

# Обменное переключение током магнитных переходов с кубической анизотропией свободного слоя

© Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарёв, Э.М. Эпштейн

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Фрязино, Московская обл., Россия

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

(Поступила в Редакцию 25 августа 2010 г.)

Проанализировав устойчивость равновесных конфигураций магнитного перехода, свободный слой которого имеет кубическую анизотропию с двумя осями в плоскости слоя. Рассмотрены варианты переключения между различными конфигурациями. Показана возможность существенного уменьшения пороговой плотности тока, необходимой для переключения. Проведено численное моделирование динамики переключения различных конфигураций.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-07-00290).

## 1. Введение

Переключение магнитных переходов спин-поляризованным током представляет один из основных эффектов спинтроники. Этот эффект может быть использован для высокоплотной записи информации, поскольку характерными масштабами здесь служат длина обменного взаимодействия и длина спиновой диффузии, измеряемые десятками нанометров.

В последнее время возродился интерес к магнитным переходам, слои которых имеют кубическую магнитную анизотропию; примером может служить хорошо изученное железо [1–3]. Тонкие пленки железа (001)-ориентации имеют две эквивалентные оси анизотропии, [100] и [010], лежащие в плоскости пленки. Это обстоятельство позволяет переключать намагниченность слоев магнитным полем и/или спин-поляризованным током между различными легкими осями, что может быть использовано для создания элементов памяти с более чем двумя устойчивыми состояниями.

В настоящей работе рассматривается магнитный переход, у которого свободный слой, заключенный между закрепленным и немагнитным слоями, имеет кубическую анизотропию. Переключение таких систем внешним магнитным полем изучалось в работах [2,4]. Здесь исследуется переключение спин-поляризованным током при различной относительной ориентации намагниченностей закрепленного и свободного слоев. Толщина свободного слоя предполагается малой по сравнению с длиной спиновой диффузии, так что справедливо приближение макроспина [5].

Известны два основных механизма взаимодействия спин-поляризованного тока с магнитной решеткой: передача в решетку электронного спинового крутильного момента при переносе спин-поляризованных электронов через границу двух ферромагнетиков (spin transfer torque — STT) [6,7] и спиновая инжекция, приводящая

к возникновению вблизи границ раздела областей неравновесной спиновой поляризации [8,9] (в литературе иногда используется термин *field-like torque*; такое название обусловлено тем, что в ряде случаев действие этого механизма эквивалентно влиянию некоторого эффективного магнитного поля). Первый из указанных механизмов (STT) связан с возникновением отрицательного затухания, которое при превышении порогового значения плотности тока начинает превалировать над гильбертовым положительным затуханием, что приводит к неустойчивости исходной магнитной конфигурации. Второй („инжекционный“) механизм сводится к повышению энергии *sd*-обменного взаимодействия между неравновесными электронами проводимости и решеткой при инжекции электронов в свободный слой магнитного перехода, вследствие чего исходное состояние становится энергетически невыгодным и происходит ориентационный фазовый переход. Теория переключения магнитных переходов, учитывающая действие обоих механизмов, была построена в работах [10,11]. Относительная роль двух указанных механизмов зависит от параметров слоев и величины внешнего магнитного поля. Ранее [5,12,13] были сформулированы условия сильной инжекции, при которых основную роль играет инжекционный механизм (подробнее см. далее). В настоящей работе основное внимание уделяется этому случаю.

Основные уравнения, описывающие намагниченность тонкого свободного слоя магнитного перехода в присутствии спин-поляризованного тока, приведены в разделе 2. В разделе 3 анализируется устойчивость стационарных конфигураций в зависимости от плотности тока через магнитный переход и возможные переключения между этими конфигурациями. В разделе 4 найдена вольт-амперная характеристика магнитного туннельного перехода при прямом и обратном токе в зависимости от исходной конфигурации. В разделе 5 численно исследуется динамика переключения перехода.

