

Поскольку  $K_0(r)$  является монотонно убывающей функцией, ее производная отрицательна.

Далее найдем связь между  $\mu_0$  и  $\mu_1$ . Мы пренебрегаем отражением и релаксацией поляризованных носителей на доменной границе, из чего следует непрерывность на ней спиновых токов и концентраций. Спиновый ток имеет вид

$$j_s = \beta J + \frac{2(1-\beta^2)}{e} \mu'_s. \quad (19)$$

Используя непрерывность тока на доменной границе, получим из (12) значение  $\mu_0$  как функции  $\mu_1$

$$\mu_0(\mu_1) = e \frac{\beta}{2(1-\beta^2)} \tanh(w/2) \rho J + \frac{\mu_1}{\cosh(w/2)}. \quad (20)$$

Итак, все коэффициенты выражаются друг через друга, только один из них будет независимым. В данном случае удобнее всего выбрать в качестве такового  $\mu_1$ . Этот параметр однозначно (для данного тока) задает решение, и на нем, согласно вариационному принципу, функционал (10) достигает минимума. Таким образом, значение  $\mu_1$  находится из уравнения

$$\frac{dE(\mu_s(\mu_1))}{d\mu_1} = 0. \quad (21)$$

Функционал  $E(\mu_s)$  здесь можно представить в виде трех слагаемых<sup>1</sup>

$$E(\mu_s) = E_P + E_I + E_B, \quad (22)$$

каждое из которых соответствует интегрированию по областям, на которые разделен наномостик. В областях  $P$  и  $B$  решение было найдено в одномерном виде (12) и (15), поэтому значение  $E_P$  и  $E_B$  сводятся к одномерным интегралам. В качестве оценки  $E_I$  мы взяли интеграл по прямоугольнику с размерами  $b/2 \times \pi b/4$  от линейной функции, связывающей значения спиновых потенциалов на краю перемычки и в берегу НМ при радиусе  $r = b/2$ . Таким образом, модельный спиновый потенциал в указанном прямоугольнике линейно сшивает между собой решения (12) и (15) в крайних точках и выглядит следующим образом:

$$\mu_{\text{mod}}(z) = \mu_1 - \frac{\mu_1 - \frac{a}{\pi} K_0(b/2)}{b/2} z, \quad 0 \leq z \leq b/2. \quad (23)$$

Соответственно  $E_I$  будет интегралом от функции (23) по указанному прямоугольнику, размеры которого выбраны так, чтобы его площадь совпадала с площадью области  $I$ .

## Сопротивление наномостика

С помощью аппарата, развитого в предыдущей главе, было найдено распределение спинового потенциала в наномостике для различных значений геометрических параметров — длины и толщины перемычки. Это позволяет оценить влияние геометрии наномостика на его магнитосопротивление.

<sup>1</sup> Аргумент в правой части мы для краткости опустили.

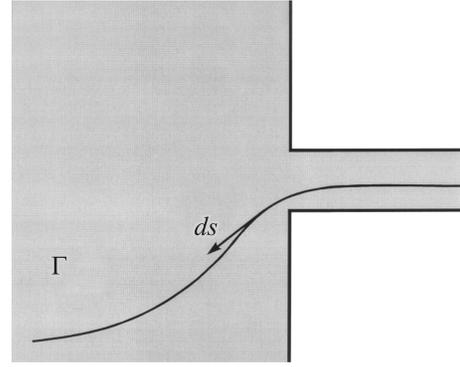


Рис. 3. Кривая  $\Gamma$ , по которой берется интеграл (28). Полное сопротивление, возникшее из-за доменной стенки, не зависит от выбора кривой.

