

## ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Спинтроника: обменное переключение ферромагнитных металлических переходов при малой плотности тока

Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн

*Представлен обзор работ по обменному переключению ферромагнитных металлических переходов при малых пороговых плотностях тока. Радикальное (на порядок) уменьшение порога достигается при доминировании механизма инжекции неравновесных спинов током, оптимальном соотношении спиновых сопротивлений слоёв, а также при наложении внешнего магнитного поля вблизи порога ориентационного фазового перехода.*

PACS numbers: 72.25.Ba, 72.25.Hg, 75.47. – m

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200904b.0359

## Содержание

1. Введение (359).
  2. Поляризованный по спину ток (360).
  3. Гигантское магнетосопротивление. Спиновая инжекция (360).
  4. Вызываемое током sd-обменное переключение (361).
  5. Динамика намагниченностей  $m$  и  $M$  при наличии тока (362).
  6. Граничные условия в динамике решётки (363).
  7. Приближение макроспина (364).
  8. Вызываемая током обменная неустойчивость намагниченности (364).
  9. Влияние внешнего магнитного поля на порог обменного переключения (366).
  10. Выводы (367).
- Список литературы (367).

## 1. Введение

С конца 1980-х годов за рубежом непрерывно нарастает поток исследований свойств наноразмерных структур на основе многослойных металлических ферромагнитных плёнок с гигантским магнетосопротивлением (ГМС). Подобные структуры демонстрируют необычные физи-

ческие свойства в широком диапазоне температур, включая комнатные. Природа основных эффектов, таких как обменная неустойчивость и переключение током, оказывается достаточно новой и интересной. Эти эффекты находят применения в датчиках магнитного поля и тока, в головках считывания информации магнитных дисков и лент, считаются перспективными для применений в элементах памяти с высокой плотностью информации, гальванических развязках, биодатчиках. Ведутся разработки спиновых транзисторов, логических наноэлементов, магнитных нейронов и спиновых микропроцессоров. Оценки плотности размещения наноэлементов, в том числе элементов памяти, показывают, что их плотность может приближаться к "физическому" пределу порядка 100 Гбит см<sup>-2</sup>. Проведённые исследования показали, что ожидаемое быстродействие достаточно велико, так что время одного переключения составляет  $\sim 0,1$  нс и менее. Вполне вероятно, что подобные структуры окажутся в ближайшем будущем основой для следующего поколения вычислительных систем, обладающих принципиально новыми свойствами и существенно более высокими характеристиками по сравнению с существующими системами.

Становится очевидным, что мы столкнулись с важным научно-техническим направлением, в котором основным носителем информации оказывается спиновое состояние вещества, а новые эффекты, которые сопровождают перенос спина, могут быть применены для обработки этой информации. Для обозначения такого направления теперь укоренилось даже специальное название — спинтроника.

В этом понимании сфера спинтроники широка. Например, в обзоре Б.П. Захарчени и др. [1] были обсуждены ранние работы и показано, что поляризованный свет в полупроводниковых структурах влияет на спиновое состояние и приводит к ряду интересных эффектов. Добавление к этим структурам ферромагнитных слоёв

Ю.В. Гуляев. Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, кор. 7, 125009 Москва, Российская Федерация  
Тел. (495) 629-35-91  
E-mail: gulyaev@cplire.ru

П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, пл. Введенского 1, 141190 Фрязино, Московская обл., Российская Федерация  
Тел. (496) 565-26-18  
E-mail: zil@ms.ire.rssi.ru, eme253@ms.ire.rssi.ru

Статья поступила 5 ноября 2008 г.

открывает новые гибридные структуры и новые возможности исследований и применений. Существенный прогресс был связан с привлечением чисто металлических плёночных ферромагнитных структур (см., например, [2–4]), которые характеризуются многими полезными свойствами, такими как высокая температура Кюри и радиационная стойкость.

В последние годы в спинтронике металлических структур отмечается интенсивное развитие и достигнут существенный прогресс. Прежде всего, следует указать на всемирно признанные работы по ГМС (показателем такого признания служит присуждение Нобелевской премии по физике за 2007 г. П. Грюнбергу и А. Ферту за открытие явления ГМС) [5–8], а также на механизм обменной неустойчивости и переключения за счёт передачи крутильного момента в решётку, предложенный в работах [9, 10]. Одновременно следует указать также и на другой, предложенный несколько позже, механизм обменной неустойчивости и переключения за счёт создаваемой током спиновой инжекции [11, 12]. Из дальнейшего будет видно, что именно последний из указанных механизмов (спин-инжекционный) характеризуется рядом особенностей, которые проясняют тесную связь между, казалось бы, разными эффектами — ГМС и обменным переключением.

Количество публикуемых работ по спинтронике в настоящее время очень велико. Достаточно сказать, что это многие сотни экспериментальных работ. Как ни странно, но теоретических работ, объясняющих эксперименты, гораздо меньше. Такое положение связано с некоторыми затруднениями, выясненными при развитии теории. С другой стороны, представляется очевидным, что в данный момент важно не столько собрать воедино все имеющиеся данные и публикации, сколько, хотя бы в частных случаях, выработать теоретический подход для понимания и систематизации некоторых экспериментов. Именно в этом и состояла цель предлагаемого небольшого обзора.

С другой стороны, тема обзора достаточно актуальна, поскольку речь идет о снижении пороговой плотности тока для достижения обменной неустойчивости. Вопрос этот существенный, поскольку в экспериментах плотность порогового тока пока ещё довольно велика, превосходит  $\sim 2 \times 10^6$  А см<sup>-2</sup> [13]. Чем ниже порог, тем проще эксперименты и шире возможности применения обменной неустойчивости. В данном обзоре мы собираемся обсудить некоторые новые пути радикального снижения порога во внешнем магнитном поле.

## 2. Поляризованный по спину ток

Рассмотрим ферромагнитный переход, схема которого показана на рис. 1. Переход представляет собой слоистую структуру из двух ферромагнитных слоев 1, 2, слоя немагнитного проводника 3 и сверхтонкого разделяющего слоя, называемого барьерным, который достаточно прозрачен для электронов проводимости и не меняет направления их спина. К переходу может быть приложено касательное магнитное поле  $H$ . Стрелками на боковой поверхности ферромагнетиков показаны направления намагниченностей (для примера, они направлены в противоположные стороны).

Проходя сквозь слои 1 и 2, поток электронов  $j/e$  поляризуется по спину. Это связано с ферромагнитным

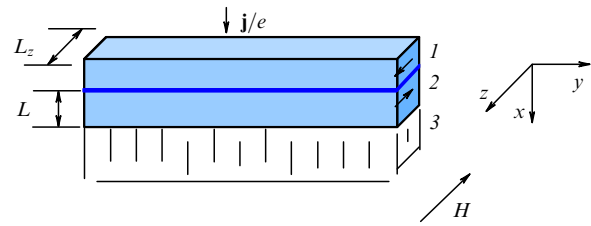


Рис. 1. Схема магнитного перехода. Слой 1 — спины закреплены, 2 — спины свободны, 3 — немагнитный проводник. Между слоями 1 и 2 находится сверхтонкий разделяющий слой.

