

Спин-инжекционный механизм перемагничивания и гистерезис тока в магнитных переходах

Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман¹⁾, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт*²⁾

Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Московская обл., Россия

* University of Oxford, Department of Physics, Theoretical Physics, Oxford OX1, United Kingdom

Поступила в редакцию 19 июня 2002 г.

Предлагается новый механизм перемагничивания током переходов с двумя металлическими ферромагнитными слоями и разделяющим их тонким немагнитным слоем. Поляризованный по спину ток течет перпендикулярно границам раздела ферромагнитных слоев, в одном из которых спины закреплены, а в другом свободны. Доменная структура в ферромагнитных слоях отсутствует. Ток приводит к нарушению спинового равновесия в свободном слое, что выражается в инжекции или экстракции спинов. Неравновесные спины взаимодействуют с намагниченностью решетки благодаря эффективному полю $s-d$ -обмена, зависящему от тока. При токах, превышающих определенный порог, это взаимодействие приводит к перемагничиванию. Теоретически получены два пороговых тока перемагничивания, которые достигаются соответственно при увеличении или уменьшении тока. Таким образом, получен гистерезис тока. Результаты расчета находятся в хорошем соответствии с экспериментами по перемагничиванию током трехслойных переходов состава Co(I)/Cu/Co(II) , изготовленных в виде столбиков.

PACS: 75.60.Ej, 75.70.Pa

Идея о возможности воздействия поляризованного по спину тока на ориентацию намагниченности в тонкой ферромагнитной пленке была впервые выдвинута и обсуждена, по-видимому, в 1996 г. в работах [1–3]. В последние годы данная проблема вызывает возрастающий интерес, причем не только с фундаментальной, но и с прикладной точек зрения. В настоящее время магнитные переходы уже применяются для считывания информации с использованием эффекта гигантского магнитосопротивления [3]. Экспериментальное обнаружение эффективного влияния поляризованного тока на магнитное состояние позволило бы не только считывать, но и записывать информацию.

Указанный эффект влияния тока недавно был обнаружен и исследован экспериментально [4–8] в трехслойных магнитных переходах. Поляризованный ток протекал перпендикулярно границам раздела слоев. В литературе активно обсуждаются различные возможные механизмы воздействия тока. В работах [1, 2, 9] предполагается, что намагниченности слоев 1 и 2 неколлинеарны, и тогда носители тока при пересечении ими границы слоя 2 должны подстраиваться к новой оси квантования. Эта подстройка происходит на расстояниях порядка квантовой длины волны. В результате возникает момент сил, дей-

ствующий на намагниченность и зависящий от тока. При плотностях тока, превышающих некоторый порог, этот момент сил вызывает перемагничивание. Существенно, что порог перемагничивания при этом определяется диссипативными процессами в слое 2.

Другой механизм, названный авторами работы [10] NEXI (nonequilibrium exchange interaction), заключается в установлении сильного косвенного обменного взаимодействия двух ферромагнитных слоев при протекании через эти слои поляризованного тока. Особенность этого механизма состоит в том, что носители тока в слоях 1 и 2 должны иметь единую спиновую волновую функцию. Оба указанных механизма дают для пороговой плотности тока величину порядка 10^8 – 10^9 А/см².

Для “точечных” переходов с диаметром контакта ~ 4 – 50 нм [4, 5] экспериментально наблюдалась близкая к предсказанной пороговая плотность тока, 10^8 – 10^9 А/см². Однако для металлических столбиков, имевших больший диаметр, ~ 60 – 600 нм, порог получился существенно меньше, $\sim 10^7$ – 10^8 А/см² [6, 7]. Кроме того, связь измеряемого порогового тока с зависящим от спина рассеянием носителей на границе слоя 2 и с диссипативными процессами в слое 2 остается пока под сомнением [7]. В связи со сказанным, сохраняет актуальность вопрос о возможности других механизмов влияния тока на магнитное состояние перехода.