## 2. Основные уравнения

Будем рассматривать магнитный переход, состоящий из закрепленного ферромагнитного слоя 1, свободного ферромагнитного слоя 2 и немагнитного слоя 3, замыкающего электрическую цепь; слои 1 и 2 разделены тонким спейсером, предотвращающим прямое обменное взаимодействие между магнитными решетками слоев. Ток протекает в направлении, перпендикулярном слоям. Слой 2 имеет кубическую симметрию с тремя взаимно перпендикулярными осями симметрии и соответственно осями магнитокристаллической анизотропии, одна из которых, [001], перпендикулярна плоскости слоя, а две другие, [100] и [010], лежат в плоскости слоя. Энергия анизотропии этого слоя (в расчете на единицу площади) имеет вид [14]

$$U_a = \frac{1}{2} MH_a L \{ (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_1)^2 (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_2)^2 + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_2)^2 (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_3)^2 + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_1)^2 (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_3)^2 \}, \quad (1)$$

где  $L$  — толщина слоя,  $\mathbf{M}$  — намагниченность насыщения слоя 2,  $\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$  — единичный вектор в направлении намагниченности,  $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3$  — единичные векторы в направлении соответственно осей [100], [010] и [001],  $H_a$  — величина поля анизотропии.

Толщина  $L$  слоя 2 предполагается малой по сравнению с длиной спиновой диффузии  $l$  и масштабом неоднородностей магнитной решетки в этом слое (таким масштабом, мерой „пространственной инерционности“ решетки, является толщина доменной стенки  $\delta$ ). При этих условиях слой 2 в магнитном отношении ведет себя как единое целое („макроспин“). Это приводит к модификации уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для намагниченности этого слоя, при которой выпадает член с пространственной производной и появляются новые члены, описывающие действие тока. С учетом кубической симметрии указанное уравнение принимает вид (ср. с [5])

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\mathbf{M}}}{dt} - \kappa \left( \hat{\mathbf{M}} \times \frac{d\hat{\mathbf{M}}}{dt} \right) + \gamma (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{H}) + \gamma (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{H}_d) \\ - \gamma H_a \left\{ (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_1) (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_2) \left\{ (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_2) (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{n}_1) + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_1) \right. \right. \\ \times (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{n}_2) \left. \right\} + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_2) (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_3) \left\{ (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_3) (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{n}_2) \right. \\ + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_2) (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{n}_3) \left. \right\} + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_3) (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_1) \\ \times \left. \left\{ (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_1) (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{n}_3) + (\hat{\mathbf{M}} \cdot \mathbf{n}_3) (\hat{\mathbf{M}} \times \mathbf{n}_1) \right\} \right\} \\ = - \frac{a}{L} \left\{ p(\hat{\mathbf{M}}) (\hat{\mathbf{M}} \times \hat{\mathbf{M}}_1) + k(\hat{\mathbf{M}}) (\hat{\mathbf{M}} \times (\hat{\mathbf{M}} \times \hat{\mathbf{M}}_1)) \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь  $\hat{\mathbf{M}}_1$  — единичный вектор в направлении намагниченности слоя 1,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_d$  — размагничивающее поле,  $\kappa$  — гильбертов коэффициент

решеточного затухания,  $\gamma$  — гиромагнитная постоянная,  $a = \gamma H_a \delta^2$  — коэффициент диффузии намагниченности решетки,

$$p(\hat{\mathbf{M}}) = \frac{\mu_B \gamma \alpha \tau Q_1}{ea} j \lambda \frac{Z_1}{Z_2} \left[ \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda - (\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}})^2 + \frac{2b}{\lambda} \left( \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \right) (\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}) \right] \left[ \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}})^2 \right]^{-2}, \quad (3)$$

$$k(\hat{\mathbf{M}}) = \frac{\mu_B Q_1}{eaM} j \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right) \left[ \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda + (\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}})^2 \right]^{-1}, \quad (4)$$

$j$  — величина плотности тока,  $e$  — заряд электрона,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $\alpha$  — константа  $sd$ -обменного взаимодействия,  $\tau$  — время спиновой релаксации,  $\lambda = L/l \ll 1$ ,  $Q$  — спиновая поляризация проводимости,

$$Z_i = \frac{\rho_i l_i}{1 - Q_i^2} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (5)$$

— спиновые распределения слоев [13],  $l$  — длина спиновой диффузии,  $\rho$  — удельное сопротивление; величины без индексов относятся к свободному слою 2. Параметр  $b = (\alpha_1 M_1 \tau_1) / (\alpha M \tau)$  описывает влияние закрепленного слоя 1.