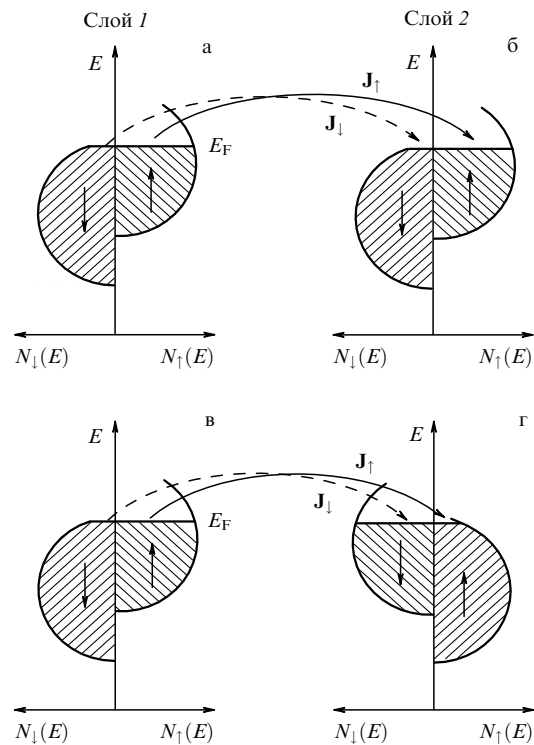


Рис. 2. Спиновые энергетические подзоны для электронов проводимости в ферромагнетике. Штриховкой показано заполнение подзон.

упорядочением в слоях и наличием в них спонтанной намагниченности, соответственно  $M_1$  и  $M_2$ . Мы предполагаем для простоты, что обе намагниченности в равновесии направлены вдоль оси  $z$ .

Типичный спектр энергий электронов проводимости в ферромагнетике представлен на рис. 2. Вертикальными стрелками показано направление спина электронов проводимости в каждой подзоне энергий. На рисунке 2а — суммарный вектор намагниченности направлен вниз; на рис. 2г — вверх. По горизонтальной оси отложены плотности состояний  $N_1(E)$ ,  $N_2(E)$  на уровне энергии  $E$ . Энергия Ферми  $E_F$  соответствует уровню, с которого электроны переходят из слоя 1 в слой 2. Сами такие переходы показаны кривыми стрелками сверху, а спиновые потоки электронов представлены векторами  $J_1$ ,  $J_2$ .

## 3. Гигантское магнетосопротивление. Спиновая инжекция

Самое простое предположение состоит в том, что при переходах  $1 \leftrightarrow 2$  спин электронов сохраняется. Это может быть связано как с малой толщиной разделяюще-



энергетические подзоны. Все спины взаимодействуют с решёткой вследствие sd-обмена и создают неравновесную добавку к эффективному магнитному полю  $\Delta \mathbf{H}_{\text{eff}}$ . Если при этом энергия образца возрастает, то при достаточно высокой плотности тока  $j > j'_{\text{th}}$  произойдёт переключение (инверсия намагниченности), энергия уменьшится и образец перейдет в новое стабильное стационарное состояние с инверсной намагниченностью  $\mathbf{M}$ .

По своей природе этот механизм переключения, как и крутильный момент, также есть результат действия sd-обмена. Однако это является другим проявлением sd-обмена. Впервые, видимо, идея подобного эффекта спининжекционного переключения была предложена и обоснована в работах [11, 12]. Расчёт в [21] показал (см. раздел 8), что при определённых условиях порог  $j'_{\text{th}}$  может быть на порядки ниже, чем  $j_{\text{th}}$ . Например, величина порога  $j'_{\text{th}}$  может оказаться  $\leq 10^5$  А см<sup>-2</sup> или даже гораздо меньше.

## 5. Динамика намагниченностей $\mathbf{m}$ и $\mathbf{M}$ при наличии тока

Перейдём к количественному рассмотрению процессов в переходе при протекании через него электрического тока. Слой 1 имеет фиксированную намагниченность решётки  $\mathbf{M}_1$  и свободную намагниченность электронов  $\mathbf{m}_1$ . В слое 2 оба вектора  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{m}$  свободны. Подробная теория в удобной для дальнейшего форме была развита в работах [22–24]. Другие варианты теории представлены в работах [25, 26]. Далее обсуждается структура теории [24] и основные возможности реализации вытекающих из этого подхода эффектов.

Для простоты переход считается бесконечным и однородным в плоскости  $yz$ , все величины зависят только от координаты  $x$  (см. рис. 3). Взаимодействие электронов проводимости (s-электронов) с решёткой (d-электронами) описывается с помощью стандартной энергии sd-обмена

$$U_{\text{sd}} = -\alpha_1 \int_{-L_1}^0 \mathbf{m}_1(x') \mathbf{M}_1 dx' - \alpha \int_0^L \mathbf{m}(x') \mathbf{M}(x') dx', \quad (2)$$

где  $\alpha_1 \sim \alpha \sim 10^4$  суть безразмерные параметры sd-обмена для слоёв 1 и 2 соответственно,  $L_1$  и  $L$  — толщины слоёв 1 и 2 (типично соотношение  $L_1 \gg L$ ). Барьерный слой при  $x = 0$  тонкий и не влияет на рассматриваемые процессы. В принципе, подобные условия могут быть реализованы экспериментально. Немагнитный слой 3 располагается при  $x > L$  и служит для замыкания электрической цепи.

Динамика намагниченностей описывается следующими уравнениями:

1) уравнением непрерывности для подвижных электронов:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial x} + \gamma \alpha [\mathbf{m} \times \mathbf{M}] + \frac{\mathbf{m} - \bar{\mathbf{m}}}{\tau} = 0, \quad (3)$$

где поток спинов подвижных электронов  $\mathbf{J}$  равен

$$\mathbf{J} = \frac{\mu_B}{e} (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) \hat{\mathbf{M}}, \quad (4)$$

$j_{\uparrow}$  и  $j_{\downarrow}$  — парциальные плотности электрического тока для электронов со спином "вверх" и "вниз",  $\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{M}/M$  — единичный вектор намагниченности решетки,  $\tau$  — спиновое время релаксации,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $e$  — заряд

электрона,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $t$  — текущее время;

2) уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) для намагниченности решётки  $\mathbf{M}$ :

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} + \gamma [\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \kappa \left[ \hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} \right] = 0, \quad (5)$$

где  $\kappa$  есть диссипативная постоянная Гильберта (её типичная оценка при комнатной температуре  $\kappa \sim 3 \times 10^{-2}$ ). Эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + A \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x^2} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{\text{sd}} \quad (6)$$

включает внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ , поле анизотропии  $\mathbf{H}_a$ , поле размагничивания  $\mathbf{H}_d$ , sd-обменное поле  $\mathbf{H}_{\text{sd}} = -\delta U/\delta \mathbf{M}$ , которое получается вариационным дифференцированием энергии (2), и эффективное поле внутрирешёточного обмена с типичным значением постоянной  $A \sim 10^{-12}$  см<sup>2</sup>.