¹⁾ e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

²⁾ R. J. Elliott

В настоящем сообщении мы предлагаем новый, спин-инжекционный, механизм воздействия тока на ориентацию намагниченности в магнитном переходе. Рассматривается традиционная модель магнитного перехода с двумя ферромагнитными слоями, 1 и 2, один из которых (слой 1) закреплен, а второй (слой 2) свободен. Поляризованный поток носителей из слоя 1 в слой 2 инжектирует спины в слой 2, то есть нарушает спиновое равновесие и повышает степень спиновой поляризации в этом слое. Неравновесные спины взаимодействуют с намагниченностью решетки благодаря эффективному полю s - d -обмена, которое зависит от тока. При достаточно большом токе, превышающем определенный порог, эффективное поле переманичивает слой 2.

Плотность тока через переход зависит от угла χ между осями квантования z_1 и z_2 в слоях 1 и 2. Эта зависимость универсальна, определяется правилами преобразования спиновых волновых функций при повороте оси квантования и имеет вид [11]

$$j = \frac{j_p + j_a}{2} + \frac{j_p - j_a}{2} \cos \chi, \quad (1)$$

где $j_{p,a}$ – плотности тока соответственно при параллельной ($\chi = 0$) и антипараллельной ($\chi = \pi$) ориентациях намагниченностей. Внешнее поле может изменять угол χ , что приводит к эффекту гигантского магнитосопротивления, мерой которого служит отношение $\rho \equiv (j_p - j_a)/j_p > 0$.

Спиновую инжекцию в слое 2 удобно характеризовать с помощью функции

$$P_2(y) = \frac{n_{\uparrow}(y) - n_{\downarrow}(y)}{n}, \quad (2)$$

где y – координата вдоль тока, $n_{\uparrow,\downarrow}(y)$ – концентрации носителей тока с противоположно ориентированными спинами, $n = n_{\uparrow}(y) + n_{\downarrow}(y)$ – суммарная концентрация, не зависящая в металле от координаты y в силу условия квазинейтральности. По смыслу $P_2(y)$ есть степень спиновой поляризации в слое 2.

Мы считаем, что в слое 1 спины закреплены полностью. Поэтому степень спиновой поляризации в этом слое равна равновесной P_1 и не зависит от координат. Поток спинов в слое 1 однороден в пространстве и направлен вдоль тока, то есть вдоль оси y . При переходе в слой 2 сохраняется только проекция спина на ось квантования z_2 [1, 2]. Поток этой проекции на границе раздела $y = 0$ равен $J_1 = (\hbar/2e)jP_1 \cos \chi$ и непрерывно переходит в поток спинов в слое 2:

$$J_2(y) = \frac{\hbar}{2e}[j_{\uparrow}(y) - j_{\downarrow}(y)], \quad (3)$$

где парциальные плотности токов носителей с противоположными спинами равны

$$j_{\uparrow,\downarrow}(y) = -eD \frac{\partial n_{\uparrow,\downarrow}(y)}{\partial y} + en_{\uparrow,\downarrow}(y)v. \quad (4)$$

В (4) скорость дрейфа и v коэффициент диффузии D предполагаются для простоты не зависящими от спина. Существование спинового потока на границе раздела слоев и есть, по существу, причина нарушения спинового равновесия в слое 2, то есть причина спиновой инжекции или экстракции.

Парциальные плотности тока удовлетворяют уравнениям непрерывности

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_{\uparrow,\downarrow}(y)}{\partial y} = -\frac{n_{\uparrow,\downarrow}(y) - n_{\uparrow,\downarrow}^e}{\tau_s}, \quad (5)$$

в которых $n_{\uparrow,\downarrow}^e$ – равновесные концентрации, τ_s – время установления спинового равновесия. Из соотношений (2), (4) и (5) следует уравнение для искомой функции $P_2(y)$, которое имеет вид

$$\frac{\partial^2 P_2(y)}{\partial y^2} - \frac{v}{D} \frac{\partial P_2(y)}{\partial y} - \frac{[P_2(y) - P_2]}{D\tau_s} = 0, \quad (6)$$

