

Эффекты необратимого переключения намагниченности и бистабильности в ферромагнитных переходах

Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман¹⁾, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 25 июня 2007 г.

Показано, что в ферромагнитных нанопереходах – проводящих слоистых структурах, включающих, по меньшей мере, два ферромагнитных слоя, возможно достижение высокого уровня инжекции спинов перпендикулярным током. При этом структуры демонстрируют принципиально новые интересные свойства, в частности, необратимое переключение намагниченности и бистабильность.

PACS: 72.25.–b, 75.47.–m

1. Введение. В традиционно исследуемых магнитных переходах уровень инжекции спинов током невелик, то есть концентрация инжектированных спинов мала по сравнению с равновесной концентрацией. При этом оба известных механизма взаимодействия электронов с намагниченностью, а именно, крутой момент [1, 2] и спин-инжекционное эффективное поле [3, 4], играют сопоставимую роль [5, 6]. Эксперименты показывают, что в таких переходах при слабом уровне инжекции наблюдается ряд интересных и важных в прикладном отношении эффектов, а именно: гигантское магнитосопротивление [7] и обменное переключение намагниченности [8]. При обменном переключении (см. [8–10] и др.) устанавливается либо параллельная, либо антипараллельная ориентация ферромагнитных слоев в зависимости от направления тока. При этом плотность порогового тока переключения по модулю получается довольно большой, $j_{th} \sim 10^6–10^8 \text{ A/cm}^2$. В данной работе исследуется магнитный переход, в котором концентрация инжектированных током спинов возрастает на порядки и может оказаться сравнимой или даже больше, чем равновесная концентрация. При этом пороговый ток понижается в 100–10000 раз и, кроме того, возникают принципиально новые эффекты: эффект необратимого переключения намагниченности и бистабильность.

Рассмотрим простейшую структуру, составленную из двух контактирующих ферромагнитных слоев с номерами $i = 1, 2$ и одного немагнитного полупроводникового слоя с номером $i = 3$. Крайние слои 1 и 3 соединены с источником тока. Каждый слой характеризуется “спиновым сопротивлением”, равным по определению [11–13]

$$Z_i = \rho_i l_i / (1 - Q_i^2), \quad (1)$$

где ρ_i – удельное электрическое сопротивление слоя, l – длина релаксации спинов, Q_i – степень спиновой поляризации тока. Предположим, что слой 1 имеет закрепленную намагниченность решетки за счет собственной или искусственно создаваемой магнитной анизотропии. Пусть также спиновая поляризация этого слоя Q_1 близка к 1. Подобными свойствами обладают так называемые “половинные металлы” (half-metals) [14] (например, гейслеровы сплавы или двуокись хрома). Слой 2 имеет свободную намагниченность. Толщина L слоя 2 предполагается малой по сравнению с длиной релаксации электронного спина l . Это приводит к постоянству спинового потока по всей толщине слоя 2. Для изготовления слоя 2 подходят некоторые ферромагнитные металлы, такие как Co, Ni, пермалloy и др. При указанном выборе слоев можно обеспечить выполнение условия $Z_1 \gg Z_2$ за счет близости Q_1 к 1. В качестве немагнитного слоя 3 можно взять полупроводник (например, кремний или арсенид галлия), у которого большая величина Z_3 достигается вследствие большого по сравнению с металлом удельного сопротивления, а также большой длины спиновой диффузии. В результате можно обеспечить одновременное выполнение двух условий:

$$Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2. \quad (2)$$

Согласно работам [12, 13], при выполнении условий (2) уровень инжекции спинов током в свободном слое 2 может быть существенно повышен. Дело в том, что на границе слоев 1 и 2 имеет место эффективная инжекция за счет дрейфового переноса спинов. В противоположность этому на границе слоев 2 и 3 инжекция затруднена, что приводит к накоплению спинов и возрастанию градиента их концентрации.

¹⁾e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

Такое накопление и возрастание градиента происходит до тех пор, пока ток диффузии не обеспечит постоянство спинового потока вдоль слоя 2. В то же время, накопление спинов как раз и означает повышение уровня спиновой инжекции.

Далее мы покажем, что при выполнении условий (2) инжекция спинов подавляет в переходе крутой момент и проявляются два новых эффекта, а именно, необратимое переключение намагниченности и появление двух стабильных неколлинеарных состояний при одном значении тока.