Пропорциональные току параметры  $p$  и  $k$  в правой части уравнения (2) описывают соответственно инжекционный и крутильный механизмы воздействия спинполяризованного тока на магнитную решетку при протекании тока в „прямом“ направлении, соответствующем дрейфу электронов в направлении  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ . Обратному направлению ( $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ ) соответствует замена  $(\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}}) \rightarrow (\hat{\mathbf{M}}_1 \cdot \hat{\mathbf{M}})^{-1}$ ,  $j \rightarrow -j$  в формулах (3), (4) (под  $j$  по-прежнему понимается абсолютная величина плотности тока).

Анализ показывает [12], что уровень спиновой инжекции в свободный слой определяется соотношением между спиновыми сопротивлениями слоев. При соотношении  $Z_2 \ll Z_1, Z_3$  между спиновыми сопротивлениями закрепленного слоя 1, свободного слоя 2 и немагнитного слоя 3 достигается высокий уровень спиновой инжекции вследствие эффективной инжекции из слоя 1 в слой 2 и „запирания“ инжекции в слой 3 из слоя 2 [13]. Это приводит к понижению порога переключения, обусловленного инжекционным механизмом. Другая возможность понижения этого порога состоит в наложении внешнего магнитного поля [5]. В условиях низкого порога инжекционного переключения магнитного перехода влияние STT-механизма становится несущественным. Поэтому далее ограничимся рассмотрением лишь инжекционного механизма.

При указанных допущениях уравнение Ландау–Лифшица, описывающее динамику решетки свободного слоя, в отсутствие затухания имеет интеграл движения даже в присутствии тока через переход [15,16]. Таким интегралом движения является магнитная энергия, состоящая

из зеемановской энергии во внешнем магнитном поле, энергии анизотропии, энергии размагничивания и энергии  $sd$ -обменного взаимодействия электронов проводимости с магнитной решеткой.

Рассмотрим конфигурацию, в которой ось  $x$  направлена вдоль тока, плоскость  $yz$  параллельна плоскости слоев,  $\mathbf{H} = \{0, H \sin \psi, H \cos \psi\}$ ,  $\mathbf{n}_1 = \{0, 0, 1\}$ ,  $\mathbf{n}_2 = \{0, 1, 0\}$ ,  $\mathbf{n}_3 = \{1, 0, 0\}$ ,  $\mathbf{H}_d = -4\pi M \{M_x, 0, 0\}$ ,  $\hat{\mathbf{M}}_1 = \{0, 0, 1\}$ .

В сферических координатах с полярной осью вдоль оси  $[100]$   $\hat{\mathbf{M}} = \{\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta\}$ . Безразмерная (в единицах  $MH_aL$ ) магнитная энергия в случае прямого тока имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{U(\theta, \varphi)}{MH_aL} = & -\frac{H}{H_a} \cos(\theta - \psi) + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \\ & + \frac{1}{2} \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi + \frac{2\pi M}{H_a} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \\ & - \frac{j}{j_0} \frac{\cos \theta + b(Z_2/Z_1\lambda) \cos^2 \theta}{1 + (Z_2/Z_3\lambda) + (Z_2/Z_1\lambda) \cos^2 \theta}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $j_0 = eH_aL/\mu_B\alpha t Q_1$ .

Соответствующая формула для обратного тока получается заменой  $\cos \theta \rightarrow (\cos \theta)^{-1}$ ,  $j \rightarrow -j$  в последнем члене равенства (6), описывающем влияние тока,

$$\begin{aligned} \frac{U(\theta, \varphi)}{MH_aL} = & -\frac{H}{H_a} \cos(\theta - \psi) + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \\ & + \frac{1}{2} \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi + \frac{2\pi M}{H_a} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \\ & + \frac{j}{j_0} \frac{\cos \theta + b(Z_2/Z_1\lambda)}{(Z_2/Z_1\lambda) + [1 + (Z_2/Z_3\lambda)] \cos^2 \theta}. \end{aligned} \quad (7)$$

### 3. Стационарные состояния и варианты переключения

Стационарным состояниям рассматриваемой системы соответствуют экстремумы функции  $U(\theta, \varphi)$ , причем устойчивым состояниям равновесия соответствуют минимумы этой функции. Ввиду положительной определенности членов, содержащих азимутальный угол  $\varphi$ , при отыскании минимума достаточно рассматривать лишь зависимость энергии от полярного угла  $\theta$  при фиксированном значении  $\varphi = 90^\circ$  (это соответствует положению вектора намагниченности в плоскости слоя).