Чтобы найти решение системы уравнений (3) и (5), нужно явно вычислить производную  $\mathbf{H}_{\text{sd}} = -\delta U/\delta \mathbf{M}$ . Для такого вычисления требуется выразить вектор  $\mathbf{m}$  через вектор  $\mathbf{M}$  из уравнения (3) и подставить результат в выражение для энергии (2). Это легче всего сделать, если воспользоваться малостью электронного времени релаксации  $\tau \sim 3 \times 10^{-13}$  с. Малая величина  $\tau$  обеспечивает выполнение условия  $\omega \tau \ll 1$  и возможность пренебречь производной по времени в уравнении (3). Смысл подобного приближения состоит в том, что электроны "следят" за колебаниями решетки. Вместе с тем характерная частота sd-обмена  $\omega_{\text{sd}} \equiv \gamma \alpha M$  при типичных значениях параметров  $\alpha \sim 2 \times 10^4$  и  $M \sim 10^3$  Гс оценивается как  $\omega_{\text{sd}} \sim 3 \times 10^{14}$  с<sup>-1</sup>. Поэтому выполняется условие  $\omega_{\text{sd}} \tau \sim 10^2 \gg 1$ . С учётом указанных условий уравнение (3) сильно упрощается и легко решается относительно  $\mathbf{m}$ . Такое решение получено в работах [22–24]. Пользуясь им, для неравновесной (зависящей от тока) добавки к эффективному полю получаем

$$\Delta \mathbf{H}_{\text{sd}} = h_{\text{sd}} \hat{\mathbf{M}}_1 l \delta(x - 0), \quad (7)$$

где  $l \sim 3 \times 10^{-6}$  см есть длина свободного пробега спина в типичных ферромагнитных металлах при комнатной температуре. Часть поля  $\mathbf{H}_{\text{sd}}$ , которая не включена в (7), пропорциональна вектору  $\mathbf{M}$  и поэтому выпадает из уравнения ЛЛГ. Эта часть поля далее не рассматривается.

При решении уравнения (3) и получении формулы (7) применены граничные условия двух типов.

1) Условия квазиравновесия при обмене электронами на границах слоёв  $1 \leftrightarrow 2$  и  $2 \leftrightarrow 3$ . Эти условия сводятся к непрерывности химических потенциалов, причём контактирующие слои могут иметь неколлинеарные намагниченности, т.е.  $\cos \chi = (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0)) \leq 1$ . Такая задача была решена недавно в работе [27], где искомые условия на границе  $x = 0$  получены в виде

$$N_1 \Delta m_1(-0) = N_2 \Delta m_2(+0) \cos \chi \quad \text{при} \quad \frac{j}{e} > 0, \quad (8)$$

$$N_1 \Delta m_1(-0) \cos \chi = N_2 \Delta m_2(+0) \quad \text{при} \quad \frac{j}{e} < 0, \quad (9)$$

где

$$N_{1,2} = \frac{1}{2\mu_B} \left( \frac{1}{g_{\uparrow 1,2}} + \frac{1}{g_{\downarrow 1,2}} \right). \quad (10)$$

Величины  $g_{\uparrow 1,2}$  и  $g_{\downarrow 1,2}$  представляют собой электронные плотности состояний на поверхности Ферми соответственно в слоях 1 и 2.

Аналогично, на границе  $x = L$

$$N_2 \Delta m_2 (L - 0) = N_3 \Delta m_3 (L + 0). \quad (11)$$

2) Условия непрерывности продольной части спинового потока электронов, а именно:

$$(\mathbf{J}(-0) \hat{\mathbf{M}}(+0)) = (\mathbf{J}(+0) \hat{\mathbf{M}}(+0)) \quad \text{при} \quad \frac{j}{e} > 0, \quad (12)$$

$$(\mathbf{J}(+0) \hat{\mathbf{M}}_1) = (\mathbf{J}(-0) \hat{\mathbf{M}}_1) \quad \text{при} \quad \frac{j}{e} < 0, \quad (13)$$

а также условия

$$(\mathbf{J}(L - 0) \hat{\mathbf{M}}(L - 0)) = (\mathbf{J}(L + 0) \hat{\mathbf{M}}(L - 0)) \quad (14)$$

при любом знаке  $j/e$ .

В выражении (7) появляется новое обменное поле  $h_{sd}$ , которое зависит от направления тока. В случае прямого тока ( $j/e > 0$ ) получаем

$$h_{sd} = \mu_B \alpha n Q_1 \frac{j}{j_D} \frac{\lambda v_1 (v^* - \cos^2 \chi) + 2b v^* \cos \chi}{(v^* + \cos^2 \chi)^2}. \quad (15)$$

Здесь  $n$  — концентрация носителей тока в слое 2,  $Q_1$  — коэффициент поляризации тока в слое 1 (выбирается близким к 1),  $j_D = enl/\tau$  — характеристический "диффузионный" ток,  $\lambda = L/l \sim 0,1$ ,  $b = \alpha_1 \tau_1 M_1 / \alpha \tau M$ ,  $\cos \chi = (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))$ . Параметры  $v_1 = Z_1/Z_2$  и  $v^* = Z_1/Z_3 + \lambda Z_1/Z_2$  характеризуют отношения спиновых сопротивлений слоёв; по определению (см., например, [23]) спиновое сопротивление  $i$ -го слоя  $Z_i = l_i \rho_i / (1 - Q_i^2)$ ,  $l_i$ ,  $\rho_i$ ,  $Q_i$  — соответственно длина спиновой диффузии, удельное сопротивление и коэффициент поляризации тока в  $i$ -м слое.

