

МАКРОСПИН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОПЕРЕХОДАХ

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

Фрязинский филиал

Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
141190, Фрязино, Россия

Поступила в редакцию 7 июля 2008 г.

Исследуется прохождение перпендикулярного тока через ферромагнитный нанопереход — слоистую наноразмерную структуру спин-вентильного типа, содержащую два ферромагнитных слоя, разделенных спейсером, который в отсутствие тока предотвращает обменную связь слоев, но не оказывает влияния на спиновую поляризацию тока. Выводятся условия достижения высокого уровня инжекции спинов током, при котором концентрация инжектированных неравновесных спинов может достигать или даже превосходить их равновесную концентрацию. В этих условиях имеет место ряд новых эффектов. Порог обменного переключения током уменьшается на порядки за счет согласования спиновых сопротивлений слоев. Наложение внешнего магнитного поля вблизи ориентационного фазового перехода дополнительно понижает этот порог. Возникает мультистабильность, когда одному значению тока соответствуют две (или больше) устойчивых неколлинеарных ориентации намагниченности. Само переключение становится необратимым. Методическая особенность работы состоит в том, что расчет ведется в приближении так называемого «макроспина», которое хорошо соответствует большинству известных экспериментов. В этом приближении впервые выведены и решены уравнения движения с учетом как крутильного момента, так и спиновой инжекции.

PACS: 72.25.Ba, 72.25.Hg, 75.47.-m

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследуемая структура содержит несколько контактирующих слоев. Слой 1 — металлический ферромагнетик с закрепленной намагниченностью решетки \mathbf{M}_1 , направленной вдоль оси z , которая лежит в плоскости слоя. Слой 2 — также металлический ферромагнетик, но имеющий свободную намагниченность решетки \mathbf{M}_2 . Носители тока в слоях 1 и 2 рассматриваются как не взаимодействующие между собой квазичастицы (s -электроны) со спином $1/2$ и намагниченностями \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 соответственно в каждом из слоев. Взаимодействие носителей тока с решеткой (d -электронами) описывается sd -обменным гамильтонианом стандартного вида:

$$U_{sd} = -\alpha_1 \int_{-L_1}^0 \mathbf{m}_1(x') \cdot \mathbf{M}_1 dx' - \alpha_2 \int_0^L \mathbf{m}_2(x') \cdot \mathbf{M}_2(x') dx'. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_1 \sim \alpha_2 \sim 10^4$ – 10^6 — безразмерные постоянные sd -обмена, L_1 и L — толщины соответственно слоев 1 и 2 (как правило, $L_1 \gg L$), ось x перпендикулярна плоскости слоев, размеры слоев в плоскости yz велики по сравнению с их толщиной, предполагается, что в плоскости yz структуры однородны. Слои 1 и 2 разделены спейсером, который предотвращает обменное взаимодействие слоев в отсутствие тока, но не препятствует прохождению перпендикулярного тока и не влияет на его спиновую поляризацию. В большинстве экспериментов фактически реализуются близкие условия. Немагнитный слой 3 располагается при $x > L$ и служит для замыкания электрической цепи. Вид данной структуры показан на вставке к рис. 1.

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

Эффект обменного переключения током в ферромагнитных переходах был предсказан в работах [1, 2]. При этом принимался во внимание лишь один канал sd -обменного взаимодействия, а именно, перенос спинов от носителей тока в решетку на границе раздела слоев. Другой канал, впервые обсужденный в работах [3, 4], заключался в инжекции спинов током, т. е. в изменении равновесной заселенности спиновых подзон внутри ферромагнитного слоя. В работах [5, 6] оба канала впервые были описаны в рамках единой теории. Экспериментально обменное переключение было обнаружено в работе [7] и исследовалось затем во многих работах (см., например, [8–10]). В соответствии с теорией, пороговая для переключения плотность тока оценивалась для обоих каналов как $j_{th} \sim 10^7\text{--}10^8$ А/см². При оценках, как правило, брались структуры типа Co/Cu/Co, в которых уровень инжекции спинов был малым, порядка $10^{-4}\text{--}10^{-3}$. При интерпретации результатов экспериментов основная роль, как правило, приписывалась каналу переноса спинов от носителей тока в решетку, описанному в работах [1, 2].

Далее мы показываем, что имеется возможность значительно (на порядки) повысить уровень инжекции спинов путем подбора материалов слоев и режима работы перехода. Подробное описание параметров необходимых материалов и режима работы содержится в подписи к рис. 1 и при обсуждении формул (9), (10). Конкретные примеры подходящих материалов приведены после формулы (47). Оценки порогов неустойчивости даются в связи с формулами для этих порогов (57) и (58), из которых видно, что радикальному снижению порога дополнительно может способствовать наложение в плоскости пленки магнитного поля вблизи порога ориентационного фазового перехода. Пороговая плотность тока оказывается наименьшей для спин-инжекционного канала взаимодействия (формула (58)). Поэтому именно этот канал играет основную роль при выполнении указанных условий. Величина порога составляет при этом $j_{th} \sim 10^4\text{--}10^5$ А/см² даже в отсутствие магнитного поля H .

Помимо сказанного, переход демонстрирует и другие принципиально новые свойства. Первые сообщения об этих свойствах опубликованы в работах [11, 12]. Здесь мы представляем подробную теорию, основанную на развитии подхода из работ [5, 6]. Мы показываем, что эта теория с единых позиций может описать все свойства таких переходов.

2. СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Намагниченность носителей тока \mathbf{m} в каждом из слоев удовлетворяет уравнению непрерывности (индекс, указывающий номер слоя, опускается)

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial x} + \gamma \alpha [\mathbf{m} \times \mathbf{M}] + \frac{\mathbf{m} - \bar{\mathbf{m}}}{\tau} = 0, \quad (2)$$

где $\bar{\mathbf{m}} \equiv \bar{m}\hat{\mathbf{M}}$, $\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{M}/M$ — единичный вектор в направлении намагниченности, \mathbf{J} — плотность потока намагниченности носителей тока, γ — гиромагнитное отношение, τ — время релаксации спинов к локально равновесному значению $\bar{\mathbf{m}}$.

Согласно работам [5, 6], частота ω колебаний вектора \mathbf{m} внутри слоя достаточно мала, так что при типичном значении $\tau \approx 3 \cdot 10^{-13}$ с справедливо условие $\omega\tau \ll 1$, т. е. электроны «следят» за колебаниями решетки. На этом основании можно отбросить первое, инерционное, слагаемое в уравнении (2). Вместе с тем, характерная частота sd -обмена $\omega_{sd} \equiv \gamma\alpha M$ при типичных значениях параметров $\alpha \approx 2 \cdot 10^4$ и $M \sim 10^3$ Гс оценивается как $\omega_{sd} \approx 3 \cdot 10^{14}$ с⁻¹. Поэтому выполняется условие $\omega_{sd}\tau \sim 10^2 \gg 1$. Эти соотношения позволяют упростить уравнение (2) и свести его к виду

$$\frac{\partial^2 m}{\partial x^2} - \frac{\Delta m}{l^2} = 0, \quad (3)$$

где $\mathbf{m} - \bar{\mathbf{m}} = \Delta m \hat{\mathbf{M}}$,

$$\tilde{D} = \frac{\sigma_+ D_- + \sigma_- D_+}{\sigma_+ + \sigma_-}$$

— эффективный коэффициент спиновой диффузии, σ_{\pm} и D_{\pm} — парциальные удельные проводимости и коэффициенты диффузии электронов в спиновых подзонах со спином вдоль $\hat{\mathbf{M}}$ и вдоль $-\hat{\mathbf{M}}$, $l = \sqrt{\tilde{D}\tau}$ — длина спиновой диффузии. При получении (3) из уравнения (2) было использовано еще одно условие, а именно $j/j_D \ll 1$, в котором $j_D = enl/\tau \sim 10^{10}$ А/см² (e — заряд электрона, для концентрации носителей тока и длины спиновой диффузии берутся оценки $n \sim 10^{22}$ см⁻³, $l \sim 10^{-6}$ см). Условие малости параметра j/j_D хорошо выполняется при любых токах в области $j \leq j_{th}$.