Посчитаем дополнительное падение потенциала на наномостике, возникающее из-за эффекта спиновой аккумуляции. Величина  $\mu_t$  (см. (6)), согласно [16], имеет вид

$$\mu_t = \delta\mu_s - 2eU. \quad (24)$$

С учетом непрерывности химических потенциалов выражение для падения напряжения  $\Delta U_1$  на доменной стенке в перемычке наномостика имеет вид

$$\Delta U_1 = \frac{1}{e} \delta\mu(0). \quad (25)$$

Кроме того, спиновая аккумуляция повлечет дополнительное падение напряжения  $\Delta U_2$  по длине перемычки и берегов. Из системы (1)–(5) следует следующее выражение для полного тока:

$$J = \frac{\sigma_+}{e} \nabla\mu_+ + \frac{\sigma_-}{e} \nabla\mu_-. \quad (26)$$

Выражая правую часть (26) через химические и спиновый потенциалы, получим соотношение

$$\nabla U + \frac{\mathbf{J}}{2\sigma} = \frac{1}{2e} \nabla \xi_t + \frac{\beta}{2e} \nabla \mu_s. \quad (27)$$

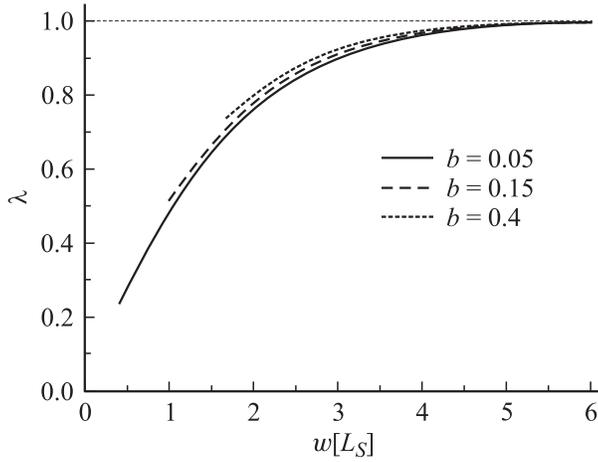
$\Delta U_2$  определяется интегралом векторного выражения (27) по любой кривой  $\Gamma$ , которая соединяет доменную стенку и один из электродов (рис. 3), и не проходит через источник тока<sup>2</sup>

$$\Delta U_2 = 2 \int_0^\infty \left( \nabla U + \frac{\mathbf{J}}{2\sigma} \right) ds. \quad (28)$$

Здесь  $ds$  — дифференциал дуги кривой  $\Gamma$ ; двойка в (28) отвечает интегрированию по обе стороны доменной стенки. Из системы (1)–(5) вытекает также связь между  $\xi_t$  и  $\mu_s$  в любой точке кривой  $\Gamma$

$$\xi_t = -\delta\mu_s. \quad (29)$$

<sup>2</sup> Верхний предел в интеграле мы для определенности положили бесконечности, поскольку он не имеет принципиального значения из-за быстрого убывания с расстоянием спинового потенциала.



**Рис. 4.** Зависимость функции  $\lambda(w, b)$  от длины перемычки для некоторых значений толщины  $b$ . Длины приведены в единицах длины спиновой релаксации  $L_S$ .

В результате из (27)–(29) следует выражение для  $\Delta U_2$

$$\Delta U_2 = \frac{1}{e} \int_0^{\infty} (\beta - \delta) \frac{d\mu_S}{ds} ds. \quad (30)$$

Поскольку  $\mu_S$  на бесконечности убывает до нуля, то полное падение напряжения  $\Delta U_b$ , обусловленное присутствием доменной стенки, с учетом (25) равняется

$$\Delta U_b = \Delta U_1 + \Delta U_2 = \frac{\beta}{e} \mu_0. \quad (31)$$

При этом полученное значение (31) не зависит от выбора кривой  $\Gamma$ .