где через P_2 обозначено равновесное значение $P_2(y)$. Мы ищем решение уравнения (6), удовлетворяющее следующим граничным условиям: 1) условию непрерывности потока спина при $y = 0$, а именно, $J_1 = J_2(y \rightarrow +0)$, и 2) условию восстановления спинового равновесия на толщине слоя 2, равной L_y , то есть условию $L_y > l_s$, где l_s – длина релаксации спиновых возмущений. Условие $L_y > l_s$ на самом деле не принципиально и накладывается здесь для простоты. При уменьшении L_y все дальнейшие формулы перестают зависеть от толщины слоя 2 и для оценок достаточно просто полагать в них $L_y = l_s$.

Явное выражение для длины релаксации l_s определяется соотношением вкладов диффузии и дрейфа в ток (4). Наиболее актуальны не слишком сильные токи, когда

$$|j| \ll j_D \equiv 2en\sqrt{D/\tau_s}, \quad (7)$$

при которых диффузия преобладает. В самом деле, $D \sim v_F^2 \tau_p$, где фермиевская скорость $v_F \sim 10^8$ см/с, время релаксации импульса $\tau_p \sim 3 \cdot 10^{-15}$ с, $\tau_s \sim 10^{-13}$ с и $n \sim 10^{22} - 10^{23}$ см $^{-3}$. Тогда получим $j_D \sim 5.4 \cdot (10^{10} - 10^{11})$ А/см 2 . Далее в данной работе будут рассматриваться гораздо меньшие токи, так что условие (7) всегда хорошо выполняется. При этом длина l_s определяется только диффузией и может быть оценена как $l_s = \sqrt{D\tau_s} \sim 17$ нм.

Находя решение уравнения (6) и усредняя его по толщине слоя 2, получаем

$$\bar{P}_2 \equiv \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} P_2(y) dy = P_2 + (P_1 \cos \chi - P_2) \cdot (j/j_c), \quad (8)$$

где $j_c = enL_y/\tau_s$.

Пропорциональное току инжекционное слагаемое в (8) мало, поскольку $j_c = (L_y/2l_s)j_D \gg |j|$. Следовательно, должен быть мал и пропорциональный току вклад в среднюю намагниченность слоя 2, равную $\bar{M}_2 \equiv M_2 + \mu_B n \bar{P}_2$, где μ_B – магнетон Бора. Энергия магнитной анизотропии и зеемановская энергия в стороннем магнитном поле H определяются намагниченностью \bar{M}_2 . Поэтому вклад тока и спиновой инжекции в названные энергии также должен быть пренебрежимо малым. Иначе обстоит дело с энергией s – d -обменного взаимодействия. Среднюю плотность этой энергии (интеграл от плотности энергии по объему слоя, отнесенный к объему) можно представить в виде

$$E_{s-d} = -\alpha M_2 \mu_B n \bar{P}_2. \quad (9)$$

Энергия (9) пропорциональна произведению намагниченностей решетки и свободных носителей, причем безразмерный коэффициент α , характеризующий эффективность обмена, оценивается как $\alpha \sim \sim Aa^3/\mu_B^2$. Типичное значение параметра A лежит в пределах 0.1–10 эВ [12]. Параметр a имеет порядок постоянной решетки. Возьмем для оценки $a^3 \sim \sim 10^{-23}$ см³. Тогда получим $\alpha \sim 1.8 \cdot (10^4 - 10^6) \gg 1$. Именно благодаря большой величине коэффициента α инжекция спинов, вызываемая поляризованным током, существенно влияет на обменную энергию и через нее на магнитное состояние слоя 2.