2. Основные соотношения. Слой 2 в центре перехода играет основную роль – именно в нем происходят все исследуемые процессы. Параметры этого слоя далее пишутся без указания его номера. Будем основываться на теории переноса спинов перпендикулярным током, учитывающей одновременное действие крутого момента и спин-инжекционного эффективного поля [5]. Эта теория получила развитие в препринте [6], где к уравнениям движения для вектора намагниченности решетки $\hat{\mathbf{M}}$ были добавлены зависящие от тока *sd*-обменные граничные условия.

Уравнение для $\hat{\mathbf{M}}$ в форме Ландау – Лифшица – Гильберта имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} - \kappa \left[\hat{\mathbf{M}}, \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial t} \right] + \gamma \left[\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{H} \right] + \\ + \gamma H_a (\hat{\mathbf{M}} \mathbf{n}) [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{n}] + \gamma [\hat{\mathbf{M}}, \mathbf{H}_d] + \\ + a \left[\hat{\mathbf{M}}, \frac{\partial^2 \hat{\mathbf{M}}}{\partial x^2} \right] = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{M}/M$, $|\hat{\mathbf{M}}| = 1$, $M \sim 10^3$ Гс – модуль намагниченности решетки, κ – постоянная затухания Гильберта, γ – гиromагнитное отношение, $a = \gamma A M$, $A \sim 10^{-12}$ см² – постоянная внутрирешеточного обмена, H_a и \mathbf{n} – поле и единичный вектор оси магнитной анизотропии, $\mathbf{H}_d = -4\pi M \hat{\mathbf{x}}$ – размагничивающее поле, $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$, $\hat{\mathbf{z}}$ – орты осей; все величины зависят только от координаты x и времени t .

Граничные условия определяются *sd*-обменным взаимодействием поляризованного тока с решеткой на поверхностях раздела $x = 0$ и $x = L$. Эти условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial x} \right|_{x=0} = -p [\hat{\mathbf{M}}(0), [\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}(0)]] + \\ + k [\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}(0)], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial \hat{\mathbf{M}}}{\partial x} \right|_{x=L} = 0. \quad (5)$$

Параметры p и k в условии (4) пропорциональны плотности тока и описывают влияние двух указанных ранее механизмов взаимодействия электронных спинов с решеткой, соответственно спиновой инжекции и крутого момента. Эти параметры, вычисленные для тока в “прямом” направлении $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$, то есть от закрепленного слоя к немагнитному слою, имеют вид

$$p = \frac{\gamma \alpha \lambda \tau \mu_B Q_1}{a} \left(\frac{j}{e} \right) \frac{Z_1}{Z_2} \frac{Z_1/Z_3 - (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2}{\left[Z_1/Z_3 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2 \right]^2}, \quad (6)$$

$$k = \frac{\mu_B Q_1}{a M} \left(\frac{j}{e} \right) \frac{Z_1/Z_3}{Z_1/Z_3 + (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2}. \quad (7)$$

где $j/e > 0$ и введены дополнительные обозначения: α – постоянная *sd*-обмена, $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ с – время релаксации спинов, $\lambda = L/l$, e – заряд электрона. Для тока в “обратном” направлении $1 \leftarrow 2 \leftarrow 3$ аналогичное вычисление дает

$$\begin{aligned} p = -\frac{\gamma \alpha \lambda \tau \mu_B Q_1}{a} \left| \frac{j}{e} \right| \frac{Z_1}{Z_2} \times \\ \times \frac{1 - (Z_1/Z_3) (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2}{\left[1 + (Z_1/Z_3) (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2 \right]^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$k = -\frac{\mu_B Q_1}{a M} \left| \frac{j}{e} \right| \frac{(Z_1/Z_3) (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2}{1 + (Z_1/Z_3) (\hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{M}}(0))^2}, \quad (9)$$

где $j/e < 0$.