Обозначим  $\mu_0^{nw}$  значение спинового потенциала на доменной стенке в случае бесконечной нанопроволоки и введем функцию  $\lambda(w, b)$

$$\lambda(w, b) = \frac{\mu_0}{\mu_0^{nw}}. \quad (32)$$

Удельное сопротивление доменной стенки в случае нанопроволоки  $R_{nw}$  [16] может быть получено как предельный случай бесконечно длинной перемычки из формул (20) и (31)

$$R_{nw} = \rho \frac{2\beta^2}{1 - \beta^2} L_S. \quad (33)$$

(Здесь длины приводятся в размерных единицах.) Следовательно, согласно (31)–(33), полное удельное сопротивление доменной стенки в наномостике будет равно

$$R_b = \lambda(w, b) \rho \frac{2\beta^2}{1 - \beta^2} L_S. \quad (34)$$

Таким образом,  $\lambda(w, b)$  является отношением сопротивлений доменной стенки в наномостике и нанопроволоке. На рис. 4 представлены зависимости функции  $\lambda$  от

длины перемычки  $w$  для различных значений толщины  $b$ . Из них видно, что удельное сопротивление перемычки при увеличении ее длины и толщины монотонно увеличивается, стремясь к сопротивлению нанопроволоки.

Вычислим магнитосопротивление наномостика, используя для него следующее выражение:

$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (35)$$

Здесь  $R_{AP}$  — сопротивление наномостика с берегами, намагниченными в противоположные стороны;  $R_P$  — его сопротивление в случае сонаправленных намагниченностей берегов.  $R_P$  является омическим сопротивлением наномостика. Оно может быть представлено в виде

$$R_P = 2 \frac{L_x}{L_y c} \rho + \frac{w}{bc} \rho. \quad (36)$$

Здесь  $L_x$  и  $L_y$  — соответственно длина и ширина берегов, обычно большие по величине (сотни нанометров);  $c$  — толщина наномостика. Первое слагаемое в (36) есть сопротивление берегов, второе — омическое сопротивление перемычки.

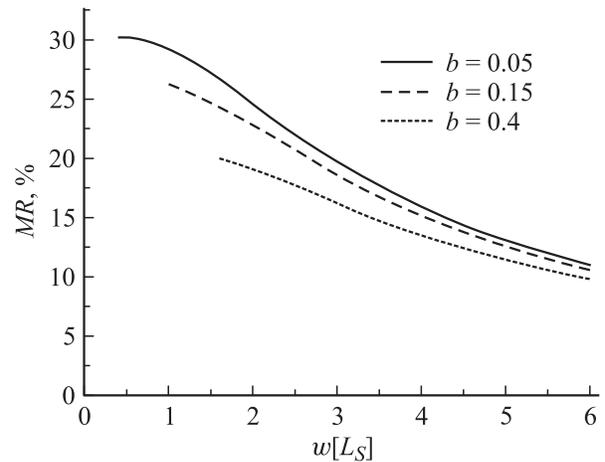
В случае наномостика с противоположно намагниченными доменами его сопротивление будет равняться сумме  $R_P$  и сопротивления, возникшего из-за эффекта спиновой аккумуляции,

$$R_{AP} = R_P + \frac{R_b}{bc}. \quad (37)$$

В результате, суммируя (35)–(37), получим выражение для магнитосопротивления наномостика

$$MR = \lambda(b, w) \frac{2\beta^2}{1 - \beta^2} \frac{L_S}{2b \frac{L_x}{L_y} + w}. \quad (38)$$

График зависимости магнитосопротивления  $MR$  от длины перемычки  $w$  приведен на рис. 5 для разных



**Рис. 5.** Зависимости магнитосопротивления наномостика от длины перемычки при некоторых значениях толщины  $b$ . Длины приведены в единицах  $L_S$ .

значений толщины  $b$ . Значение  $\beta$  взято равным 0.5, как по порядку величины будет для переходных металлов;  $L_x$  и  $L_y$  мы приняли равными друг другу. Как видно из графиков, магнитосопротивление  $MR$  наномостика растёт при уменьшении длины и толщины перемычки, хотя, как было сказано, удельное сопротивление доменной стенки  $R_b$  при этом падает. Кажущееся противоречие объясняется тем, что магнитосопротивление наноконтакта обусловлено как абсолютной величиной спинового сопротивления системы, так и относительным его вкладом в полное сопротивление. Первая величина, представленная множителем  $\lambda(w, b)$ , убывает с уменьшением длины и толщины перемычки; вклад же сопротивлений доменной стенки, представленный последним множителем в (38), растёт при тех же условиях, причем быстрее, чем убывает  $\lambda$ .