В случае обратного тока ( $j/e < 0$ ) получаем

$$h_{sd} = -\mu_B \alpha n Q_1 \left| \frac{j}{j_D} \right| \frac{\lambda v_1 (1 - v^* \cos^2 \chi) - 2b v^* \cos \chi}{(1 + v^* \cos^2 \chi)^2}. \quad (16)$$

## 6. Граничные условия в динамике решётки

Далее должно решаться уравнение ЛЛГ (5) для намагниченности решётки  $\mathbf{M}$ . Решение должно удовлетворять граничным условиям, которые выражают непрерывность полных спиновых потоков на границах слоев  $x = -L_1, 0, L, +\infty$ . Учитывались как потоки спинов решётки, так и потоки спинов подвижных электронов, которые, согласно идее крутильного момента [9, 10], могут преобразовываться в решетку. Явные аналитические выражения для указанных потоков могут быть выведены из самих уравнений (3) и (5). Они вытекают из дивергентных слагаемых, содержащихся в (3), (5) и (7). Подробный вывод граничных условий описан в работах [22–24].

Могут быть выделены следующие дивергентные слагаемые в уравнениях (3) и (5).

1) Вектор  $\mathbf{J}$ , который входит в (3) и определяется равенством (4), представляет собой поток спинов подвижных электронов. Этот поток можно считать продольным, поскольку он параллелен намагниченности  $\hat{\mathbf{M}}$ .

2) Из уравнения (5) можно извлечь вектор

$$\mathbf{J}_M = a \left[ \hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial x} \right], \quad (17)$$

где  $a = \gamma A M$ , который даёт плотность потока намагниченности решётки. Этот поток поперечный, поскольку он перпендикулярен  $\hat{\mathbf{M}}$ .

3) Из уравнения (5), с учётом выражения (7) для эффективного поля, можно выделить ещё один поток,  $\mathbf{J}_{sd}$ , определяемый следующим равенством:

$$\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{sd}] = \frac{\partial \mathbf{J}_{sd}}{\partial x}, \quad (18)$$

где

$$\mathbf{J}_{sd}(x) = \gamma h_{sd} l [\mathbf{M}(0) \times \hat{\mathbf{M}}_1] \theta(x - 0),$$

причём функция  $\theta(x - 0) = 1$  для  $x > 0$  и  $\theta(x - 0) = 0$  для  $x < 0$ . Очевидно, что этот поток также поперечный.

Непрерывность полного спинового потока на граничной поверхности  $x = 0$  выражается равенством

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(+0) - \mathbf{J}(-0) + \mathbf{J}_M(+0) - \mathbf{J}_M(-0) + \\ + \mathbf{J}_{sd}(+0) - \mathbf{J}_{sd}(-0) = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

и представляет собой граничное условие, которое необходимо для однозначного нахождения решения уравнения (5), т.е. вектора  $\mathbf{M}$ . Условие (19) можно существенно упростить. Во-первых, слой 1 имеет закреплённую решётку, что означает исчезновение потоков:  $\mathbf{J}_M(-0) = \mathbf{J}_{sd}(-0) = 0$ . Во-вторых, можно упростить вычисления, рассмотрев отдельно проекции (19) на вектор  $\hat{\mathbf{M}}(+0)$  (см. (12)) и на плоскость, перпендикулярную вектору  $\hat{\mathbf{M}}(+0)$  для прямого тока ( $j/e > 0$ ):

$$\left[ \hat{\mathbf{M}}(+0) \times [\mathbf{J}(-0) \times \hat{\mathbf{M}}(+0)] \right] = \mathbf{J}_M(+0) + \mathbf{J}_{sd}(+0), \quad (20)$$

а также на вектор  $\hat{\mathbf{M}}_1$  (13) и на плоскость, перпендикулярную  $\hat{\mathbf{M}}_1$ , для обратного тока ( $j/e < 0$ ):

$$\left[ \hat{\mathbf{M}}_1 \times [\mathbf{J}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1] \right] = -\mathbf{J}_M(+0) - \mathbf{J}_{sd}(+0). \quad (21)$$

На другой граничной поверхности слоя 2, при  $x = L$ , условие непрерывности полного спинового потока принимает вид

$$\mathbf{J}(L + 0) - \mathbf{J}(L - 0) - \mathbf{J}_{sd}(L - 0) = 0, \quad (22)$$

что даёт для продольной компоненты условие (14), а для поперечной компоненты

$$\mathbf{J}_M(L - 0) = 0. \quad (23)$$

Таким образом, мы представили различные типы граничных условий:

- условия непрерывности химических потенциалов (8), (9), (11),
- условия непрерывности продольных спиновых потоков (12)–(14),

• условия непрерывности поперечных спиновых потоков (20), (21), (23).

Эти условия позволяют рассмотреть различные линейные и нелинейные проблемы в магнитных переходах и, в частности, проблему переключения. Оба канала sd-обменного взаимодействия (крутильный момент и спин-инжекционное эффективное поле) могут быть одновременно описаны с этих позиций. Двойные векторные произведения в формулах (20) и (21) показывают, как продольные спиновые потоки подвижных электронов могут трансформироваться в поперечные спиновые потоки решётки, — идея, высказанная в работах [9, 10].

## 7. Приближение макроспина

Для применений в конкретных задачах следует явно выразить упомянутые граничные условия через искомую намагниченность, пользуясь для этого определениями плотностей тока (4), (17) и (18), а также решениями уравнения (3) для функции  $\mathbf{m}(x)$  и вычисленными ранее выражениями (15) и (16) для обменного поля  $h_{sd}$ . Умножив преобразованные таким образом граничные условия векторно на  $\hat{\mathbf{M}}(+0)$ , получим:

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}(x)}{\partial x} \right|_{x=+0} = -p \left[ \hat{\mathbf{M}}(+0) \times [\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}(+0)] \right] + k [\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}(+0)], \quad (24)$$

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}(x)}{\partial x} \right|_{x=L-0} = 0. \quad (25)$$

Параметры  $p$  и  $k$  в условии (24) пропорциональны плотности тока и описывают влияние двух указанных выше механизмов sd-обменного взаимодействия электронных спинов с решёткой — соответственно спиновой инжекции и передачи крутильного момента. Эти параметры, вычисленные для тока в прямом направлении ( $j/e > 0$ ), имеют вид

$$p = \frac{\mu_B \gamma \alpha \tau Q_1}{a} \frac{j}{e} \frac{\lambda v_1 (v^* - \cos^2 \chi) + 2b v^* \cos \chi}{(v^* + \cos^2 \chi)^2}, \quad (26)$$

$$k = \frac{\mu_B Q_1}{aM} \frac{j}{e} \frac{v^*}{(v^* + \cos^2 \chi)^2}. \quad (27)$$

Для тока в обратном направлении ( $j/e < 0$ ) вычисление дает

$$p = \frac{\mu_B \gamma \alpha \tau Q_1}{a} \frac{j}{e} \frac{\lambda v_1 (v^* \cos^2 \chi - 1) + 2b v^* \cos \chi}{(1 + v^* \cos^2 \chi)^2}, \quad (28)$$

$$k = \frac{\mu_B Q_1}{aM} \frac{j}{e} \frac{v^* \cos^2 \chi}{(1 + v^* \cos^2 \chi)^2}. \quad (29)$$