Подстановка (1) и (8) в (9) дает угловую зависимость плотности энергии s – d -обмена в виде

$$E_{s-d} = -A_{s-d} - B_{s-d} \cos \chi - C_{s-d} \cos^2 \chi, \quad (10)$$

где

$$A_{s-d} = \alpha \mu_B n M_2 P_2 \left[1 - \frac{\tau_s}{2enL_y} (j_p + j_a) \right], \quad (11)$$

$$B_{s-d} = \frac{\alpha \mu_B M_2 \tau_s}{2eL_y} [P_1 (j_p + j_a) - P_2 (j_p - j_a)], \quad (12)$$

$$C_{s-d} = \frac{\alpha \mu_B M_2 \tau_s P_1}{2eL_y} (j_p - j_a). \quad (13)$$

Пусть легкая ось лежит в плоскости слоя 2 и образует угол β с осью квантования z_1 слоя 1. Тогда плотность энергии анизотропии слоя 2 равна

$$E_A = -K \cos^2(\chi - \beta), \quad (14)$$

где K – константа анизотропии.

Если стороннее магнитное поле H приложено в той же плоскости под углом α к оси z_1 , то плотность зеемановской энергии в слое 2 равна

$$E_H = -\widetilde{M}_2 H \cos(\chi - \alpha), \quad (15)$$

где $\widetilde{M}_2 = M_2 + \mu_B n P_2$ – равновесная намагниченность слоя 2, создаваемая локализованными спинами и свободными носителями. При этом полная магнитная энергия слоя равна сумме

$$E_{tot} = E_{s-d} + E_A + E_H \quad (16)$$

и может рассматриваться как функция угла χ при заданных α и β .

Из сравнения (10) с (14) и (15) видно, что s – d -обменная энергия эквивалентна появлению дополнительного магнитного поля $H' = B_{s-d}/\widetilde{M}_2$, параллельного оси z_2 , и дополнительной анизотропии с константой $K' = C_{s-d}$ и осью, параллельной оси z_2 . Известно, что при изменении поля или констант анизотропии в пленке могут происходить ориентационные фазовые переходы. Мы покажем далее, что поляризованный ток, меняя поле H' и константу K' , приводит при определенных условиях к перемагничиванию слоя 2.

Рассмотрим простейший (и, по-видимому, наиболее актуальный [6, 7]) случай, когда $\alpha = \pi$ и $\beta = 0$. Пренебрежем полностью диссипативными процессами в магнитной подсистеме слоя 2. Тогда указанная подсистема в стационарных условиях может находиться в состоянии частичного равновесия, несмотря на протекание постоянного тока. Равновесный угол χ определяется из условий минимальности энергии (16):

$$\frac{\partial E_{tot}(\chi)}{\partial \chi} = 0, \quad \frac{\partial^2 E_{tot}(\chi)}{\partial \chi^2} > 0. \quad (17)$$

После вычисления производных в (17) с учетом равенств (10) и (14)–(16) получаем, что магнитное состояние определяется параметром

$$\xi \equiv -\frac{B_{s-d} - \widetilde{M}_2 H}{2(C_{s-d} + H)}, \quad (18)$$

зависящим от тока. При $|\chi| < 1$ существует два равновесных угла: $\chi = 0$ и $\chi = \pi$. При $\chi > 1$ имеется только один равновесный угол, $\chi = \pi$, а при $\xi < -1$ имеется тоже только один угол, $\chi = 0$.

Установление в переходе того или иного значения угла χ зависит от истории намагничивания. Пусть вначале ток $j = 0$ и имеется достаточно большое по