## Численное моделирование

Полученные результаты довольно слабо изменяются при варьировании параметров модели. Для исследования устойчивости нами варьировались следующие величины: а) линейные размеры прямоугольника, по которому брался интеграл по функции  $\mu_{\text{mod}}$  (23) для оценки  $E_I$ ; б) нижний предел в одномерном интеграле, определяющем значение  $E_B$  (этот предел равен  $b$ ); в) в формулах (16)–(18), из которых получилось выражение для коэффициента  $a$  через  $\mu_0$  и  $\mu_1$ , было учтено значение левой части интеграла (16) в виде (17) (как оценка сверху).

Итог вариаций следующий. Пункты а и б при изменении указанных длин в 2 раза, а также пункт в дали изменение  $\lambda$  не более чем на 2–3%. Это значение (порядка единиц процентов при одновременном варьировании всех переменных) можно положить как точность представленной модели.

Из величин  $\mu_0$  и  $\mu_1$  можно построить следующую безразмерную комбинацию, которую мы обозначим как  $v$ :

$$v = \frac{\mu_1 - \mu_0 e^{-w/L_S}}{\mu_0 - \mu_1 e^{-w/L_S}}. \quad (39)$$

Она, так же как и  $\lambda$ , описывает влияние берегов на спиновое сопротивление; при этом  $v$  равна нулю в случае бесконечно длинной перемычки и единице в случае бесконечно короткой. Эта величина интересна тем, что она хорошо описывается экспоненциальной зависимостью от длины перемычки (рис. 6)

$$v = -v(b) \exp(-w/L_S). \quad (40)$$

Здесь  $v(b)$  — зависящий от толщины перемычки коэффициент. Отклонение от зависимости (40) будет пренебрежимым (порядка 1–2%) для длин, превышающих толщину перемычки в несколько раз,

$$w > (2-3)b. \quad (41)$$

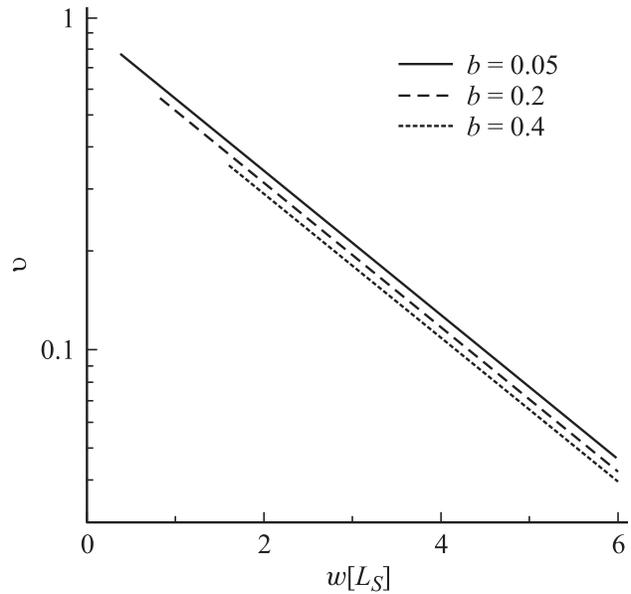


Рис. 6. Зависимости величины  $v$  от длины перемычки при некоторых значениях толщины перемычки  $b$ . Длины приведены в единицах  $L_S$ .

Правую часть (41) мы возьмем в качестве границы применимости расчетов, в частности, возможности пренебрежения вторыми поправками малости по  $b$  (см., например, (16)–(18)). Ее же мы примем как границу верности предположения, что в перемычке ток однороден, а в берегах — радиально-симметричен.

## Выводы

Итак, в работе было исследовано поведение плоского магнитного наномостика. В частности, разработана модель, с помощью которой получено распределение неравновесной спиновой концентрации в системе при различных перемычках. Было показано, что модель является устойчивой, т.е. результаты расчетов слабо изменяются при варьировании ее параметров.