Для нахождения решений уравнения (3) во всех слоях требуется удовлетворить еще граничным условиям. На границах раздела $x = 0$ и $x = L$ должны выполняться, во-первых, условия непрерывности продольных составляющих спинового потока [6]

и, во-вторых, условия непрерывности разности парциальных химических потенциалов спиновых подзон [13]. Кроме того, нужно требовать ограниченности решения при $x \rightarrow \pm\infty$.

Непрерывность продольных потоков означает, что при $x = 0$ выполняются условия $\mathbf{J}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0) = \mathbf{J}_2 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0)$ для «прямого» тока ($j/e > 0$), текущего из слоя 1 в слой 2, и $\mathbf{J}_2 \cdot \hat{\mathbf{M}}_1 = \mathbf{J}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_1$ для «обратного» тока ($j/e < 0$), текущего из слоя 2 в слой 1. Аналогично, при $x = L$ должно выполняться равенство $\mathbf{J}_2 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(L) = \mathbf{J}_3 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(L)$ для прямого и обратного токов. В этих соотношениях спиновый поток находится по формуле

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

где j_{\pm} — парциальные плотности электрического тока в спиновых подзонах, μ_B — магнетон Бора. Непосредственное вычисление токов в приближении диффузии-дрейфа дает выражение

$$\mathbf{J} = \left(\frac{\mu_B}{e} Qj - \tilde{D} \frac{\partial m}{\partial x} \right) \hat{\mathbf{M}}, \quad (5)$$

где $j = j_+ + j_-$ — плотность полного тока, $Q = (\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-)$ — равновесная степень поляризации тока.

Непрерывность разности парциальных химических потенциалов спиновых подзон означает [6, 14–16] выполнение на границе $x = 0$ условий

$$N_1 \Delta m_1 = N_2 \Delta m_2 \hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0)$$

для прямого тока и

$$N_1 \Delta m_1 \hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0) = N_2 \Delta m_2$$

для обратного тока, причем для каждого из слоев вводится параметр

$$N = (2\mu_B)^{-1} (g_+^{-1} + g_-^{-1}),$$

где g_{\pm} — плотности состояний на уровне Ферми при равновесии в спиновых подзонах. На границе $x = L$ аналогичное условие имеет вид $N_2 \Delta m_2 = N_3 \Delta m_3$. Обратим внимание на удобное правило, которым можно воспользоваться при переходе от прямого тока к обратному. Как следует из предыдущего обсуждения граничных условий, для такого перехода достаточно во всех формулах сделать замену

$$\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0) \rightarrow \left(\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right)^{-1}, \quad j \rightarrow -|j|. \quad (6)$$

Возможность такой замены обсуждалась в препринте [6].

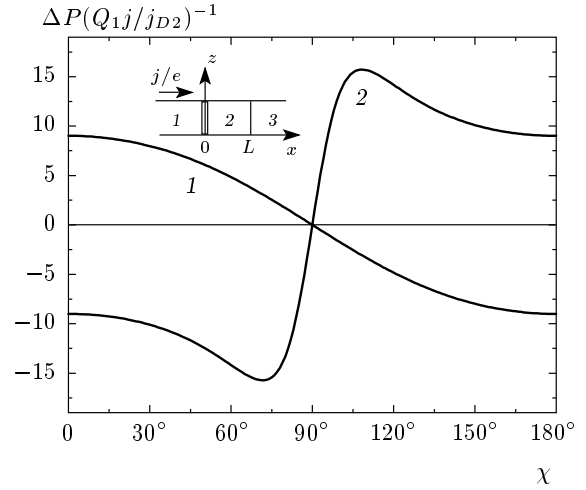


Рис. 1. Зависимости неравновесной поляризации носителей тока в слое 2 $\Delta P \equiv \Delta m_2 / \mu_B n_2$ от угла χ при $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$ для прямого (1) и обратного (2) токов. На вставке показана схема рассматриваемой структуры: слои 1, 2, 3; спейсер на границе между слоями 1 и 2; стрелкой показано направление потока электронов

Нахождение решения уравнения (3) для прямого тока, удовлетворяющего указанным граничным условиям в слоях 1, 2, 3, дает после вычислений:

$$\begin{aligned} \Delta m_2(x) = \mu_B n_2 \frac{j}{j_{D2}} \left[\text{sh } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \text{ch } \lambda + \right. \\ \left. + \frac{Z_2}{Z_1} \left(\text{ch } \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \text{sh } \lambda \right) \cos^2 \chi \right]^{-1} \times \\ \times \left\{ (Q_1 \cos \chi - Q_2) \left[\text{ch}(\lambda - \xi) + \frac{Z_2}{Z_3} \text{sh}(\lambda - \xi) \right] + \right. \\ \left. + Q_2 \left(\text{ch } \xi + \frac{Z_2}{Z_1} \text{sh } \xi \cos^2 \chi \right) \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $\lambda = L/l$, $\xi = x/l$, $\cos \chi = \hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}_2(0)$. Согласно (6) решение для обратного тока получается из формулы (7) заменой $\cos \chi \rightarrow (\cos \chi)^{-1}$. «Спиновые сопротивления» Z_i для каждого из слоев ($i = 1, 2, 3$) играют далее весьма существенную роль. Эти величины вводились ранее в ряде работ (см., например, [12, 17]). Они определяются следующим образом:

$$Z_i = \frac{l_i}{\sigma_i(1 - Q_i^2)}. \quad (8)$$

Из выражения (7) можно усмотреть, что при сравнимых сопротивлениях $Z_1 \approx Z_2$ уровень инжекции спинов в свободный слой мал, например, $\Delta m_2 / \mu_B n_2 \sim 10^{-4} - 10^{-3}$.

Далее ограничимся актуальной ситуацией, когда рабочий слой 2 достаточно тонок, так что выполняются условия $\lambda = L/l \ll 1$, $\xi = x/l \ll 1$. Формула (7) при этом упрощается и принимает вид

$$\Delta m_2 = \mu_B n_2 Q_1 \frac{j}{j_{D2}} \frac{(Z_1/Z_2) \cos \chi}{Z_1/Z_3 + \lambda Z_1/Z_2 + \cos^2 \chi}. \quad (9)$$

Ясно, что наибольшая инжекция достигается при

$$\lambda Z_1/Z_2 \gg 1, \quad Z_3 \geq Z_1 \gg Z_2. \quad (10)$$

Дело в том, что при выполнении условия $Z_1 \gg Z_2$ на границе слоев 1 и 2 легко идет процесс инжекции вследствие дрейфового переноса спинов прямым током ($1 \rightarrow 2$). В противоположность этому при выполнении неравенства $Z_2 \ll Z_3$ экстракция спинов прямым током из слоя 2 на границе слоев 2 и 3 затруднена, что способствует накоплению спинов в слое 2.

На рис. 1 показаны рассчитанные на основе формулы (9) зависимости неравновесной поляризации носителей тока $\Delta P \equiv \Delta m_2 / \mu_B n_2$ в слое 2 от угла χ для прямого и обратного направлений тока.

3. КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ РЕШЕТКИ

Намагниченность решетки \mathbf{M} в ферромагнитных слоях удовлетворяет уравнению Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} + \gamma [\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{H}_{eff}] - \kappa \left[\hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} \right] = 0, \quad (11)$$

в котором постоянная Гильберта κ характеризует диссипацию (типичная ее оценка для рассматриваемых ферромагнетиков при комнатной температуре $\kappa \approx 3 \cdot 10^{-2}$ [18]). Эффективное поле

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d + A \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x^2} + \mathbf{H}_{sd} \quad (12)$$

включает внешнее поле \mathbf{H} , поле анизотропии $\mathbf{H}_a = \beta(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M})\mathbf{n}$, где β — безразмерная постоянная анизотропии (обычно $\beta \ll 1$), \mathbf{n} — единичный вектор вдоль оси анизотропии. Параметр $A \sim 10^{-12}$ см² определяет внутривещеточный обмен («магнитную жесткость» решетки). Поле $\mathbf{H}_d = -4\pi M_x \hat{\mathbf{x}}$ характеризует размагничивание ($\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$ — орты осей). Эффективное поле sd -обмена равно $\mathbf{H}_{sd} = -\delta U_{sd} / \delta \mathbf{M}$, т. е. оно вычисляется путем вариационного дифференцирования выражения (1). В результате такого дифференцирования получаем (см. подробнее в работе [6])

$$\Delta \mathbf{H}_{sd} = h_{sd} \hat{\mathbf{M}}_1 l_2 \delta(x-0), \quad (13)$$

где $\Delta \mathbf{H}_{sd}$ — неравновесная (зависящая от тока) часть поля \mathbf{H}_{sd} . Часть этого поля, пропорциональная вектору \mathbf{M} , выпадает из уравнения (11). По этой причине далее эта часть вообще не рассматривается. В формуле (13) введено обменное поле h_{sd} , явное выражение для которого зависит от направления тока. В случае прямого тока ($j/e > 0$) это выражение получается в виде

$$h_{sd} = \alpha_2 \mu_B n_2 Q_1 \frac{j}{j_{D2}} \times \frac{\lambda \nu_1 (\nu^* - \cos^2 \chi) + 2b\nu^* \cos \chi}{(\nu^* + \cos^2 \chi)^2}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{Z_1}{Z_2}, & \nu_2 &= \frac{Z_2}{Z_3}, \\ \nu &= \frac{Z_1}{Z_3}, & \nu^* &= \frac{Z_1}{Z_3} + \lambda \frac{Z_1}{Z_2}, \end{aligned} \quad (15)$$

где параметр $b = \alpha_1 \tau_1 M_1 / \alpha_2 \tau_2 M_2$ описывает вклад слоя 1 в энергию (1).

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

$$h_{sd} = -\alpha_2 \mu_B n_2 Q_1 \left| \frac{j}{j_{D2}} \right| \times \frac{\lambda \nu_1 (1 - \nu^* \cos^2 \chi) - 2b\nu^* \cos \chi}{(1 + \nu^* \cos^2 \chi)^2}. \quad (16)$$

В выражении для параметра ν^* , согласно (15), сохраняется слагаемое, пропорциональное $\lambda \ll 1$. Это слагаемое может иногда давать не малый вклад. Например, именно так происходит при высоком уровне инжекции спинов, когда, согласно формулам (9) и (10), желательно обеспечить выполнение условия $Z_1/Z_2 \gg 1$.

Как видно из формулы (13), поле $\Delta \mathbf{H}_{sd}$ существует лишь вблизи точки $x = +0$, т. е. вблизи границы слоя 2. Это показывает, что влияние такого поля можно учесть, вводя соответствующее граничное условие. Такая программа была подробно обоснована в препринте [6]¹. Достаточно написать уравнение для полной намагниченности $\mathbf{M} + \mathbf{m}$, просуммировав уравнения (2) и (11). Затем нужно проинтегрировать указанную сумму уравнений по координате

¹ Граничные условия вводились также в работе [19] и др. Однако при этом речь шла о границах слоев 1 и 2, включая саму поверхность, т. е. область, где зарождается крутильный момент. При нашем подходе эта область (слой Слоновско-го–Берже (SB layer [6])) исключается. Таким образом, мы впервые предлагаем связывать спиновые потоки лишь в входе и выходе слоя зарождения крутильного момента.

x в пределах интервала $-\varepsilon < x < \varepsilon$ и перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$. Тогда останутся лишь те вклады в уравнение, которые представимы в виде производной по координате x от некоторых регулярных потоков и дополнительные сингулярные вклады, которые произошли от поля (13).

Вначале рассмотрим регулярные потоки. Начнем с потока, который происходит от внутрирешеточного обмена,

$$\gamma A \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x^2} \right] = a \frac{\partial}{\partial x} \left[\hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right] \equiv \frac{\partial \mathbf{J}_M}{\partial x}, \quad (17)$$

где

$$\mathbf{J}_M = a \left[\hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right] \quad (18)$$

– искомый поток, причем параметр $a = \gamma AM$ имеет смысл коэффициента диффузии намагниченности решетки. Слагаемое $\partial \mathbf{J} / \partial x$ в уравнении (2) приводит после интегрирования к появлению разности плотностей потока намагниченности носителей тока $\mathbf{J}(+0) - \mathbf{J}(-0)$, где выражение для плотности потока \mathbf{J} дается формулой (5).

Рассмотрим теперь вызванный sd -обменом сингулярное слагаемое в уравнении (11), а именно $\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{sd}]$. После подстановки в него выражения (13) получаем

$$\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{sd}] = \frac{\partial \mathbf{J}_{sd}}{\partial x}. \quad (19)$$

Здесь возникает новая интересная величина — « sd -обменный поток»

$$\mathbf{J}_{sd} = \gamma h_{sd} l_2 \left[\mathbf{M}_2(0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right] \theta(x - 0), \quad (20)$$

ступенчатая функция $\theta(x - 0)$ определяется как $\theta(x - 0) = 1$ при $x > 0$ и $\theta(x - 0) = 0$ при $x < 0$.

Интегрирование по узкому слою вблизи поверхности раздела $x = 0$ дает векторное граничное условие для плотностей потока в следующем общем виде:

$$\mathbf{J}(+0) - \mathbf{J}(-0) + \mathbf{J}_M(+0) - \mathbf{J}_M(-0) + \mathbf{J}_{sd}(+0) - \mathbf{J}_{sd}(-0) = 0. \quad (21)$$

Условие (21) можно упростить, если учесть два обстоятельства. Во-первых, закрепленность решетки в слое 1 означает, что $\mathbf{J}_M(-0) = \mathbf{J}_{sd}(-0) = 0$. Во-вторых, из формул (5), (18) и (20) следует, что в любой точке x плотность потока свободных электронов \mathbf{J} параллельна намагниченности \mathbf{M} в той же точке, а плотности потока в решетке $\mathbf{J}_M, \mathbf{J}_{sd}$ перпендикулярны к \mathbf{M} . Эти свойства показывают, что

дальнейшего упрощения можно достигнуть путем вычисления проекций (21) на направление $\hat{\mathbf{M}}$ и на плоскость, перпендикулярную к $\hat{\mathbf{M}}$.

Для прямого тока умножим равенство (21) скалярно на $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$. Получим граничное условие непрерывности продольного спинового потока, которое уже выписывалось в разд. 1. Плотность потока $\mathbf{J}(-0)$ содержит компоненту, перпендикулярную к $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$. Эта компонента равна

$$\mathbf{J}_\perp(-0) = \hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \left[\mathbf{J}(-0) \times \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right]. \quad (22)$$

Применяя операцию (22) ко всему выражению (21), получаем искомое граничное условие для поперечных компонент плотностей потока в виде

$$\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \left[\mathbf{J}(-0) \times \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right] = \mathbf{J}_M(+0) + \mathbf{J}_{sd}(+0). \quad (23)$$

Для обратного тока умножим равенство (21) скалярно на $\hat{\mathbf{M}}_1$. Это возвращает нас к условию непрерывности продольного потока, которое уже выписывалось в разд. 1. В отличие от прямого тока, поперечная (относительно $\hat{\mathbf{M}}_1$) компонента содержится теперь в плотности потока $\mathbf{J}(+0)$ и равна

$$\mathbf{J}_\perp(+0) = \hat{\mathbf{M}}_1 \times \left[\mathbf{J}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right]. \quad (24)$$

Применяя операцию (24) к (21), получаем искомое граничное условие для поперечных компонент:

$$\hat{\mathbf{M}}_1 \times \left[\mathbf{J}(+0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right] = -\mathbf{J}_M(+0) - \mathbf{J}_{sd}(+0). \quad (25)$$

Аналогично предыдущему можно вывести граничные условия на другой поверхности слоя 2, т. е. при $x = L$. В результате получается векторное условие следующего вида:

$$\mathbf{J}(L + 0) - \mathbf{J}(L - 0) - \mathbf{J}_M(L - 0) = 0, \quad (26)$$

которое эквивалентно двум условиям — продольному условию вида

$$\mathbf{J}(L + 0) - \mathbf{J}(L - 0) = 0 \quad (27)$$

и поперечному условию

$$\mathbf{J}_M(L - 0) = 0. \quad (28)$$

Выразим граничные условия (23), (25), (27) и (28) явно через искомую намагниченность, пользуясь для этого определениями плотностей потоков (5), (18) и (20), а также решениями уравнения (3) для функций $m(x)$ и вычисленными ранее выражениями (14) и (16) для обменного поля h_{sd} .