В отсутствие магнитного поля ( $H = 0$ ) и тока ( $j = 0$ ) имеются три минимума:  $\theta = 0, 90$  и  $180^\circ$ , соответствующие параллельной, перпендикулярной и антипараллельной относительной ориентации закрепленного и свободного слоев.

Приведем результаты анализа устойчивости этих стационарных состояний в присутствии тока в условиях сильной инжекции  $Z_2/Z_1, Z_2/Z_3 \ll \lambda \ll 1$  (последнее

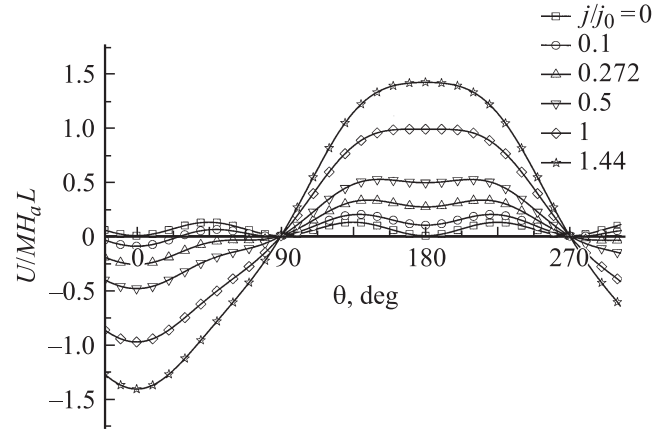


Рис. 1. Зависимость энергии магнитного перехода от угла между векторами намагниченности закрепленного и свободного слоев для различных значений (безразмерной) плотности прямого тока.

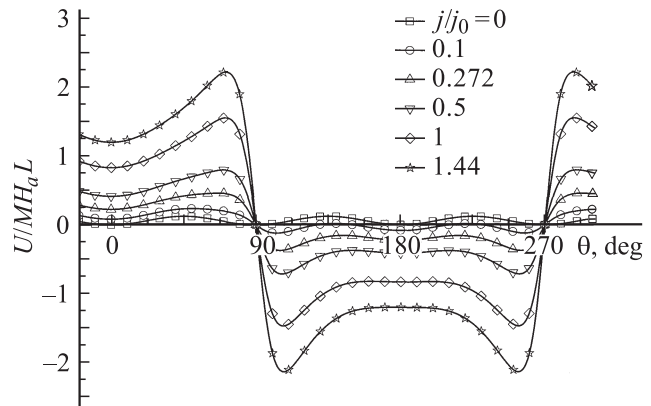


Рис. 2. Зависимость энергии магнитного перехода от угла между векторами намагниченности закрепленного и свободного слоев для различных значений (безразмерной) плотности обратного тока.

условие, как указано выше, позволяет пренебречь вкладом STT-механизма). Эти результаты иллюстрируются графиками зависимости энергии  $U$  от  $\theta$  (рис. 1 и 2) при различных значениях тока (прямого и обратного).

1) Параллельная конфигурация ( $\theta = 0^\circ$ ) в отсутствие внешнего магнитного поля ( $H = 0$ ) устойчива как при прямом, так и при обратном токе.

2) Минимум энергии, соответствующей исходной перпендикулярной конфигурации ( $\theta = 90^\circ$ ), при увеличении прямого тока от нуля смещается в сторону параллельной конфигурации (т.е. угол  $\theta$  уменьшается). Так происходит вплоть до значения плотности тока  $j = j_0\sqrt{6}/9 \approx 0.272j_0$ , при котором отклонение от исходного положения составляет  $\arcsin(1/\sqrt{6}) \approx 24^\circ$  (т.е.  $\theta \approx 66^\circ$ ). При этом значении минимум энергии исчезает (превращается в точку перегиба), и система скачком переходит в параллельную конфигурацию, в которой остается при дальнейших изменениях плотно-

сти тока, так что переключение  $90 \rightarrow 0^\circ$  оказывается необратимым.