Затем по полученным данным было рассчитано дополнительное сопротивление наномостика, обусловленное наличием доменной стенки. Были получены зависимости магнитосопротивления от геометрических размеров перемычки. По нашим расчетам в рамках предложенной модели оно достигает величины порядка 20–30%. При уменьшении длины и толщины перемычки магнитосопротивление наномостика монотонно растёт.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 02-02-17389, 01-02016595), INTAS проект N 99-01839.

## Список литературы

- [1] *Prinz G.A.* // Science. 1998. Vol. 282. P. 1660. I. Zutic. *Condmat*. 2001. 0112368.
- [2] *Gijs M.A.M., Bauer G.E.W.* // Advances in Physics. 1997. Vol. 46. P. 285.
- [3] *Meservey R., Tedrow P.M.* // Phys. Rep. 1994. Vol. 238. P. 173.
- [4] *Garcia N., Muñoz M., Zhao Y.-W.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 2923–2926. *Tatara G., Zhao Y.-W., Muñoz M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 2030. *Muñoz M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. N 18. P. 2946. *Garcia N., Muñoz M., Qian G.G. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. N 27. P. 4550–4552. *Garcia N.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. N 9. P. 1351. *Garcia N., Muñoz M., Zhao Y.-W.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. N 18. P. 2586. *Chung S.H., Muñoz M., Garcia N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 28. P. 287203.
- [5] *Zvezdin A.A., Zvezdin K.A.* // JETP Lett. 2002. Vol. 75. N 10. P. 613–616.
- [6] *Giordano R.C.* // Physica B. 1994. Vol. 194. P. 1009. *Phys. Rev. B*. 1995. Vol. 51. P. 9855.
- [7] *Dubois S., Piraux L., George J.M. et al.* // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 477–484. *Ebels U., Radulescu A., Henry Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 983–986.
- [8] *Zvezdin A.K., Popkov A.F., Zvezdin K.A. et al.* // The Physics of Metal and Metallography. 2001. Vol. 9. P. S165–S168.
- [9] *Imamura H., Kobayashi N., Takahashi S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 5. P. 1003. *Звездин А.К., Попков А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. 71 (5). С. 304–308. *Tagirov L.R., Vodoryanov B.P., Efetov K.B.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 104428. *Osipov V.V., Ponizovskaya E.V., Garsia N.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. N 14. P. 2222. *Савченко Л.Л., Звездин А.К., Попков А.Ф. и др.* // ФТТ. 2000. Т. 43. № 8. С. 1449–1454. *Coeu J.M., Berger L. and Labaye Y.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. 020407.
- [10] *Johnson M., Silsbee R.H.* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 35. P. 4959–4972. *Johnson M.* // Science. 1993. Vol. 260. P. 320–323. *Van Son P.C., van Kempen H., Wyder P.* // Phys. Rev. Lett. 1987. P. 2271–2274. *Tsoi M.V., Jansen A.G.M., Bass J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 4281.
- [11] *Valet T., Fert A.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. P. 7099.
- [12] *Zvezdin A.K., Utochkin S.* // JETP Lett. 1993. Vol. 57. N 7. P. 433–438.
- [13] *Aronov A.* // JETP Lett. 1976. Vol. 24. P. 32. *Johnson M., Silsbee R.H.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 1790.
- [14] *Rashba E.I.* // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. R16267.
- [15] *Dzero M., Gorkov L.P., Zvezdin A.K. et al.* // Phys. Rev. B. 2003. P. 100402.
- [16] *Звездин А.К., Звездин К.А.* Краткие сообщения по физике ФИАН (Bull. Lebedev Physics Institute). 2002. Т. 8. С. 3.
- [17] *Журнов В.А.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 8. С. 822. *Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 272.
- [18] *Hubert A.* Theorie der Domanenwande in Geordneten Medien. Springer Verlag, 1974.