Выполнение указанной программы в конкретных задачах часто сопряжено с большими вычислениями. Между тем в экспериментах основной интерес пока представляют переходы с весьма узким рабочим слоем 2, когда  $L \ll l$ ,  $\sqrt{AM/H_a}$ , причём параметры в правой части этого неравенства представляют соответственно длину спиновой диффузии и толщину доменной стенки и обычно имеют порядок величины  $\sim 3 \times 10^{-6}$  см. Предполагается,

что на толщине слоя намагниченность меняется мало, так что справедливо разложение

$$\hat{\mathbf{M}}(x) = \hat{\mathbf{M}}(+0) + \hat{\mathbf{M}}'(+0)x + \frac{1}{2} \hat{\mathbf{M}}''(+0)x^2 + \dots, \quad (30)$$

где штрихи означают производные по координате  $x$ . Теперь нужно переписать уравнение ЛЛГ (5) так, чтобы вместо искомой функции  $\hat{\mathbf{M}}(x)$  появилась функция времени  $\hat{\mathbf{M}}(+0)$ . Продифференцируем (30) по координате  $x$ , подставим  $x = L$  и воспользуемся граничными условиями (24) и (25). Тогда получим

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{M}}''(+0) &= -L^{-1} \hat{\mathbf{M}}'(+0) = \\ &= L^{-1} \left\{ p \left[ \hat{\mathbf{M}}(+0) \times [\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}(+0)] \right] - \right. \\ &\quad \left. - k [\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}(+0)] \right\}. \end{aligned} \quad (31)$$

Единственное слагаемое в (5), которое содержит вторую производную по координате  $x$ , с учётом (31) можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} a [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}''(+0)] &= \frac{a}{L} \left\{ p [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1] + \right. \\ &\quad \left. + k [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1]] \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

Подставив в (5) выражение (32) и вектор  $\hat{\mathbf{M}}(+0)$  вместо вектора  $\hat{\mathbf{M}}(x)$ , получим

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\mathbf{M}}(+0)}{dt} - \alpha \left[ \hat{\mathbf{M}}(+0) \times \frac{d\hat{\mathbf{M}}(+0)}{dt} \right] + \gamma [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times \mathbf{H}'] + \\ + \frac{ap}{L} [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1] + \\ + \frac{ak}{L} [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times [\hat{\mathbf{M}}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1]] = 0, \end{aligned} \quad (33)$$

где  $\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d$ , причём в простейшей ситуации  $\mathbf{H}_a = \beta M \mathbf{n}(\hat{\mathbf{M}}(+0) \mathbf{n})$ ,  $\mathbf{H}_d = -4\pi M \hat{\mathbf{x}}(\hat{\mathbf{M}}(+0) \hat{\mathbf{x}})$ ,  $\beta$ ,  $\mathbf{n}$  — соответственно характеристика энергии и направление оси анизотропии,  $\hat{\mathbf{x}}$  — единичный вектор в направлении оси  $x$ .

Уравнение (33) описывает динамику однородной намагниченности внутри слоя 2. Слой ведёт себя подобно единому большому магнитному моменту, называемому часто "макроспином". Разумеется, подобное представление является приближённым, но оно соответствует ситуации, реализуемой в некоторых экспериментах, и, кроме того, существенно облегчает расчёты. Впервые подобное представление было введено Слончевским в работе [9] при учёте одного лишь механизма крутильного момента. Здесь приведено более общее представление, которое впервые получено в [28] и учитывает дополнительно к крутильному моменту также и спиновую инжекцию — слагаемое, пропорциональное параметру  $p$  в (33).

## 8. Вызываемая током обменная неустойчивость намагниченности

Покажем, как уравнение (33) приводит к неустойчивости намагниченности при достаточно большом токе, превышающем порог. Пусть исходная стационарная намагниченность  $\hat{\mathbf{M}} = (0, 0, \pm 1)$ . Таким образом, исходная

намагниченность направлена вдоль оси  $z$ . Рассмотрим малые гармонические флуктуации намагниченности  $\Delta \hat{M}_x, \Delta \hat{M}_y \sim \exp(-i\omega t)$  и линеаризуем уравнения относительно них. Тогда получаем дисперсионное уравнение в виде

$$\omega^2 + 2iv\omega - w = 0, \quad (34)$$

где

$$w = \frac{1}{1 + \kappa^2} \left[ \left( \Omega_x + \frac{ap}{L} \hat{M}_z \right) \left( \Omega_y + \frac{ap}{L} \hat{M}_z \right) + \left( \frac{ak}{L} \right)^2 \right], \quad (35)$$

$$v = \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \left[ \frac{1}{2} (\Omega_x + \Omega_y) + \frac{a}{L} \left( p + \frac{k}{\kappa} \right) \hat{M}_z \right], \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \Omega_x &= \gamma(H\hat{M}_z + H_a + 4\pi M), & \Omega_y &= \gamma(H\hat{M}_z + H_a), \\ p &= p(\hat{M}_z), & k &= k(\hat{M}_z). \end{aligned} \quad (37)$$

Типичны следующие оценки параметров:

$$\begin{aligned} \Omega_x &\approx 4\pi\gamma M \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}, & \Omega_y &\approx \gamma(H + H_a) \sim 10^9 \text{ с}^{-1}, \\ \kappa &\sim 3 \times 10^{-2} \ll 1. \end{aligned}$$

Общее условие неустойчивости,  $\text{Im } \omega > 0$ , требует выполнения хотя бы одного из двух неравенств: либо  $v < 0$ , либо  $w < 0$ . Первое из неравенств зависит от диссипативного параметра  $\kappa$ . Оно описывает неустойчивость, вызываемую воздействием крутильного момента. Второе неравенство от диссипации не зависит и описывает неустойчивость, вызываемую спиновой инжекцией.

При указанных оценках условие  $v < 0$  приближенно сводится к неравенству

$$1 + \frac{2ak}{\kappa L \Omega_x} \hat{M}_z < 0, \quad (38)$$

а условие  $w < 0$  — к неравенству

$$1 + \frac{ap}{L \Omega_y} \hat{M}_z < 0. \quad (39)$$

Подставим в (38) и (39) выражения (26)–(29) для параметров  $p$  и  $k$ . Из (26) и (28) видно, что знак  $p$  не зависит от направления тока, однако зависит от соотношения между спиновыми сопротивлениями слоёв. Выполнение условия (39) требует, чтобы при  $p > 0$  было  $\hat{M}_z = -1$  и реализовалась AP-ориентация. Соответственно при  $p < 0$  должно быть  $\hat{M}_z = 1$  и должна реализоваться P-ориентация. Ориентации, противоположные указанным, будут устойчивы по механизму спиновой инжекции при любом токе.