При обратном токе минимум, соответствующий исходной перпендикулярной конфигурации ( $\theta = 90^\circ$ ), при увеличении тока от нуля смещается в сторону антипараллельной конфигурации, при этом соответствующий угол  $\theta$  увеличивается до некоторой величины  $\theta_0(j)$ , которая в пределе сильного тока стремится к значению

$$\theta_0(\infty) = \arccos\left(-\sqrt{\frac{Z_2/Z_1\lambda}{1 + (Z_2/Z_3\lambda)}}\right). \quad (8)$$

При возвращении к нулевому току восстанавливается перпендикулярная ориентация, так что переключение обратным током носит „временный“ характер.

3) Антипараллельная конфигурация ( $\theta = 180^\circ$ ) при достаточно сильном прямом токе в магнитном поле, параллельном намагниченности закрепленного слоя ( $\psi = 0$ ), становится неустойчивой и переключается в параллельную; пороговая плотность тока составляет

$$j_{th} = j_0 \frac{[1 + (Z_2/Z_3\lambda) + (Z_2/Z_1\lambda)]^2}{1 + (Z_2/Z_3\lambda) - (Z_2/Z_1\lambda)} \left(1 - \frac{H}{H_a}\right) \approx j_0 \left(1 - \frac{H}{H_a}\right). \quad (9)$$

Из формулы (9) видна упомянутая выше возможность понижения порога переключения с помощью внешнего магнитного поля, близкого к полю анизотропии (но меньше него). Участие магнитного поля не нарушает локальности переключения, поскольку магнитное поле, меньшее поля анизотропии, само по себе (в отсутствие тока) не вызывает переключения.

Возникшая после переключения параллельная конфигурация устойчива относительно изменения тока, так что переключение прямым током оказывается необратимым.

В случае обратного тока антипараллельная конфигурация становится неустойчивой при той же величине плотности тока  $j = j_{th}$ , но в этом случае переключение происходит в неравновесное стационарное состояние  $\theta = \theta_0(j_{th})$  или в симметричное ему состояние  $\theta = 360^\circ - \theta_0(j_{th})$ . При возвращении к нулевому току система не возвращается к антипараллельной конфигурации, а переходит в одну из двух перпендикулярных конфигураций  $\theta = 90$  или  $270^\circ$ .

Таким образом, возможны следующие варианты переключения между стационарными состояниями: 1) переключение антипараллельной конфигурации в параллельную путем включения прямого тока плотностью  $j > j_{th}$  и последующего выключения; 2) переключение антипараллельной конфигурации в перпендикулярную путем включения обратного тока такой же плотности и последующего выключения; 3) переключение перпендикулярной конфигурации в параллельную путем включения и последующего выключения прямого тока существенно меньшей плотности  $j > 0.272j_0$ .

## 4. Сопротивление магнитного туннельного перехода

В экспериментах переключение магнитных переходов спин-поляризованным током в первую очередь проявляется в изменении их сопротивления при изменении тока. Сопротивление туннельного перехода существенно зависит от относительной ориентации слоев, образующих переход, с этим связан известный эффект туннельного магнитосопротивления.

Кондактанс магнитного туннельного перехода, у которого векторы намагниченности слоев образуют угол  $\theta$ , имеет вид [17]

$$G(\theta) = G_P \cos^2 \frac{\theta}{2} + G_{AP} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (10)$$

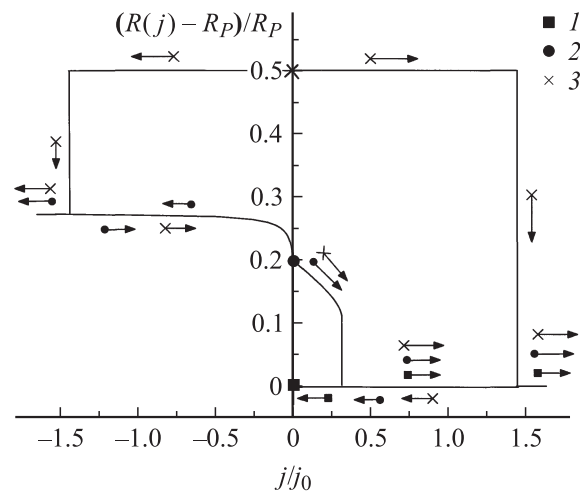
где  $G_P$ ,  $G_{AP}$  — кондактанс перехода соответственно при параллельной ( $\theta = 0^\circ$ ) и антипараллельной ( $\theta = 180^\circ$ ) относительной ориентации намагниченностей слоев.