Умножив преобразованные таким образом граничные условия векторно на $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$, получим

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2(x)}{\partial x} \right|_{x=0} &= \\ &= -p \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \left[\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right] \right] + \\ &\quad + k \left[\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right], \quad (29) \end{aligned}$$

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}_2(x)}{\partial x} \right|_{x=L} = 0. \quad (30)$$

Параметры p и k в условии (29) пропорциональны плотности тока и описывают влияние двух указанных выше механизмов взаимодействия электронных спинов с решеткой — соответственно спиновой инжекции и передачи крутильного момента. Эти параметры, вычисленные для тока в прямом направлении ($j/e > 0$), имеют вид

$$p = \frac{\mu_B \gamma \alpha \tau Q_1}{a} \frac{j}{e} \frac{\lambda \nu_1 (\nu^* - \cos^2 \chi) + 2b\nu^* \cos \chi}{(\nu^* + \cos^2 \chi)^2}, \quad (31)$$

$$k = \frac{\mu_B Q_1}{a M_2} \frac{j}{e} \frac{\nu^*}{\nu^* + \cos^2 \chi}. \quad (32)$$

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

$$\begin{aligned} p &= -\frac{\mu_B \gamma \alpha \tau Q_1}{a} \left| \frac{j}{e} \right| \times \\ &\quad \times \frac{\lambda \nu_1 (1 - \nu^* \cos^2 \chi) - 2b\nu^* \cos \chi}{(1 + \nu^* \cos^2 \chi)^2}, \quad (33) \end{aligned}$$

$$k = -\frac{\mu_B Q_1}{a M_2} \left| \frac{j}{e} \right| \frac{\nu^* \cos^2 \chi}{1 + \nu^* \cos^2 \chi}. \quad (34)$$

Уравнение (11) и граничные условия (29) и (30), в принципе, открывают путь к регулярному решению любой задачи о колебаниях намагниченности в свободном слое рассматриваемого ферромагнитного перехода. Однако, чаще всего, пройти по этому пути не так просто. Достаточно заметить, что задача нелинейна и многокомпонентна. Даже линеаризованная задача об устойчивости коллинеарного стационарного состояния приводит в общем случае к довольно громоздким результатам (см. препринт [6]). Между тем в экспериментах основной интерес пока представляют переходы с очень тонким свободным слоем, когда $\lambda \ll 1$ и $L \ll \delta = \sqrt{A/\beta}$, где δ характеризует толщину доменной стенки. Для таких переходов процессы в свободном слое почти однородны по оси x , что позволяет сильно упростить уравнение (11).

4. КОЛЕБАНИЯ В ТОНКОМ СВОБОДНОМ СЛОЕ

Отыскиваются только такие решения уравнения (11), которые медленно меняются в слое 2, так что справедливым оказывается разложение

$$\hat{\mathbf{M}}_2(x) = \hat{\mathbf{M}}_2(0) + \hat{\mathbf{M}}_2'(0)x + \frac{1}{2}\hat{\mathbf{M}}_2''(0)x^2 + \dots, \quad (35)$$

где штрихи означают производные по координате x . Теперь нужно переписать уравнение (11) так, чтобы вместо искомой функции $\hat{\mathbf{M}}_2(x)$ фигурировала только величина $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$. Поскольку по определению $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$ зависит только от времени, зависимость от координаты из уравнения (11) будет исключена. Дифференцируя (35) по x , подставляя $x = L$ и используя граничные условия (29) и (30), получаем

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{M}}_2''(0) &= -L^{-1}\hat{\mathbf{M}}_2'(0) = \\ &= L^{-1} \left\{ p \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \left[\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right] \right] - \right. \\ &\quad \left. - k \left[\hat{\mathbf{M}}_1 \times \hat{\mathbf{M}}_2(0) \right] \right\}. \quad (36) \end{aligned}$$

Единственное слагаемое в уравнении (11), которое содержит вторую производную, с учетом (36) можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} a \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \hat{\mathbf{M}}_2''(0) \right] &= \frac{a}{L} \left\{ p \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right] + \right. \\ &\quad \left. + k \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right] \right] \right\}. \quad (37) \end{aligned}$$

Подставив в (11) выражение (37) и вектор $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$ вместо вектора $\hat{\mathbf{M}}_2(x)$, получим

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\mathbf{M}}_2(0)}{dt} + \gamma \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \mathbf{H}' \right] - \kappa \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \frac{d\hat{\mathbf{M}}_2(0)}{dt} \right] + \\ + \frac{ap}{L} \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right] + \frac{ak}{L} \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \left[\hat{\mathbf{M}}_2(0) \times \hat{\mathbf{M}}_1 \right] \right] = \\ = 0, \quad (38) \end{aligned}$$

где

$$\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d, \quad \mathbf{H}_a = \beta M_2 \mathbf{n} \left(\hat{\mathbf{M}}_2(0) \cdot \mathbf{n} \right),$$

$$\mathbf{H}_d = -4\pi M_2 \hat{\mathbf{x}} \left(\hat{\mathbf{M}}_2(0) \cdot \hat{\mathbf{x}} \right).$$

Это есть искомое уравнение движения для функции $\hat{\mathbf{M}}_2(0)$. По своей структуре это уравнение близко к уравнению, введенному Слончевским в работе [1]. Здесь представлен вывод этого уравнения, который исходит из зависящих от тока sd -граничных условий (29) и (30). Полученное нами уравнение обладает большей общностью, нежели соответствующее

уравнение из работы [1]. Оно учитывает не только вклад крутильного момента, как это было в работе [1], но и вклад спин-инжекционного эффективного поля, который пропорционален параметру p в левой части (38).

5. СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Будем предполагать, что в отсутствие тока ($j = 0$) переход находится в коллинеарном состоянии, в котором векторы $\mathbf{H} = H\hat{z}$, $\mathbf{n} = \hat{z}$, $\mathbf{M}_1 = M_1\hat{z}$ параллельны оси \hat{z} . При этом вектор намагниченности $\mathbf{M}_2(0) \equiv \mathbf{M} = \pm M\hat{z}$ либо параллелен, либо антипараллелен указанной оси (будем называть это соответственно P - и AP -состоянием).

При включении тока намагниченность тонкого свободного слоя остается почти однородной и удовлетворяет уравнению (38). В проекциях на оси x , y это уравнение принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{M}_x}{dt} - \kappa \left(\hat{M}_y \frac{d\hat{M}_z}{dt} - \hat{M}_z \frac{d\hat{M}_y}{dt} \right) = \\ = - \left[\gamma \left(H + H_a \hat{M}_z \right) + \frac{ap}{L} \right] \hat{M}_y - \frac{ak}{L} \hat{M}_z \hat{M}_x, \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{M}_y}{dt} - \kappa \left(\hat{M}_z \frac{d\hat{M}_x}{dt} - \hat{M}_x \frac{d\hat{M}_z}{dt} \right) = \\ = \left[\gamma \left(H + H_a \hat{M}_z + 4\pi M \hat{M}_z \right) + \frac{ap}{L} \right] \hat{M}_x - \\ - \frac{ak}{L} \hat{M}_z \hat{M}_y; \end{aligned} \quad (40)$$

согласно формулам (31)–(34), величины p и k — функции от $\cos \chi \equiv \hat{M}_z$.