Иначе обстоит дело с параметром  $k$ . Согласно (27) и (29) знак  $k$  всегда совпадает со знаком плотности потока электронов  $j/e$ . Вследствие этого для выполнения условия (38) требуется иметь  $\hat{M}_z = -1$  при прямом токе, когда  $j/e > 0$ , и  $\hat{M}_z = 1$  при обратном токе, когда  $j/e < 0$ . Таким образом, по механизму крутильного момента при прямом токе неустойчивой может оказаться только AP-ориентация намагниченности, а при обратном токе — только P-ориентация.

Решая неравенства (38) и (39) относительно тока и пользуясь формулами (26)–(29), получаем окончательно следующие условия на пороге неустойчивости:

- для прямого тока ( $j/e > 0$ ), когда крутильный механизм доминирует,

$$\left( -\hat{M}_z \right) \frac{j}{e} > \kappa \lambda l \frac{2\pi\gamma M^2}{\mu_B Q_1} \frac{1 + v^*}{v^*}, \quad (40)$$

- для обратного тока ( $j/e < 0$ ), когда крутильный механизм доминирует,

$$\hat{M}_z \left| \frac{j}{e} \right| > \kappa \lambda l \frac{2\pi\gamma M^2}{\mu_B Q_1} \frac{1 + v^*}{v^*}, \quad (41)$$

- независимо от направления тока, когда доминирует механизм спиновой инжекции,

$$\begin{aligned} \left( -\hat{M}_z \right) \left| \frac{j}{e} \right| &> \left( 1 + \frac{H\hat{M}_z}{H_a} \right) \frac{\lambda H_a}{\mu_B \alpha \tau Q_1} \times \\ &\times \frac{(1 + v^*)^2}{\lambda v_1 (v^* - 1) + 2bv^* \hat{M}_z}. \end{aligned} \quad (42)$$

Обсудим теперь численные оценки, которые вытекают из пороговых условий (40)–(42). Эти оценки зависят от механизма взаимодействия (крутильный механизм или спиновая инжекция) и от соотношений между спиновыми сопротивлениями. Начнем с условий (40) и (41), справедливых для крутильного механизма. Модуль порогового тока для крутильного механизма  $j = (j_{\text{th}})_k$  получается равным

$$\left| \frac{j_{\text{th}}}{e} \right|_k = \frac{2\pi\gamma\kappa M^2 \lambda l}{\mu_B Q_1} \left( 1 + \frac{1}{v^*} \right), \quad (43)$$

что дает при  $\gamma M \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $l \sim 2 \times 10^{-6} \text{ см}$ ,  $\lambda \sim 0,1$ ,  $\kappa \approx 3 \times 10^{-2}$  и  $Q_1 \approx 0,3$  следующий результат:

$$\left| j_{\text{th}} \right|_k \approx 6 \times 10^7 \left( 1 + \frac{1}{v^*} \right) \text{ А см}^{-2}.$$

Таким образом, пороговый ток получается довольно высоким, что соответствует экспериментальным результатам для крутильного механизма (см., например, [14, 15]). Как видно, такой порог невозможно существенно уменьшить за счёт подбора спиновых сопротивлений.

Рассмотрим теперь условие (42). Нас будет интересовать далее актуальная ситуация, когда  $\lambda v_1 \gg 1$ ,  $v^* \gg 1$ . При этом  $v^*/v_1 = \lambda + (Z_1/Z_3)$ . Тогда условие (42) можно упростить, так что модуль порогового тока для инжекционного механизма  $j = (j_{\text{th}})_p$  получается в виде

$$\left| \frac{j_{\text{th}}}{e} \right|_p = \frac{H_a l}{\mu_B \alpha \tau Q_1} \left( \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \right) \left( 1 + \frac{H\hat{M}_z}{H_a} \right). \quad (44)$$

После подстановки численных значений параметров (в частности,  $\alpha \approx 2 \times 10^4$ ,  $\tau \approx 3 \times 10^{-13} \text{ с}$ ,  $H_a \sim 100 \text{ Э}$ ,  $H = 0$ ,  $Z_2 \ll Z_1, Z_3$ ) получаем  $(j_{\text{th}})_p \approx 1,9 \times 10^5 \text{ А см}^{-2}$ . В данном случае понижение порога почти на три порядка по сравнению с током  $(j_{\text{th}})_k$  произошло вследствие перехода к спин-инжекционному механизму и подбора спиновых сопротивлений.

## 9. Влияние внешнего магнитного поля на порог обменного переключения

Согласно формуле (44) порог спин-инжекционного переключения зависит от внешнего магнитного поля  $H$ . Эта зависимость представляет большой интерес. Видно, что при поле  $H\hat{M}_z \rightarrow -H_a + 0$  последний множитель в (44) обращается в нуль, что означает обращение в нуль и обменного порога. Причина такого поведения связана с ориентационным фазовым переходом, к которому приводит увеличение внешнего магнитного поля. При подходе к этому порогу (вблизи, но несколько ниже него) облегчаются условия обменного переключения намагниченности: внешнее поле совместно с обменным полем способствуют переключению. При этом обменное поле, создаваемое даже сравнительно небольшим током, оказывается достаточным для переключения.

Таким образом, вблизи и ниже порога перемагничивания перехода в поле  $H$  порог обменного переключения током может быть значительно снижен. Важно, что при этом сохраняется самая существенная особенность переключения током, а именно локальность переключения. В матрице переключаемых переходов, составляющих запоминающее устройство, только тот переход, через который идёт ток, может быть переключён. Остальные переходы (даже весьма близкие соседи) сохраняют стабильность. Иными словами, плотность записи остаётся высокой (как и в отсутствие магнитного поля).

Как показано в разделе 2, при перемагничивании полем  $H$  одного из слоёв перехода значительно меняется сопротивление перехода для перпендикулярного к слоям электрического тока. Этот эффект, как уже отмечалось, называется гигантским магнетосопротивлением. Он активно исследовался начиная с 1980-х годов, были достигнуты большие успехи как в фундаментальной науке, так и в прикладных областях. Мы хотели бы здесь обратить внимание на то, что эффект ГМС и обменное переключение с низким порогом по току, по видимому, тесно связаны между собой.

Для подтверждения сказанного рассмотрим результаты эксперимента, выполненного в работах [29, 30]. В этом эксперименте исследовалась магнитная туннельная структура при комнатной температуре. Структура представляла собой типичный магнитный переход: две ферромагнитные пленки, кобальта (Co) и пермаллоя ( $\text{Ni}_{20}\text{Fe}_{80}$ ), разделённые сверхтонким (1–1,5 нм) слоем оксида алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Детали изготовления структуры и измерений описаны в отчёте [30]. Мы предполагаем, что соотношение спиновых сопротивлений позволяет считать параметры  $\lambda v_1$  и  $v^*$  достаточно большими и можно пользоваться формулой (42) с положительным знаменателем и формулой (44).