абсолютной величине поле $|H| > 2K/\widetilde{M}_2$. Согласно (18), такая ситуация соответствует $\xi > 1$ и углу $\chi = \pi$. Пусть теперь ток увеличивается в положительном направлении, то есть $j/j_c > 0$. Тогда носители тока инжектируются в слой 2, увеличивая, в соответствии с (8), степень спиновой поляризации в этом слое. Согласно (12), коэффициент B_{s-d} возрастает, причем коэффициент $C_{s-d} \sim (j_p - j_a)$ относительно мал. При этом параметр ξ убывает и попадает в интервал $|\xi| < 1$. В этом интервале значение угла $\chi = \pi$ является равновесным и поэтому сохраняется. Так продолжается до тех пор, пока при дальнейшем увеличении тока мы не попадаем в другой интервал, $\xi < -1$. На границе последнего равновесный угол должен измениться скачком до значения $\chi = 0$. Тем самым на этой границе происходит скачкообразная переориентация намагниченности (перемагничивание). Пороговая плотность тока для такого процесса, $j_{a \rightarrow p}$, находится из условия $\xi = -1$ и с учетом формул (12) и (13) получается равной

$$j_{a \rightarrow p} = j_0(1 - \rho) \frac{h + h_k}{2P_1 - \rho(3P_1 + P_2)}, \quad (19)$$

где

$$h = \frac{H}{4\pi\widetilde{M}_2}, \quad h_k = \frac{K}{2\pi\widetilde{M}_2}, \quad j_0 = j_c \frac{8\pi\widetilde{M}_2^2}{\alpha\mu_B n M_2}.$$

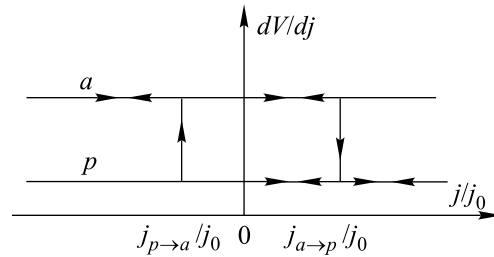
При изменении тока в обратном направлении мы снова попадаем в интервал $|\xi| < 1$, но имеем теперь $\chi = 0$. Поскольку этот угол является равновесным в данном интервале, то он сохранится. При дальнейшем уменьшении тока достигается значение $j = 0$, и затем ток меняет знак. В соответствие с (8) это означает, что теперь происходит экстракция спинов и уменьшение степени спиновой поляризации в слое 2. Так продолжается, пока мы не перейдем в область $\xi > 1$. На границе равновесный угол скачком возвращается к исходному значению $\chi = \pi$. Иными словами, на этой границе происходит второе перемагничивание к исходной ориентации. Пороговая плотность тока, $j_{p \rightarrow a}$, для этого процесса находится из условия $|\xi| = 1$, что дает

$$j_{p \rightarrow a} = j_0 \frac{h - h_k}{2P_1 + \rho(P_1 - P_2)}. \quad (20)$$

Сравнивая формулы (19) и (20) между собой, видим, что пороговые токи не совпадают. Тот или другой пороговый ток может быть достигнут в зависимости от того, в каком направлении изменяется ток. Иными словами, мы получили гистерезис тока. Обращает на себя внимание, что подобная картина наблюдалась экспериментально в работах [6–8]

при исследовании магнитных переходов в виде столбиков состава Co(I)/Cu/Co(II). В связи с этим проведем более подробное сопоставление наших расчетов с названными работами.

Удобно представить расчетную зависимость дифференциального сопротивления dV/dj от плотности тока j , где под V мы понимаем напряжение источника питания. Результат, естественно, будет зависеть от механизма проводимости в переходе (омическая проводимость, баллистический транспорт, эффекты нагрева и др.). Для простоты мы будем считать проводимость омической. Тогда $dV/dj = R + r(\chi)$, где R – внутреннее сопротивление источника, а $r(\chi)$ – сопротивление перехода, зависящее от угла χ . Указанные зависимости при двух значениях угла $\chi = \pi$ и $\chi = 0$ представлены на рисунке. Стрелками пока-



Вид зависимости дифференциального сопротивления dV/dj от тока: a – при антипараллельной и p – при параллельной ориентациях намагниченностей в слоях 1 и 2. Стрелки показывают возможные направления изменения тока

заны характер и направление изменения сопротивления с током. Видны скачки сопротивления, связанные с перемагничиванием. Качественно данная зависимость полностью соответствует экспериментам [6–8].