Толщина слоя 2 считается малой, так что $L \ll l, \delta$, где δ есть характерная толщина доменной стенки. Типичны оценки $l \sim \delta \sim 10 - 20$ нм. В большинстве экспериментов исследуются слои с $L \approx 2 - 3$ нм, и поэтому рассмотрение тонкого слоя 2 актуально. При $L \ll \delta$ функция $\hat{\mathbf{M}}(x)$ медленно меняется в слое 2. Для такой функции можно воспользоваться разложением

$$\hat{\mathbf{M}}(x) = \hat{\mathbf{M}}(0) + \hat{\mathbf{M}}'(0)x + \frac{1}{2} \hat{\mathbf{M}}''(0)x^2 \quad (10)$$

(штрих означает дифференцирование по координате x) и с учетом условий (4) и (5) получить

$$\hat{\mathbf{M}}''(0) = -\hat{\mathbf{M}}'(0) = \\ = \frac{1}{L} \left\{ p \left[\hat{\mathbf{M}}(0), \left[\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}(0) \right] \right] - k \left[\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}(0) \right] \right\}. \quad (11)$$

Соотношения (10) и (11) показывают, что в случае тонкого слоя 2 интересующие нас флуктуации намагниченности почти однородны, и достаточно определить лишь функцию времени $\hat{\mathbf{M}}(0)$. Уравнение для определения $\hat{\mathbf{M}}(0)$ получается, если подставить в (3) $\hat{\mathbf{M}}(0)$ вместо $\hat{\mathbf{M}}(x)$ и $\hat{\mathbf{M}}''(0)$ вместо $\hat{\mathbf{M}}''(x)$. При этом вид уравнения (3) не изменится за исключением последнего слагаемого, содержащего вторую производную по x . Это слагаемое преобразуется следующим образом:

$$a \left[\hat{\mathbf{M}}, \frac{\partial^2 \hat{\mathbf{M}}}{\partial x^2} \right] \rightarrow \frac{a}{L} \left\{ p \left[\hat{\mathbf{M}}(0), \hat{\mathbf{M}}_1 \right] - k \left[\hat{\mathbf{M}}(0), \left[\hat{\mathbf{M}}_1, \hat{\mathbf{M}}(0) \right] \right] \right\}. \quad (12)$$

Уравнение (3) для $\hat{\mathbf{M}}(0)$ с учетом замены (12) имеет структуру, близкую к структуре уравнения, введенного Слончевским в работе [1]. Здесь представлен вывод этого уравнения, который исходит из зависящих от тока sd -обменных граничных условий (4) и (5). Полученное нами уравнение обладает большей общностью, нежели уравнение в работе [1]. Оно учитывает не только вклад крутильного момента, как это было в [1], но и вклад спин-инжекционного эффективного поля, который пропорционален параметру p в (12).

3. Необратимое переключение намагниченности. Далее рассматривается уравнение движения (3) с заменой (12). Для определения стационарного состояния в этом уравнении следует положить $\partial \hat{\mathbf{M}} / \partial t = 0$ (имеется в виду $\hat{\mathbf{M}}(0)$, то есть намагниченность при $x = 0$; здесь и далее аргумент для краткости опускается). Тогда для компонент стационарного вектора $\bar{\mathbf{M}}$ получается

$$\left\{ \gamma \left(H + H_a \bar{M}_z + 4\pi M \bar{M}_z \right) + \frac{a \bar{p}}{L} \right\} \bar{M}_x - \frac{a \bar{k}}{L} \bar{M}_z \bar{M}_y = 0, \quad (13)$$

$$\left\{ \gamma \left(H + H_a \bar{M}_z \right) + \frac{a \bar{p}}{L} \right\} \bar{M}_y + \frac{a \bar{k}}{L} \bar{M}_z \bar{M}_x = 0, \quad (14)$$

где \bar{p} , \bar{k} суть параметры (6) – (9) при $\hat{\mathbf{M}}(0) = \bar{\mathbf{M}}$, и имеет место соотношение $\bar{M}_x^2 + \bar{M}_y^2 + \bar{M}_z^2 = 1$. При получении уравнений (13) и (14) выбрана следующая ориентация основных векторов: $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$, $\mathbf{H}_d = -4\pi M (\bar{M}_x, 0, 0)$, $\hat{\mathbf{M}}_1 = (0, 0, 1)$.

Кроме того, предположено, что $H < H_a$ (в противном случае переключение возможно и в отсутствие тока, одним лишь магнитным полем). Из (13) и (14) видно, что существуют два типа стационарных состояний: коллинеарные состояния $\bar{\mathbf{M}} = (0, 0, \pm 1)$ и неколлинеарные состояния с $\bar{M}_x \neq 0$ и $\bar{M}_y \neq 0$.