Было измерено ГМС (1) при различных направлениях и значениях электрического тока, протекающего перпендикулярно развитым граничным плоскостям магнитного перехода. Ток менялся в интервале 1–100 мкА, что при поперечном размере перехода  $\sim 100$  мкм соответствует максимальной плотности тока  $\sim 1$  А см $^{-2}$ . Подобная плотность тока значительно меньше теоретических оценок, сделанных в отсутствие поля, т.е. при  $H = 0$  (см. формулы (43) и (44)). Поэтому в самой работе [29] возникло предположение, что в разделяющем слое  $\text{Al}_2\text{O}_3$  могли играть заметную роль поры диаметром  $\sim 0,1$  мкм, в которых плотность тока была гораздо выше.

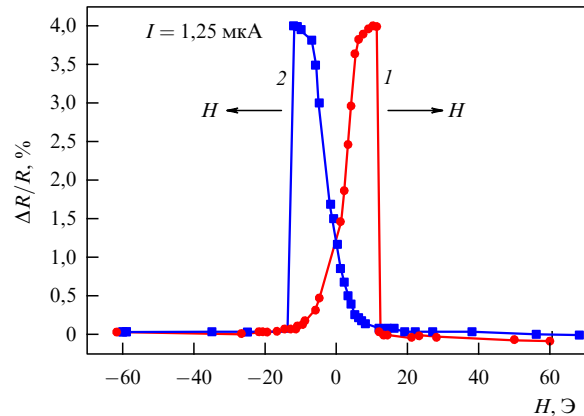


Рис. 4. Относительное магнетосопротивление в зависимости от поля  $H$ , которое может нарастать и убывать.

Следует, однако, обратить внимание на следующие существенные обстоятельства. Во-первых, эффект имеет место только при наличии внешнего магнитного поля и только вблизи тех его значений, при которых происходит перемагничивание, т.е. наблюдается ГМС. На рисунке 4, взятом из отчёта [30]<sup>1</sup>, показано, что зависимость ГМС от поля  $H$  видоизменяется при пропускании тока. При этом на данном и на всех последующих рисунках поле отсчитывается от поля перемагничивания  $\pm H_a$ . Кривая 1 на рис. 4 описывает ход ГМС при возрастании поля  $H$ , а кривая 2 — при его убывании. Мы видим, что в обоих случаях нарушается симметрия пиков — справа и слева крутизна различна. Переход от большого значения  $\Delta R/R$  к малому всегда происходит круче, почти скачком.

Последнее обстоятельство весьма существенно. Оно представляет собой второй эффект, на который следует обратить внимание при интерпретации данной зависимости. Согласно формуле (42) обменное переключение возможно при любом направлении тока (как при  $j/e > 0$ , так и при  $j/e < 0$ ), но только в том случае, когда ориентация намагниченности в слоях антипараллельна, т.е.  $(-\hat{M}_z) > 0$ . Из эксперимента [29, 30] следует, что это условие строго выполняется.

Согласно [29, 30] электрическое поле приводит, кроме переключения, к уменьшению ГМС. Этот эффект уменьшения ГМС представляется естественным. Если электрическое поле стремится переключить переход, то оно должно уменьшать угол между намагниченностями слоев. В свою очередь уменьшение угла ведет к падению сопротивления, которое при этом стремится к минимальному значению для параллельных слоёв. Влияние поля на величину ГМС иллюстрируют данные из работы [29], представленные на рис. 5 и 6.

Таким образом, экспериментальные результаты работ [29, 30] о влиянии тока на ГМС находятся в соответствии с выводами изложенной здесь теории спин-инжекционного обменного переключения во внешнем магнитном поле вблизи порога ориентационного фазового перехода.

<sup>1</sup> П.Е. Зильберман благодарен авторам отчёта [30] за разрешение воспроизвести здесь рис. 4.



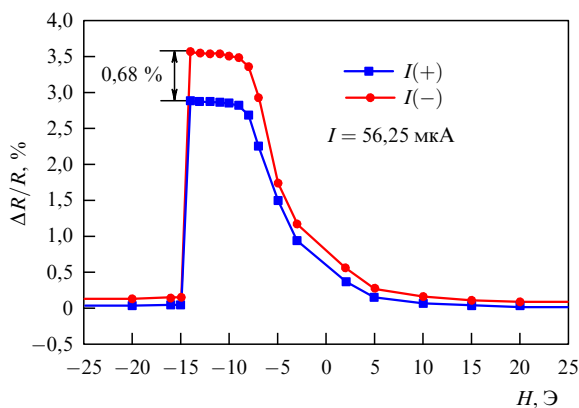


Рис. 5. Зависимость относительного магнетосопротивления от направления тока.

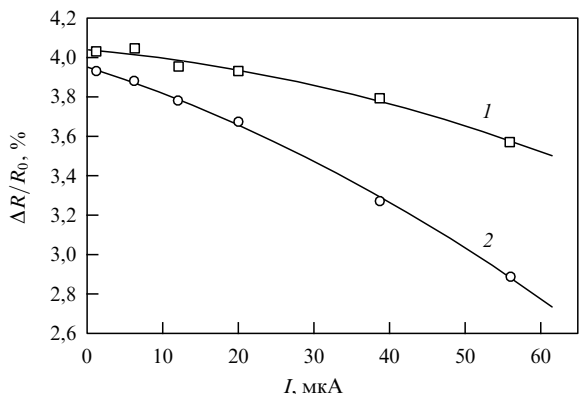


Рис. 6. Максимальное значение ГМС как функция величины тока. 1 и 2 — соответственно отрицательный и положительный потенциал на нижней ферромагнитной плёнке.

## 10. Выводы

• Электроны проводимости, участвующие в поляризованном токе (s-электроны), взаимодействуют с намагниченностью решетки (d-электронами) в ферромагнитном переходе по двум каналам: 1) по каналу передачи в решётку поперечного спина, перпендикулярного намагниченности, и 2) по каналу передачи в решётку продольного спина, параллельного намагниченности. Последнее можно рассматривать как изменение населённости спиновых энергетических подзон, т.е. как инжекцию неравновесных спинов. Инжекция приводит к созданию неравновесного sd-обменного эффективного поля, которое, в свою очередь, влияет на динамику решётки.

• В круге проблем, которые возникают при наложении касательного магнитного поля  $H$ , а также при одновременном пропускании тока  $j$  перпендикулярно к поверхностям перехода, особенно важное значение имеют следующие эффекты: 1) гигантское магнетосопротивление при ориентационном фазовом переходе в полях  $H \sim H_a$ , 2) sd-обменная по своей природе неустойчивость магнитных флуктуаций при плотностях тока, превышающих некоторый порог,  $j > j_{th}$ .