Возможные стационарные состояния обозначим как $\bar{\mathbf{M}}$. Они находятся из уравнений (39) и (40), в которых левая часть приравнена к нулю. Самые простые из стационарных состояний при наличии тока остаются коллинеарными, как и исходное равновесное состояние. Они соответствуют решению $\bar{M}_x = \bar{M}_y = 0$, $\bar{M}_z = \pm 1$. Другие возможные состояния можно назвать неколлинеарными, поскольку для них в общем случае $\bar{M}_x \neq 0$, $\bar{M}_y \neq 0$, причем

$$\begin{aligned} \bar{M}_x = \frac{ak}{\gamma L} \times \\ \times \left(H + H_a \bar{M}_z + 4\pi M \bar{M}_z + \frac{ap}{\gamma L} \right)^{-1} \bar{M}_z \bar{M}_y. \end{aligned} \quad (41)$$

Чтобы найти эти состояния, следует приравнять к нулю определитель системы уравнений (39), (40), на-

писанной для компонент вектора $\bar{\mathbf{M}}$, что приводит к уравнению

$$\begin{aligned} \left(\frac{ak}{\gamma L} \right)^2 \bar{M}_z^2 + \left(\frac{ap}{\gamma L} \right)^2 + 2 \frac{ap}{\gamma L} \times \\ \times \left(H + H_a \bar{M}_z + 2\pi M \bar{M}_z \right) + \\ + \left(H + H_a \bar{M}_z \right) \left(H + H_a \bar{M}_z + 4\pi M \bar{M}_z \right) = 0. \end{aligned} \quad (42)$$

Уравнение (42) для определения \bar{M}_z получается довольно громоздким, если учесть формулы (31)–(34) для функций $p(\bar{M}_z)$ и $k(\bar{M}_z)$. Однако мы рассмотрим далее не слишком большие значения внешнего магнитного поля и плотности тока, при которых удовлетворяются условия

$$\begin{aligned} |H| < H_a \ll 4\pi M, \\ \left| \frac{k}{p} \right| \leq 1, \quad \left| \frac{ap}{\gamma L} \right| \frac{1}{4\pi M} \ll 1. \end{aligned} \quad (43)$$

При выполнении этих условий в уравнении (42) можно отбросить квадратичные по току слагаемые и провести упрощения, что дает

$$\frac{ap(\bar{M}_z)}{\gamma L} + H + H_a \bar{M}_z = 0. \quad (44)$$

Согласно (44), крутильный момент теперь не влияет на компоненту \bar{M}_z . Кроме того, из соотношения (41) следует, что $\bar{M}_x \rightarrow 0$ и $\bar{M}_y \approx \pm \sqrt{1 - \bar{M}_z^2}$, т. е. вектор $\bar{\mathbf{M}}$ определяется полностью. Он оказывается прижатым к плоскости yz из-за эффектов размагничивания.

Неколлинеарные стационарные состояния создаются током вследствие инжекции спинов²⁾. Чтобы качественно понять механизм возникновения этих состояний, подставим выражения (31) и (33) для параметра p в уравнение (44). Рассмотрим сначала случай прямого тока ($j/e > 0$). Уравнение (44) приобретает вид

²⁾ Возможность появления неравновесных стационарных состояний отмечалась также в работе [20], где учитывалась лишь крутильный механизм [1, 2] и не учитывалась инжекция. Рассмотренные нами неравновесные неколлинеарные стационарные состояния имеют существенно иную природу, нежели в работе [20], поскольку крутильный механизм, в отличие от инжекционного, является принципиально неконсервативным.

$$h + h_a \bar{M}_z + \frac{j}{j_c} \times \frac{\nu_1 \left(\nu^* - \bar{M}_z^2 \right) + (2b/\lambda) \nu^* \bar{M}_z}{\left(\nu^* + \bar{M}_z^2 \right)^2} = 0, \quad (45)$$

где $h = H/4\pi M$, $h_a = H_a/4\pi M$ и появляется характеристическая плотность тока

$$j_c = \frac{4\pi e M l_2}{\mu_B \alpha \tau Q_1}. \quad (46)$$

При $H_a \sim 100$ Э, $l_2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см, $\alpha \approx 2 \cdot 10^4$, $\tau \approx 3 \cdot 10^{-13}$ с, $Q_1 \approx 0.3$ имеем $j_c \approx 2 \cdot 10^8$ А/см².

Аналогично, для обратного тока ($j/e < 0$) уравнение (44) принимает вид

$$h + h_a \bar{M}_z - \left| \frac{j}{j_c} \right| \times \frac{\nu_1 \left(1 - \nu^* \bar{M}_z^2 \right) - (2b/\lambda) \nu^* \bar{M}_z}{\left(1 + \nu^* \bar{M}_z^2 \right)^2} = 0. \quad (47)$$

В формулах (45), (47) параметры ν_1 , ν^* , λ и b положительны по определению, искомая намагниченность лежит в пределах $-1 \leq \bar{M}_z \leq 1$.

Значения спиновых сопротивлений Z_1 , Z_2 , Z_3 и параметров ν_1 , ν^* в уравнениях (45) и (47) могут варьироваться в широких пределах в зависимости от состава слоев. Так называемые «половинные металлы» (сплавы Гейслера, манганиты, двуокись хрома и некоторые другие материалы) имеют почти 100 %-ю поляризацию и могут применяться как хорошие инжекторы с большим значением Z_1 . Такие ферромагнитные металлические пленки как Fe, Gd, пермаллой и др. удобны в качестве свободного слоя с промежуточным значением Z_2 . Наконец, слой 3 вообще может быть немагнитным. Его спиновое сопротивление может находиться в любом соотношении с Z_1 . Например, если этот слой полупроводниковый, то $Z_3 \gg Z_1, Z_2$.

Уравнения (45) и (47) имеют пятую степень относительно \bar{M}_z . Численное решение приводит к зависимостям угла ориентации неколлинеарного состояния $\chi_1 = \arccos \bar{M}_z$ от безразмерной плотности тока j/j_c , показанным на рис. 2, 3. При некоторой пороговой плотности тока исходное коллинеарное состояние может скачком перейти в неколлинеарное. Дальнейшее увеличение плотности тока, как видно из рис. 2, 3, практически не приводит к изменению угла χ_1 . Однако по мере уменьшения величины тока

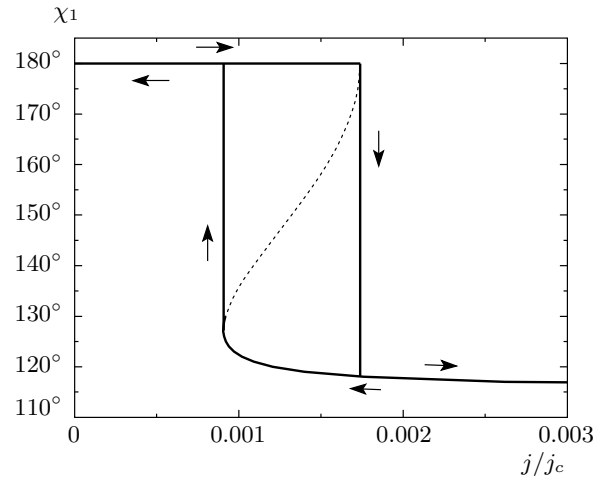


Рис. 2. Зависимость угла χ_1 ориентации неколлинеарного состояния от безразмерной плотности тока j/j_c при обратном токе. Значения параметров: $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$, $b = 1$, $h = 0$, $h_a = 0.01$. Стрелками показано направление изменения тока, пунктирной линией — положение неустойчивого стационарного состояния, разделяющего два устойчивых стационарных состояния