Для количественных оценок воспользуемся уже использованными ранее численными значениями ряда параметров и возьмем дополнительно для пленок типа Co [13]: $M_2 \sim 0.1$ Тл, $K \sim 0.4$ Дж/см³, $n \sim 10^{22}$ см⁻³, $\alpha \sim 1.8 \cdot 10^5$, $P_1 = P_2 = 0.38$, $L_y = l_s = 17$ нм. Введенный нами ранее параметр магнитосопротивления ρ можно написать как $\rho = (r(\pi) - r(0))/(R + r(\pi))$. Поскольку в работах [5–7] выполнялось соотношение $R \gg r(\chi) \geq r(0)$, параметр ρ был весьма мал. Поэтому при оценке пороговых токов по формулам (19) и (20) мы будем полагать $\rho = 0$. Тогда получаем при $h = 0$: $j_{a \rightarrow p} = -j_{p \rightarrow a} \sim 3.4 \cdot 10^7$ А/см², что примерно соответствует экспериментальной оценке величины пороговых токов. Подчеркнем, что, как и в экспериментах, пороговые токи у нас имеют разные знаки

при $h = 0$ и совпадают по абсолютной величине. Из нашего расчета видно, что величина этих токов существенно определяется магнитной анизотропией, а не диссипативными процессами в слое 2. В полном соответствии с экспериментами, при наложении магнитного поля h пороговые токи смещаются в положительном направлении и симметрия расположения двух порогов относительно точки $j = 0$ нарушается (см. рисунок). Интересно, что теория предсказывает обращение одного из порогов в нуль, а именно, $j_{p \rightarrow a} = 0$ при $h = h_k$. При использованных значениях всех параметров и константы анизотропии K это должно соответствовать полю $H \approx 0.8$ Тл.

В заключение обсудим сделанное нами предположение об отсутствии доменной структуры в слое 2. Характер доменной структуры в подобных слоях и влияние поляризованного тока на эту структуру были предметом обсуждения в наших предшествующих работах [14, 15]. Согласно [14], домены должны отсутствовать в очень тонких пленках, когда $L_y \leq \delta$, где δ – ширина доменной стенки (типично $\delta \sim 5$ нм [16]). Именно такое соотношение выполнялось в экспериментах [6–8], где было $L_y \approx 1.5–10$ нм. Интересно отметить, что, согласно [15], при наличии доменной структуры гистерезис тока не возникает, а само переключение от тока j_a к току j_p и обратно при перемангничивании происходит плавно, а не скачком.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант # 1522) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-16384).

1. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
2. L. Berger, Phys. Rev. **B54**, 9353 (1996).
3. N. F. Schwabe, R. J. Elliott, and S. Wingreen, Phys. Rev. **B54**, 12953 (1996).
4. M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al., Phys. Rev. **B80**, 4281 (1998).
5. E. B. Myers, D. C. Ralf, J. A. Katine et al., Science **285**, 867 (1999).
6. J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
7. J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 3663 (2001).
8. J.-E. Wegrowe, A. Fabian, Ph. Guittienne et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 3361 (2002).
9. L. Berger, J. Appl. Phys. **89**, 5521 (2001).
10. C. Heide and R. J. Elliott, Europhys. Lett. **50**, 271 (2000).
11. M. Julliere, Phys. Lett. **A54**, 225 (1975).
12. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
13. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения*, М.: Мир, 1987. (S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism. Magnetic Characteristics and Engineering Applications*, Tokyo: Syokabo, 1984 (in Japanese).)
14. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Р. Дж. Эллиотт, Э. М. Эпштейн, ФТТ **44**, 1064 (2002).
15. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Р. Дж. Эллиотт, Э. М. Эпштейн, ЖТФ **72**, №7, 79 (2002).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Собрание трудов Л. Д. Ландау*, том I, М.: Наука, 1969, стр. 128.