• Величина порогового тока  $j_{th}$  зависит от параметров перехода и от внешнего магнитного поля. В отсутствие поля порог минимален при определённых соотно-

шениях между спиновыми сопротивлениями слоёв  $Z_i$ , где  $i = 1, 2, 3$  — номер слоя. В частности, к снижению порога приводит условие  $Z_2 \ll Z_1, Z_3$ . Оценки для конкретных образцов показывают, что в этом случае порог может быть снижен на порядки, например, от  $j_{th} \sim 6 \times 10^7$  до  $\sim 2 \times 10^5$  А см<sup>-2</sup>. Минимальные пороги всегда соответствуют преобладанию спин-инжекционного канала sd-обменного взаимодействия.

• При наличии внешнего магнитного поля  $H$  возможно дополнительное значительное снижение порогового тока  $j_{th}$  за счет близости  $H$  к порогу ориентационного фазового перехода. Иными словами, это означает, что два упомянутых ранее эффекта, ГМС и обменная неустойчивость, оказываются тесно связанными друг с другом. Наличие этой связи подтверждается некоторыми ранее выполненными экспериментами. Однако в данном направлении требуются дополнительные исследования.

• Связь между ГМС и обменной неустойчивостью может оказаться интересной для приложений, поскольку эффект ГМС приобретает новые свойства и становится весьма чувствительным к току, а эффект обменной неустойчивости достигается при рекордно низком пороге и при этом, в принципе, сохраняется возможность записи информации с предельно большой плотностью (до десятков Гбит см<sup>-2</sup>).

Авторы благодарны Н.П. Лаврову за проявленный интерес к работе и стимулирующие обсуждения, а также Ю.Г. Кусраеву за обсуждения и помощь. Работа поддержана РФФИ, гранты 06-02-16197 и 08-07-00290.

## Список литературы

1. Захарченя Б П и др. *УФН* **136** 459 (1982) [Zakharchenya B P et al. *Sov. Phys. Usp.* **25** 143 (1982)]
2. Prinz G A *Science* **282** 1660 (1998)
3. Žutić I J. *Supercond.* **15** 5 (2002)
4. Johnson M *Proc. IEEE* **91** 652 (2003)
5. Fert A et al. *Europhys. News* **34** (6) 227 (2003)
6. Campbell I A, Fert A, in *Ferromagnetic Materials* Vol. 3 (Ed. E P Wohlfarth) (Amsterdam: North-Holland, 1982) p. 747
7. Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
8. Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008); *УФН* **178** 1336 (2008); Grünberg P A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1531 (2008); Грюнберг П А *УФН* **178** 1349 (2008)
9. Slonczewski J C J. *Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
10. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
11. Heide C, Zilberman P E, Elliott R J *Phys. Rev. B* **63** 064424 (2001)
12. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М, Эллиотт Р Дж *Письма в ЖЭТФ* **76** 189 (2002) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Epshtein E M, Elliott R J *JETP Lett.* **76** 155 (2002)]
13. Meng H, Wang J, Wang J-P *Appl. Phys. Lett.* **88** 082504 (2006)
14. Myers E B et al. *Science* **285** 867 (1999)
15. Huai Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **87** 222510 (2005)
16. Parkin S S P et al. *Nature Mater.* **3** 862 (2004)
17. Shockley W *Electrons and Holes in Semiconductors, with Applications to Transistor Electronics* (New York: Van Nostrand, 1950) [Шокли В *Теория электронных полупроводников. Приложение к теории транзисторов* (М.: ИЛ, 1953)]
18. Аронов А Г *Письма в ЖЭТФ* **24** 37 (1976) [Aronov A G *JETP Lett.* **24** 32 (1976)]
19. Kadigrobov A et al. *Europhys. Lett.* **67** 948 (2004)
20. Гуляев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **85** 192 (2007) [Gulyaev Yu V *JETP Lett.* **85** 160 (2007)]
21. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Крикунов А И, Эпштейн Э М *ЖТФ* **77** (9) 67 (2007) [Gulyaev Yu V, Zilberman P E, Krikunov A I, Epshtein E M *Tech. Phys.* **52** 1169 (2007)]

22. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М, Эллиотт Р Дж *ЖЭТФ* **127** 1138 (2005) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Epshtein E M, Elliott R J *JETP* **100** 1005 (2005)]
23. Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E, cond-mat/0606102
24. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Панас А И, Эпштейн Э М *ЖЭТФ* **134** 1200 (2008) [Gulyaev Yu V, Zilberman P E, Panas A I, Epshtein E M *JETP* **107** 1027 (2008)]
25. Stiles M D, Zangwill A *Phys. Rev. B* **66** 014407 (2002)
26. Stiles M D, Xiao J, Zangwill A *Phys. Rev. B* **69** 054408 (2004)
27. Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E *J. Magn. Magn. Mater.* **312** 200 (2007)
28. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Панас А И, Эпштейн Э М *Письма в ЖЭТФ* **86** 381 (2007) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Panas A I, Epshtein E M *JETP Lett.* **86** 328 (2007)]
29. Крикунов А И, Крышталь Р Г, Медведь А В, в сб. *Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XIX Междунар. школы-семинара, Москва, 28 июня–2 июля 2004 г.* (М.: Изд-во Физ. фак. МГУ, 2004) с. 868
30. Крикунов А И, Крышталь Р Г, Медведь А В "Исследования по спинтронике (ФИРЭ РАН, 2003–2005)", Отчет ИРЭ РАН (М.: ИРЭ РАН, 2006)

### Spintronics: exchange switching of ferromagnetic metallic junctions under low current density

**Yu.V. Gulyaev**

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,  
ul. Mokhovaya 11, kor. 7, 125009 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-495) 629-35 91*

*E-mail: gulyaev@cplire.ru*

**P.E. Zilberman, A.I. Panas, E.M. Epshtein**

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,  
pl. Vvedenskogo 1, 141190 Fryazino, Moscow region, Russian Federation  
Tel. (7-496) 565-26 18*

*E-mail: zil@ms.ire.rssi.ru, eme253@ms.ire.rssi.ru*

A review is given on the exchange switching of ferromagnetic metallic junctions under low threshold current. A dramatic (orders of magnitude) threshold current reduction is achieved under conditions which include the dominance of the current-driven nonequilibrium spin injection, the optimum relation between the spin resistances of the layers, and the application of an external magnetic field near the point of the reorientational phase transition.

PACS numbers: 72.25.Ba, 72.25.Hg, **75.47. – m**

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200904b.0359

Bibliography — 30 references

*Received 5 November 2008*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **179** (4) 359–368 (2009)

*Physics – Uspekhi* **52** (4) (2009)