В качестве меры изменения сопротивления перехода удобно взять отношение

$$\frac{R(\theta) - R_P}{R_P} = \frac{\rho(1 - \cos \theta)}{2 + \rho(1 + \cos \theta)}, \quad (11)$$

где  $R(\theta) = 1/G(\theta)$ ,  $R_P = 1/G_P$ ,  $\rho = [R(180^\circ) - R(0^\circ)]/R(0^\circ)$  — определяемое стандартным образом туннельное магнитосопротивление [18].

Чтобы получить зависимость сопротивления от направления и плотности тока  $R(j)$ , необходимо подставить в формулу (11) зависимость  $\theta(j)$ . С учетом проведенного анализа положения минимума магнитной энергии получаем результаты, показанные на рис. 3.



**Рис. 3.** Зависимость сопротивления магнитного туннельного перехода от безразмерной плотности тока. Точками на оси ординат отмечены стационарные конфигурации в отсутствие тока — параллельная (1), перпендикулярная (2) и антипараллельная (3). Стрелками с соответствующими символами показано изменение сопротивления при изменении тока для различных исходных конфигураций.

Видна возможность переключения между различными стационарными состояниями, обладающими разным электрическим сопротивлением.

## 5. Моделирование динамики переключения магнитного перехода

Наряду с исследованием стационарных состояний и переключения между ними представляет интерес динамика переключения, поскольку она определяет быстродействие устройств на основе магнитных переходов.

Векторное нестационарное уравнение (2), описывающее динамику, в используемых здесь полярных координатах  $(\theta, \varphi)$  принимает вид системы уравнений

$$\frac{d\theta}{dT} = \frac{\sin \theta}{1 + \kappa^2} \{-\kappa A(\theta, \varphi) + B(\theta, \varphi)\}, \quad (12)$$

$$\frac{d\varphi}{dT} = \frac{1}{1 + \kappa^2} \{A(\theta, \varphi) + \kappa B(\theta, \varphi)\}, \quad (13)$$

где

$$A(\theta, \varphi) = h \cos \psi + h_a \cos \theta \cos 2\theta + \cos \theta \cos^2 \varphi + P(\theta), \quad (14)$$

$$B(\theta, \varphi) = \cos \varphi \sin \varphi - K(\theta), \quad (15)$$

$$h = \frac{H}{4\pi M}, \quad h_a = \frac{H_a}{4\pi M}, \quad T = 4\pi\gamma M t.$$

Функции  $P(\theta)$  и  $K(\theta)$ , описывающие влияние тока, имеют вид

$$P(\theta) = \frac{j}{j_0} \lambda h_a \frac{Z_1}{Z_2} \left[ \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda - \cos^2 \theta + \frac{2b}{\lambda} \left( \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \right) \cos \theta \right] \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda + \cos^2 \theta \right)^{-2}, \quad (16)$$

$$K(\theta) = \frac{j}{j_0} \frac{h_a}{\alpha\tau\gamma M} \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right) \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda + \cos^2 \theta \right)^{-1} \quad (17)$$

для прямого тока и

$$P(\theta) = \frac{j}{j_0} h_a \frac{Z_1}{Z_2} \left[ 1 - \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right) \cos^2 \theta - \frac{2b}{\lambda} \left( \lambda + \frac{Z_2}{Z_3} \right) \cos \theta \right] \left[ 1 + \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right) \cos^2 \theta \right]^{-2}, \quad (18)$$

$$K(\theta) = -\frac{j}{j_0} \frac{h_a}{\alpha\tau\gamma M} \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right) \cos^2 \theta \times \left[ 1 + \left( \frac{Z_1}{Z_3} + \frac{Z_1}{Z_2} \lambda \right) \cos^2 \theta \right]^{-1} \quad (19)$$

для обратного тока.

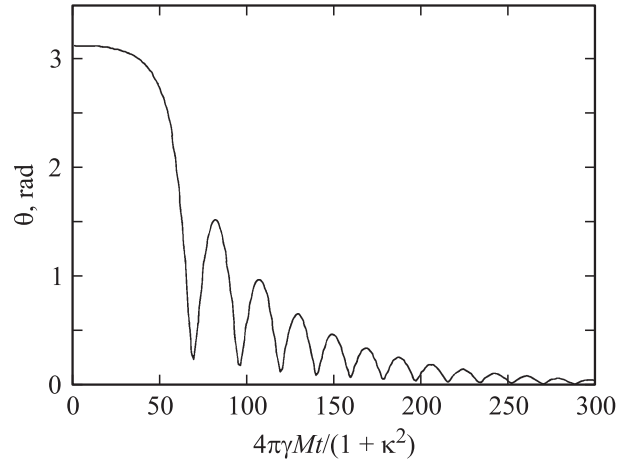


Рис. 4. Динамика переключения антипараллельной конфигурации в параллельную прямым током.