Обсудим вначале коллинеарные состояния. Переходжение возникает, если одно из таких состояний теряет устойчивость. Для исследования устойчивости положим

$$\hat{\mathbf{M}} = \bar{\mathbf{M}} + \Delta \hat{\mathbf{M}} \exp(-i\omega t) \quad (15)$$

и проведем линеаризацию уравнения движения по амплитудам малых флуктуаций $\Delta \bar{M}_x$ и $\Delta \bar{M}_y$. Тогда для собственной частоты флуктуаций ω получаем

$$(1+\kappa^2) \omega^2 + i\kappa \left[\Omega_x + \Omega_y + \frac{2a}{L} \left(p_0 + \frac{k_0}{\kappa} \right) \bar{M}_z \right] \omega - \\ - \left(\Omega_x + \frac{ap_0}{L} \bar{M}_z \right) \left(\Omega_y + \frac{ap_0}{L} \bar{M}_z \right) - \left(\frac{ak_0}{L} \right)^2 = 0, \quad (16)$$

где $\Omega_x = \gamma(H \bar{M}_z + H_a + 4\pi M)$, $\Omega_y = \gamma(H \bar{M}_z + H_a)$, p_0 и k_0 – параметры p и k при $\bar{M}_z = \pm 1$. В рассматриваемых переходах, как правило, выполняется соотношение $4\pi M \gg H_a > H$, так что $\Omega_x \gg \Omega_y$. Из выражений (6) – (9) следует, что при выполнении условий (2) имеем $\eta \equiv k_0 / \kappa p_0 \sim (\alpha \gamma M \tau \kappa \lambda)^{-1} (Z_2/Z_3)$. При типичных значениях параметров $\alpha \sim 2 \cdot 10^4$, $\kappa \sim 0.03$, $M \sim 10^3$ Гс, $\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$ с, $\lambda \sim 0.1$ получаем $\eta \sim (0.2 \cdot Z_3/Z_2)^{-1}$. Таким образом, если отношение Z_3/Z_2 достаточно велико, то вклад крутильного момента в (16) подавляется. Тогда основную роль играет вклад спин-инжекционного эффективного поля, пропорциональный параметру p_0 .

Пренебрежем крутильным моментом, то есть вкладом $\sim k_0$ в (16). В этом случае условие неустойчивости флуктуаций (которое соответствует $\text{Im } \omega > 0$) получается из (16) в виде

$$\Omega_y + \frac{ap_0}{L} \bar{M}_z < 0. \quad (17)$$

При условии $Z_3 \gg Z_2$ параметр p_0 отрицателен как при прямом, так и при обратном токе. Поэтому из (17) вытекает, что неустойчивость возможна лишь при $\bar{M}_z > 0$, то есть при параллельной ориентации слоев 1 и 2. Подчеркнем, что, согласно (17), антипараллельная ориентация слоев устойчива при любой полярности и величине тока. В то же время, порог неустойчивости при параллельной ориентации, как это следует из (17), не зависит от знака тока и равен по модулю

$$j_{th} = j_0 \frac{Z_2}{Z_1} \left(1 + \frac{H}{H_a} \right), \quad j_0 = \frac{eH_a l}{\mu_B \alpha \tau Q_1}. \quad (18)$$

При $H \sim H_a \sim 10^2 \text{ Э}$, $l \sim 10^{-6} \text{ см}$, $Q_1 \sim 1$, $Z_2/Z_1 \sim 10^{-2}$ и указанных выше значениях остальных параметров получаем $j_{th} \sim 10^4 \text{ А/см}^2$. Это в 100–10000 раз меньше, чем порог в переходах с низким уровнем спиновой инжекции, когда условие (2) не выполняется.

Информацию о результате развития неустойчивости дает исследование магнитной энергии (суммы энергии Зеемана, энергии анизотропии и sd -обменной энергии). Зависимость такой энергии от угла θ между намагниченностями соседних слоев при различных значениях обратного тока показана на рис.1. Видно, что в отсутствие тока (то есть при $j = 0$)