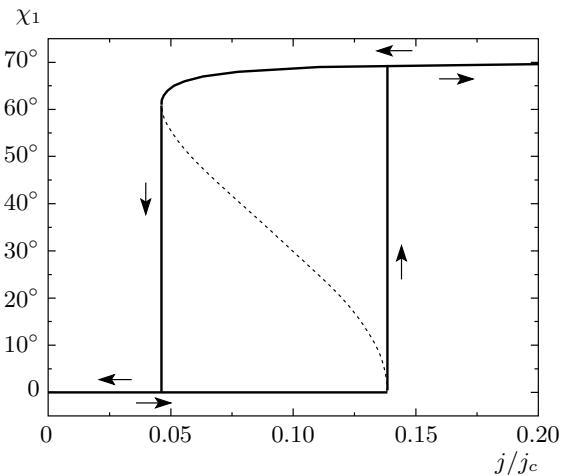


Рис. 3. Зависимость угла χ_1 ориентации неколлинеарного состояния от безразмерной плотности тока j/j_c при прямом токе. Значения параметров: $Z_1/Z_2 = 0.1$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$, $b = 0$, $h = 0$, $h_a = 0.01$. Стрелками показано направление изменения тока, пунктирной линией — положение неустойчивого стационарного состояния, разделяющего два устойчивых стационарных состояния

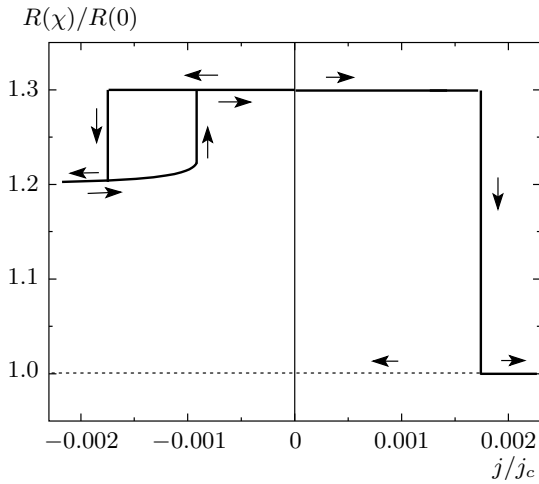


Рис. 4. Зависимость сопротивления от безразмерной плотности тока j/j_c при $p > 0$ (неустойчива антипараллельная конфигурация). Значения параметров: $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$, $b = 1$, $h = 0$, $h_a = 0.01$; магнитосопротивление перехода равно $R(\pi)/R(0) - 1 = 0.3$. Стрелками показано направление изменения тока

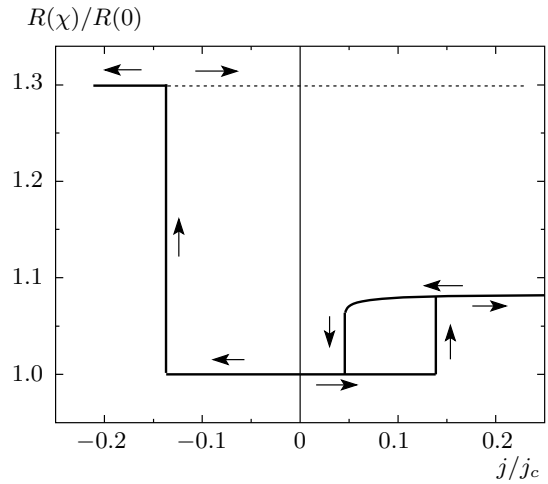


Рис. 5. Зависимость сопротивления от безразмерной плотности тока j/j_c при $p < 0$ (неустойчива параллельная конфигурация). Значения параметров: $Z_1/Z_2 = 0.1$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$, $b = 0$, $h = 0$, $h_a = 0.01$; магнитосопротивление перехода равно $R(\pi)/R(0) - 1 = 0.3$. Стрелками показано направление изменения тока

обратный переход в исходное коллинеарное состояние происходит также скачком при плотности тока, существенно (в несколько раз) меньшей порогового значения. Таким образом, имеют место гистерезис и бистабильная зависимость ориентации намагниченности свободного слоя 2 от плотности тока.

Существование неколлинеарного состояния и петля гистерезиса показывает, что переключение не обязательно оказывается полным, т. е. завершается инверсией намагниченности. Могут возникать стационарные состояния, переключенные на угол, меньший 180° .

Сопротивление магнитного перехода зависит от относительной ориентации ферромагнитных слоев (на этом основан известный эффект гигантского магнитосопротивления). Поэтому инверсия намагниченности и переключение в неколлинеарное состояние сопровождаются изменением сопротивления. Используя известную зависимость тока через магнитный туннельный переход от угла между векторами намагниченности ферромагнитных слоев [21] и уравнения (45) и (47), можно получить зависимость сопротивления от плотности тока (ом-амперную характеристику). Такие характеристики для различных исходных конфигураций и разных направлений тока показаны на рис. 4, 5.

Подчеркнем интересную особенность такого переключения — число различных запоминаемых со-

стояний оказывается больше двух, поскольку имеются два различных коллинеарных состояния и одно новое неколлинеарное состояние. Это открывает дополнительные возможности для реализации запоминающих систем с многоуровневой логикой.

Интересно сравнить вклады крутильного момента и спиновой инжекции в уравнение (42) для неколлинеарных стационарных состояний. В соответствии с формулами (31)–(34) получаем оценку

$$\left| \frac{k}{p} \right| \sim \frac{\nu^*}{\lambda \nu_1 \alpha \gamma M \tau}. \quad (48)$$

Рассмотрим три примера.

1) Высокий уровень инжекции, когда $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$, например, $Z_1/Z_2 \sim 10^2$, $Z_3/Z_2 \sim 10^3$. Тогда $\nu^* \sim 10$, $\lambda \nu_1 \sim 10$, $\alpha \gamma M \tau \sim 10^2$. В результате получаем $|k/p| \sim 10^{-2} \ll 1$, т. е. вкладом крутильного момента можно пренебречь.

2) Умеренный уровень спиновой инжекции, когда $Z_1 \gg Z_2 \sim Z_3$, например, $Z_1 \sim 10Z_2 \sim 10Z_3$ и соответственно $\nu^* \sim 10$, $\lambda \nu_1 \sim 1$, так что $|k/p| \sim 10^{-1} \ll 1$. И в этом случае вклад спиновой инжекции в формирование стационарного состояния (42) доминирует.

3) Слабый уровень инжекции, когда $Z_1 \gg Z_2 \gg Z_3$, например, $Z_1 \sim 10Z_2 \sim 100Z_3$, так что $|k/p| \sim 1$. В этом случае оба механизма, крутильный

момент и спиновая инжекция, дают сопоставимые вклады.

6. ФЛУКТУАЦИИ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Вернемся к системе динамических уравнений (39) и (40) и выясним условия возникновения неустойчивости коллинеарных состояний $\tilde{M}_x = \tilde{M}_y = 0$, $\tilde{M}_z = \pm 1$. Рассмотрим малые гармонические флуктуации $\Delta \tilde{M}_x, \Delta \tilde{M}_y \sim \exp(-i\omega t)$ и линеаризуем уравнения относительно них. Получаем дисперсионное уравнение в виде

$$\omega^2 + 2i\nu\omega - w = 0, \quad (49)$$

где

$$w = \frac{1}{1 + \kappa^2} \times \left[\left(\Omega_x + \frac{ap}{L} \tilde{M}_z \right) \left(\Omega_y + \frac{ap}{L} \tilde{M}_z \right) + \left(\frac{ak}{L} \right)^2 \right], \quad (50)$$

$$v = \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \left[\frac{1}{2} (\Omega_x + \Omega_y) + \frac{a}{L} \left(p + \frac{k}{\kappa} \right) \tilde{M}_z \right], \quad (51)$$

$$\Omega_x = \gamma \left(H \tilde{M}_z + H_a + 4\pi M \right), \quad \Omega_y = \gamma \left(H \tilde{M}_z + H_a \right), \\ p = p(\tilde{M}_z), \quad k = k(\tilde{M}_z).$$

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

В соответствии с типичными значениями параметров справедливы следующие оценки: $\Omega_x \approx 4\pi\gamma M \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\Omega_y \approx \gamma(H + H_a) \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\kappa \approx 3 \cdot 10^{-2} \ll 1$. При таких оценках условие $v < 0$ приближенно сводится к неравенству

$$1 + \frac{2ak}{\kappa L \Omega_x} \tilde{M}_z < 0, \quad (52)$$

а условие $w < 0$ — к неравенству

$$1 + \frac{ap}{L \Omega_y} \tilde{M}_z < 0. \quad (53)$$

Подставим в формулы (52) и (53) выражения (31)–(34) для параметров p и k . Из (31) и (33) видно, что при $\cos \chi = \pm 1$ знак p не зависит от

направления тока, однако зависит от соотношения между спиновыми сопротивлениями слоев. Выполнение условия (53) требует, чтобы $\tilde{M}_z = -1$, т. е. реализовалась AP -ориентация, при $p > 0$ и $\tilde{M}_z = 1$, т. е. имела место P -ориентация, при $p < 0$. Ориентации, противоположные указанным, будут устойчивы по механизму спиновой инжекции при любом токе.