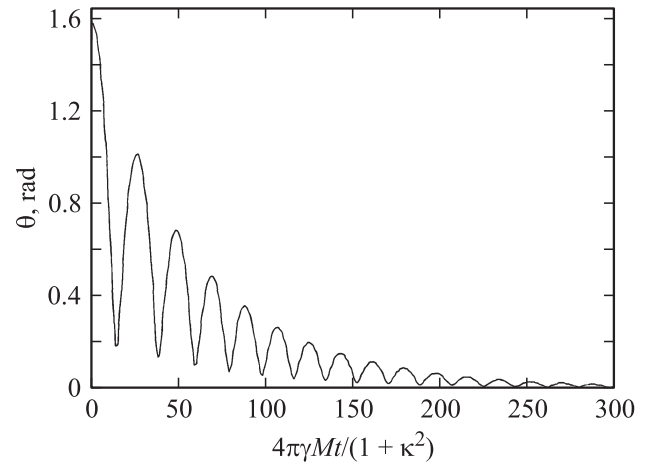
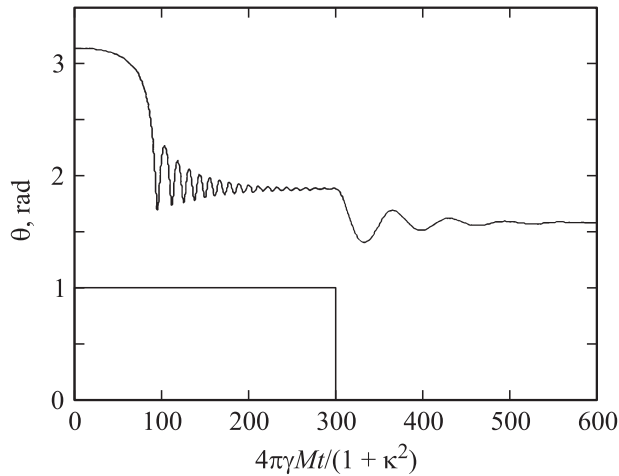


Рис. 5. Динамика переключения перпендикулярной конфигурации в параллельную прямым током.

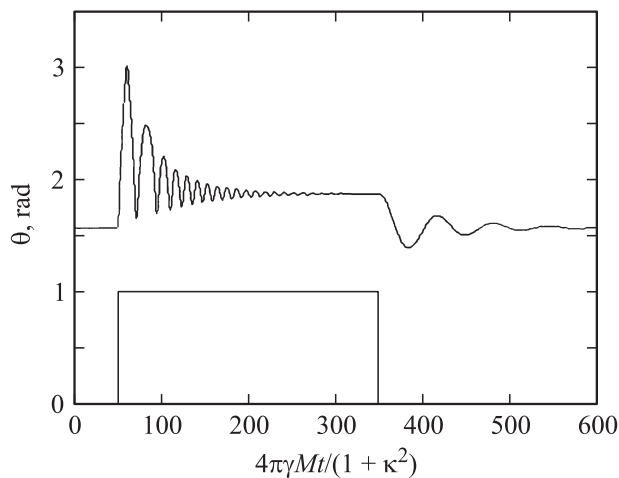
Поскольку реально  $h_a \ll 1$ , прецессия вектора намагниченности свободного слоя происходит в основном в плоскости слоя, т.е. конец вектора описывает эллипс, сильно вытянутый в этой плоскости. В связи с этим при выводе уравнений (12)–(15) были отброшены малые члены, пропорциональные  $h_a \cos^2 \varphi$ .

В работе [16] было аналитически получено решение системы уравнений (12), (13) при  $K = 0$ ,  $h \ll 1$ ,  $h_a \ll 1$  в предельных случаях отсутствия затухания ( $\kappa = 0$ ) и сильного затухания ( $\kappa \gg 1$ ). В общем случае целесообразно прибегнуть к численному моделированию. Для этого была использована программа Simulink в системе MATLAB, предназначенная для имитационного моделирования динамических систем [19].