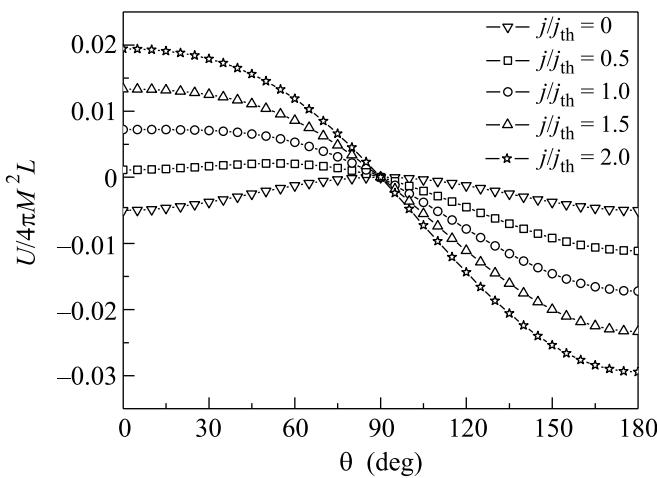


Рис.1. Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации магнитных слоев для обратного тока ($H = 0$, $H_a/4\pi M = 0.01$, $Z_1/Z_3 = 0.1$)

коллинеарные состояния $\theta = 0, \pi$ соответствуют минимуму энергии и устойчивы. Эти состояния разделены барьером при угле $\theta = \pi/2$. По мере увеличения обратного тока устойчивость состояния $\theta = 0$ теряется при $j = j_{th}$ (18), и система, двигаясь в направлении уменьшения энергии, переключается в антипараллельное состояние $\theta = \pi$. Как уже отмечалось, антипараллельное состояние устойчиво при любых токах. Поэтому с помощью тока система не может быть выведена из этого состояния. В этом смысле рассмотренное переключение необратимо.

4. Эффект бистабильности. До сих пор не обсуждался вопрос о развитии неустойчивости при параллельно ориентированных слоях и при прямом токе. Порог этой неустойчивости, как уже отмечалось, совпадает с порогом при обратном токе и дается формулой (18). Данная неустойчивость, как будет вид-

но из дальнейшего, приводит к переключению в неколлинеарное стационарное состояние с ненулевыми значениями \hat{M}_x и \hat{M}_y . Неколлинеарные состояния находим, приравнивая к нулю детерминант системы уравнений (13) и (14), что дает в случае прямого тока

$$\frac{H}{H_a} + \hat{M}_z + \frac{j}{j_0} \frac{Z_1}{Z_2} \frac{Z_1/Z_3 - \hat{M}_z^2}{(Z_1/Z_3 + \hat{M}_z^2)^2} = 0. \quad (19)$$

Уравнение (19) представляет собой уравнение 5-й степени относительно \hat{M}_z . Зависимость угла $\theta = \arccos \hat{M}_z$, определяющего направление намагниченности, от безразмерной плотности тока j/j_0 при некоторых выбранных параметрах показана на рис.2. При пороговой плотности тока (18) исходное колли-

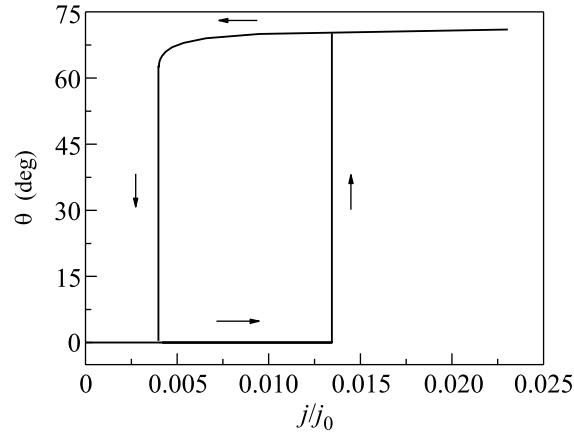


Рис.2. Зависимость угла θ , определяющего направление намагниченности слоя 2, от безразмерной плотности тока j/j_0 ($H = 0$, $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0.1$) для прямого тока

неарное состояние скачком переходит в неколлинеарное. Дальнейшее увеличение плотности тока, как видно из рис.2, практически не приводит к изменению угла θ . Однако по мере уменьшения тока обратный переход в исходное коллинеарное состояние происходит также скачком при плотности тока, существенно (при выбранных значениях параметров примерно в 4 раза) меньшей порогового значения. Таким образом, имеет место гистерезис и бистабильная зависимость ориентации намагниченности слоя 2 от плотности тока.