Иначе обстоит дело с параметром k . Согласно (32) и (34), знак k всегда совпадает со знаком плотности тока j/e . Вследствие этого для выполнения условия (52) требуется иметь $\tilde{M}_z = -1 < 0$ при прямом токе ($j/e > 0$) и $\tilde{M}_z = +1 > 0$ при обратном токе ($j/e < 0$). 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 (52) и (53) относительно плотности тока и пользуясь формулами (31)–(34), получаем следующие условия неустойчивости:

$$-\tilde{M}_z \frac{j}{e} > \lambda \kappa l_2 \frac{2\pi\gamma M^2}{\mu_B Q_1} \frac{1 + \nu^*}{\nu^*} \quad (54)$$

для прямого тока ($j/e > 0$) при доминировании крутильного механизма;

$$\tilde{M}_z \left| \frac{j}{e} \right| > \lambda \kappa l_2 \frac{2\pi\gamma M^2}{\mu_B Q_1} \frac{1 + \nu^*}{\nu^*} \quad (55)$$

для обратного тока ($j/e < 0$) при доминировании крутильного механизма;

$$\tilde{M}_z \left| \frac{j}{e} \right| > \left(1 + \frac{H \tilde{M}_z}{H_a} \right) \frac{\lambda l_2 H_a}{\mu_B \alpha T Q_1} \times \\ \times \frac{(1 + \nu^*)^2}{\lambda \nu_1 (\nu^* - 1) + 2b\nu^* \tilde{M}_z} \quad (56)$$

при доминировании механизма спиновой инжекции независимо от направления тока (прямого или обратного).

Обсудим теперь численные оценки, которые вытекают из пороговых условий (54)–(56). Эти оценки зависят от механизма взаимодействия (крутильный механизм или спиновая инжекция) и от соотношений между спиновыми сопротивлениями. Начнем с условий (54) и (55), справедливых для крутильного механизма. Модуль порогового тока для крутильного механизма $j = (j_{th})_k$ получается равным

$$\left| \frac{(j_{th})_k}{e} \right| = \frac{2\pi\gamma M^2 l_2 \lambda \kappa}{\mu_B Q_1} \left(1 + \frac{1}{\nu^*} \right), \quad (57)$$

что дает при $\gamma M \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $l_2 \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\lambda \approx 0.1$, $\kappa \approx 3 \cdot 10^{-2}$, $Q_1 \approx 0.3$ следующий результат:

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

Таким образом, пороговая плотность тока получается довольно высокой, что соответствует экспериментальным результатам (см., например, [7, 8]). Как видно, такой порог невозможно существенно уменьшить за счет подбора спиновых сопротивлений.

Рассмотрим теперь условие (56). Нас будет интересовать далее актуальная ситуация, когда $\lambda \nu_1 \gg 1$, $\nu^* \gg 1$, так что $\lambda \nu_1 \nu^* \gg \lambda \nu_1$ и $\lambda \nu_1 \nu^* \gg \nu^*$. В этом случае условие (56) можно упростить, так что модуль порогового тока для инжекционного механизма $j = (j_{th})_p$ получается равным

$$\left| \frac{(j_{th})_p}{e} \right| = \frac{l_2 H_a}{\mu_B \alpha \tau Q_1} \left(\lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \right) \left(1 + \frac{H \tilde{M}_z}{H_a} \right). \quad (58)$$

После подстановки численных значений параметров (в частности, $\alpha \approx 2 \cdot 10^4$, $\tau \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, $H_a \sim 100 \text{ Э}$, $H = 0$, $Z_2 \ll Z_1, Z_3$) получаем $j = (j_{th})_p \approx 2 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$. В данном случае понижение порога на два порядка по сравнению с током $j = (j_{th})_k$ произошло вследствие подбора спиновых сопротивлений так, чтобы выполнялось условие $Z_2/Z_3 \ll \lambda \sim 0.1$. Причина этого — накопление спинов в слое 2, как это разъяснялось в конце разд. 2. Такое понижение порога не может произойти при слабом уровне инжекции, когда $Z_2 > Z_3$.

Однако в данном случае (при доминировании инжекционного механизма) имеется еще одна важная возможность понижения порога неустойчивости. Обратим внимание на последний множитель в формуле (58), который описывает влияние внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Если мы приближаемся к порогу неустойчивости, вызываемой полем, когда $1 + H \tilde{M}_z / H_a \rightarrow +0$, то порог по току может быть сделан сколь угодно малым. Таким образом, вблизи порога ориентационного фазового перехода в поле \mathbf{H} порог обменного переключения током может быть существенно 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 идет ток, может быть переключен. Остальные переходы (даже весьма близкие соседи) сохраняют стабильность. Иными словами, плотность записи остается предельно высокой (как и при отсутствии магнитного поля).

7. ДИАГРАММЫ ЭНЕРГИЙ

Ранее было показано, что вклад в стационарное состояние перехода, происходящий от крутильного момента, может быть пренебрежимо малым по сравнению с вкладом спиновой инжекции. Это происходит, когда мал параметр (48). Как было показано в статье [22], при этом устойчивое стационарное состояние перехода соответствует минимуму энергии, рассматриваемой как функция угла χ между векторами \mathbf{M} и \mathbf{M}_1 . В данном разделе мы постараемся воспользоваться этим фактом, чтобы исследовать некоторые особенности спин-инжекционного переключения током.

На рис. 6, 7 показаны «диаграммы энергий», т. е. семейство зависимостей энергии от угла χ при различных токах. Энергия при этом складывается из зеemanовского вклада во внешнем магнитном поле, энергии анизотропии и энергии sd -обмена.

На рис. 6а представлена картина для обратного тока, соответствующая рис. 2, 4: начиная с определенного порога, возникает неколлинеарный минимум энергии, который располагается во второй четверти по углам, т. е. вблизи AP -ориентации. При уменьшении тока глубина минимума уменьшается вплоть до исчезновения скачком. В результате возникает петля типа показанной на рис. 2, 4. В то же время при P -поляризации имеется устойчивость для достаточно сильного прямого тока.

При прямом токе P -поляризация всегда устойчива, что видно из диаграммы на рис. 6б.

На последующих диаграммах (рис. 7) представлена картина, соответствующая рис. 3, 5.

На рис. 7а представлены зависимости для случая обратного тока, и выше порога энергия перехода монотонно убывает при приближении к AP -поляризации. Таким образом, в данном примере AP -поляризация устойчива при прямом токе. Как видно из рис. 7б, AP -поляризация устойчива также и при обратном токе.

С другой стороны, согласно диаграмме на рис. 7б, при прямом токе вблизи P -состояния, начиная с определенного порога, возникает неустойчивость и происходит переключение в неколлинеарное стационарное состояние.