Сказанное удобно проиллюстрировать с помощью зависимости магнитной энергии от угла θ (рис.3). Устойчивость параллельного коллинеарного состояния (при угле $\theta = 0$) нарушается с ростом прямого тока, в то время как устойчивость антипараллельного состояния (при угле $\theta = \pi$) сохраняется. Порог нарушения устойчивости при $\theta = 0$ совпадает со

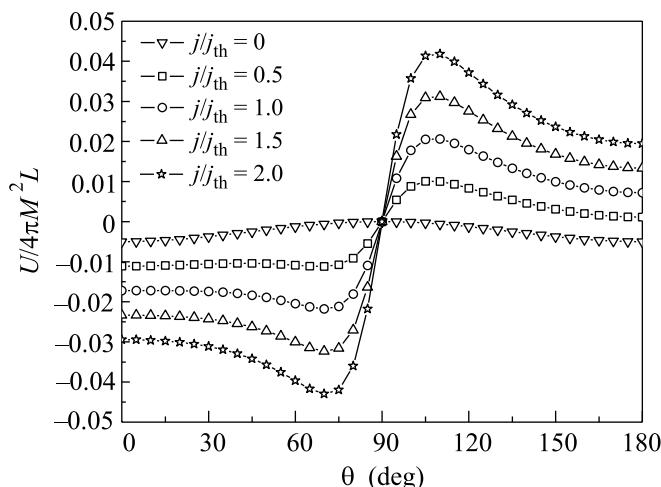


Рис.3. Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации магнитных слоев для прямого тока ($H = 0$, $H_a/4\pi M = 0.01$, $Z_1/Z_3 = 0.1$)

значением j_{th} , определенным из формулы (18). При том же пороговом токе и при угле, приблизительно равном (при выбранных значениях параметров) $\theta \approx 70^\circ$, возникает дополнительный минимум энергии. Таким образом, скачком рождается новое, неколлинеарное, состояние, которое, по существу, совпадает с показанным на рис.2. По мере возрастания тока положение минимума энергии на оси углов меняется незначительно. Минимум существует даже при уменьшении тока до значений $j < j_{th}$ и затем скачком исчезает. После этого система переходит в исходное коллинеарное состояние с $\theta = 0$. Таким образом, исследование энергии подтверждает данные, представленные на рис.2. В определенном интервале значений тока структура может находиться в состоянии с двумя стабильными углами вектора намагниченности, а именно, $\theta = 0$ и $\theta \approx 70^\circ$.

5. Выводы. Подбирая материалы слоев в ферромагнитном переходе, можно обеспечить выполнение условий (2) и достижение высокого уровня инъекции спинов перпендикулярным током, при котором концентрация инжектированных спинов сравнивается или даже превосходит их равновесную концентрацию. При этом из двух возможных механизмов взаимодействия поляризованного тока с намагниченностью решетки (крутильного момента и спин-инъекционного эффективного поля) основную роль играет последний механизм. В результате переключение намагниченности возможно только при параллельной ориентации соседних слоев, причем пороги переключения уменьшаются на порядки и возникают два новых эффекта:

- При обратном направлении тока (от свободного слоя к закрепленному слою) выше порога возникает эффект необратимого переключения: параллельная ориентация переходит в антипараллельную и остается в ней при любом токе.
- При прямом направлении тока (от закрепленного слоя к свободному) выше порога скачком происходит переключение в неколлинеарную ориентацию, составляющую $\approx 70^\circ$ с исходной. Эта ориентация сохраняется с ростом тока. При уменьшении тока неколлинеарная ориентация скачком исчезает при токе, в несколько раз меньшем, чем пороговое значение. Таким образом, в широком интервале токов каждому значению тока соответствуют две стабильных ориентации намагниченности (бистабильное состояние).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 06-02-16197.

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, Р. Дж. Эллиott, Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).
5. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиott, ЖЭТФ **127**, 1138 (2005).
6. E. M. Epshtain, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, <http://www.arXiv.org/cond-mat/0606102>.
7. J. S. Moodera and G. Mathon, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 248 (1999).
8. E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine et al., Science **285**, 867 (1999).
9. T. Y. Chen, Y. Ji, and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett. **84**, 380 (2004).
10. Z. Diao, A. Panchula, Y. Ding et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 132508 (2007).
11. T. Kimitaga, Y. Otani, and J. Hamrle, Phys. Rev. Lett. **96**, 037201 (2006).
12. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Крикунов и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 192 (2007).
13. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Крикунов, Э. М. Эпштейн, ЖТФ **77**, № 9, 67 (2007).
14. A. M. Haghiri-Gosnet, T. Arnal, R. Soulimane et al., Phys. Stat. Solidi (a) **201**, 1392 (2004).