8. ВЫВОДЫ

Электроны проводимости, участвующие в поляризованном токе (s -электроны), взаимодействуют с намагниченностью решетки (d -электронами) в ферромагнитном переходе по двум каналам: по кана-

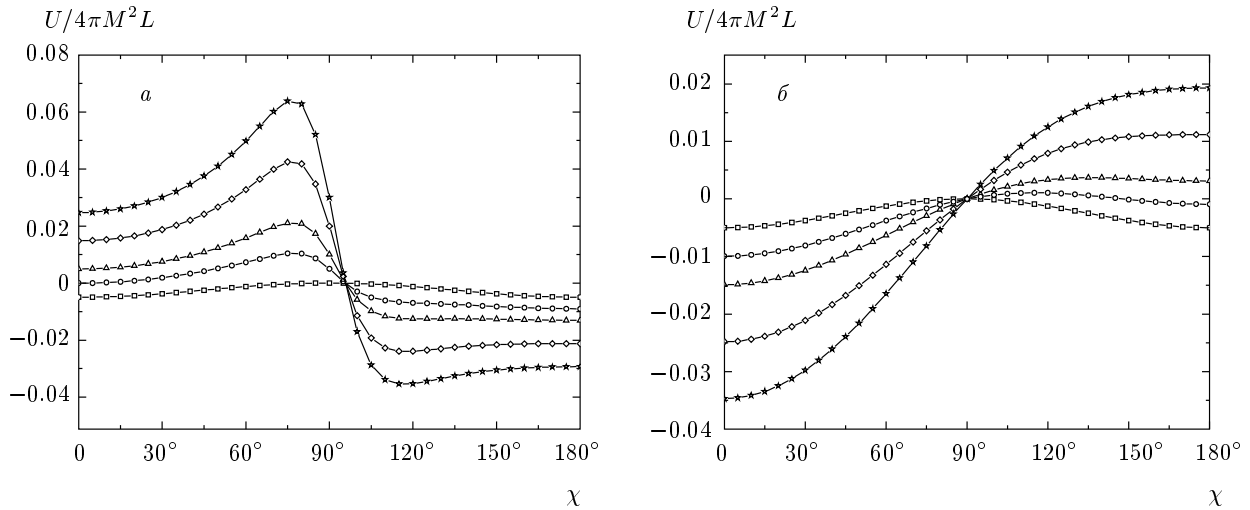


Рис. 6. Зависимости магнитной энергии от угла χ при различных плотностях обратного (а) и прямого (б) токов: $j/j_c = 0$ (\square), 0.0005 (\circ), 0.001 (\triangle), 0.002 (\diamond), 0.003 ($*$). Значения параметров: $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$, $b = 1$, $h = 0$, $h_a = 0.01$

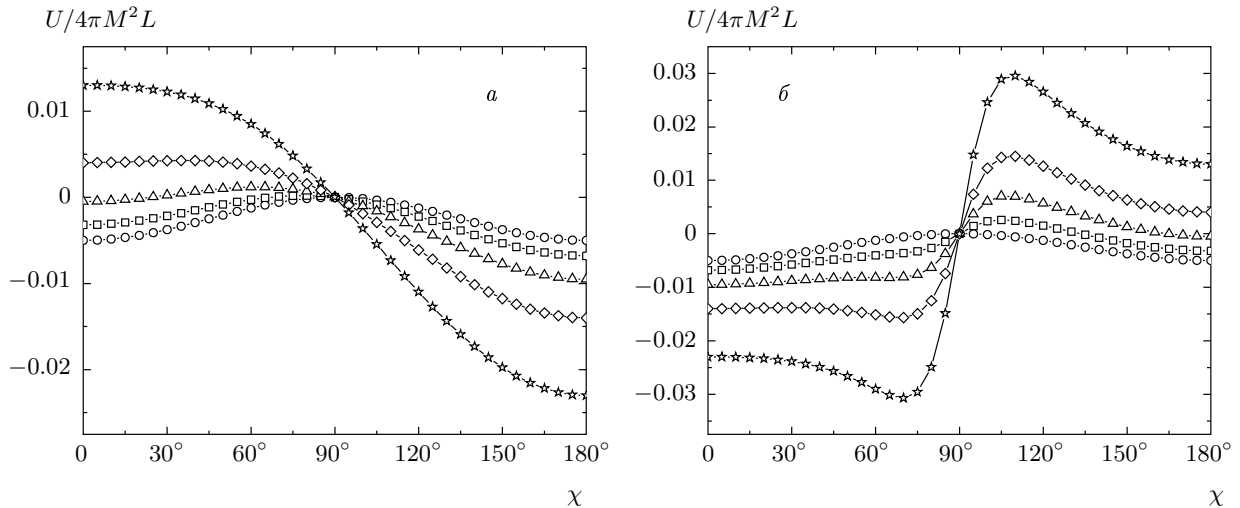


Рис. 7. Зависимости магнитной энергии от угла χ при различных плотностях обратного (а) и прямого (б) токов: $j/j_c = 0$ (\circ), 0.01 (\square), 0.05 (\triangle), 0.1 (\diamond), 0.2 ($*$). Значения параметров: $Z_1/Z_2 = 0.1$, $Z_1/Z_3 = 0.1$, $\lambda = 0.1$, $b = 0$, $h = 0$, $h_a = 0.01$

лу передачи в решетку поперечного магнитного момента и по каналу передачи в решетку продольного спина, параллельного намагниченности. Последнее можно рассматривать как изменение населенности спиновых энергетических подзон в свободном слое, т. е. как инжекцию неравновесных спинов.

При определенном соотношении спиновых сопротивлений слоев перехода (а именно, при $Z_2 \ll \ll Z_1, Z_3$) доминирующую роль начинает играть спин-инжекционный канал. В этих условиях порог

неустойчивости уменьшается на несколько порядков, достигая $j_{th} \approx 2 \cdot 10^5$ А/см². Возможен и другой эффект, ведущий к сильному понижению порога (на многие порядки), а именно, включение внешнего касательного магнитного поля, близкого и несколько меньшего порога ориентационного фазового перехода.

При высоком уровне инжекции появляется эффект бистабильности (в общем случае — мультистабильности), когда при одном заданном значении то-

ка может существовать несколько устойчивых ориентаций намагниченности. Эти новые ориентации намагниченности управляются током и исчезают скачком по мере уменьшения тока.

Акты инверсии знака намагниченности током носят необратимый характер, т.е. идут только в одну сторону, обратное переключение невозможно.

Авторы благодарны А. В. Ведяеву и Ю. Г. Кураеву за интересные обсуждения и полезные замечания по работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 06-02-16197, 08-07-00290).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
2. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
3. C. Heide, P. E. Zilberman, and R. J. Elliott, *Phys. Rev. B* **63**, 064424 (2001).
4. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 189 (2002).
5. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн и др., *ЖЭТФ* **127**, 1138 (2005).
6. E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, arXiv:cond-mat/0606102.
7. E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine et al., *Science* **285**, 867 (1999).
8. T. Y. Chen, Y. Ji, and C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 380 (2004).
9. Z. Diao, A. Panchula, Y. Ding et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 132508 (2007).
10. A. Fert, V. Cros, J.-M. George et al., arXiv:cond-mat/0310737.
11. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Крикунов и др., *Письма в ЖЭТФ* **86**, 381 (2007).
12. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 192 (2007).
13. E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, *J. Magn. Magn. Mater.* **312**, 200 (2007).
14. T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
15. А. К. Звездин, К. А. Звездин, *Кратк. сообщ. по физике ФИАН*, № 8, 3 (2002).
16. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, *ДАН* **410**, 197 (2006).
17. T. Kumura, Y. Otani, and J. Hamrle, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037201 (2006).
18. P. Weinberger, A. Vernes, B. L. Gyourffly et al., arXiv:cond-mat/0404534.
19. M. D. Stiles, J. Xiao, and A. Zangwill, arXiv:cond-mat/0309289.
20. G. Bertotti, C. Serpico, I. D. Mayergoyz et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 127206 (2005).
21. Y. Utsumi, Y. Shimizu, and H. Miyazaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 3444 (1999).
22. R. J. Elliott, E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **271**, 88 (2004).