Были заданы следующие значения параметров:  $\kappa = 0.03$ ,  $h_a = 0.01$ ,  $h = 0$ ,  $\lambda = 0.1$ ,  $Z_2/Z_1 = Z_2/Z_3 = 0.01$ ,  $\alpha\tau\gamma M = 60$  (ср. с [5]). Наличие тепловых шумов, инициирующих отклонение намагниченности сво-



**Рис. 6.** Динамика переключения антипараллельной конфигурации в перпендикулярную обратным током. Ступенька показывает момент выключения тока.



**Рис. 7.** Эволюция перпендикулярной конфигурации при включении и выключении прямоугольного импульса обратного тока.

бодного слоя от начального неустойчивого состояния равновесия, имитировалось заданием малого начального отклонения от такого состояния на угол  $0.01 \text{ rad}$  в плоскости слоя, где флуктуационному отклонению не препятствует размагничивающее поле, так что требуется минимальная энергия флуктуации.

На рис. 4 и 5 приведена временная зависимость угла отклонения вектора намагниченности от оси  $[100]$   $\theta(T)$  для прямого тока плотности  $j = 2j_0$  при соответственно антипараллельной и перпендикулярной исходной конфигурации, на рис. 6 и 7 — аналогичная зависимость для обратного тока. По оси абсцисс откладывается безразмерное время, в качестве единицы выбрана величина  $t_0 = (1 + \kappa^2)/(4\pi\gamma M)$ ; при  $M = 900 \text{ G}$  одной наносекунде соответствует 200 делений шкалы оси абсцисс. Ступенька на рис. 6 и 7 показывает моменты включения и выключения тока.

Результаты численного решения (имитационного моделирования) полностью согласуются с приведенным выше анализом на основе угловой зависимости магнитной энергии. Видно, что в случае прямого тока происходит непосредственное переключение антипараллельной и перпендикулярной конфигураций в параллельную, в случае же обратного тока — переключение в некоторое промежуточное неравновесное стационарное состояние, из которого после выключения тока происходит переход (для исходной перпендикулярной ориентации — возврат) в перпендикулярное состояние. Переключение, как и следовало ожидать, сопровождается затухающими колебаниями, связанными с прецессией вектора намагниченности.

При выбранных значениях параметров характерные времена переключения измеряются наносекундами, период осцилляций — долями наносекунды; увеличению быстродействия соответствует увеличение намагниченности и коэффициента затухания (последнее — до известных пределов, так как при слишком сильном затухании ( $\kappa \gg 1$ ) процесс переключения приобретает аperiodический характер и его скорость падает с ростом затухания [16]).

## 6. Заключение

Проведенный анализ показывает возможность увеличения числа переключаемых состояний при использовании магнитных переходов со слоями, обладающими кубической симметрией. Представляет интерес тот факт, что переключение перпендикулярной конфигурации в параллельную требует плотности тока, в несколько раз меньшей, нежели переключение антипараллельной конфигурации. Следует особо отметить плодотворность сочетания энергетического подхода к определению стационарных состояний с численным моделированием процессов переключения.

Авторы признательны Ю.Г. Кусраеву, Н.А. Максимова и Г.М. Михайлову за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] J. Grabowski, M. Przybylski, M. Nyvlt, J. Kirschner. *J. Appl. Phys.* **104**, 113 905 (2008).
- [2] R. Lehdorff, M. Buchmeier, D.E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel, C.M. Schneider. *Phys. Rev. B* **76**, 214420 (2007).
- [3] S.G. Wang, R.C.C. Ward, G.X. Du, X.F. Han, C. Wang, A. Kohn. *Phys. Rev. B* **78**, 180 411 (2008).
- [4] A.A. Leonov, U.K. Röbber, A.N. Bogdanov. *J. Appl. Phys.* **104**, 084 304 (2008).
- [5] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. *ЖЭТФ* **134**, 1200 (2008).
- [6] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Mater.* **159**, L 1 (1996).
- [7] L. Berger. *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).

- [8] C. Heide, P.E. Zilberman, R.J. Elliott. Phys. Rev. B **63**, 064 424 (2001).
- [9] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт. Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).
- [10] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт. ЖЭТФ **127**, 1138 (2005).
- [11] R.J. Elliott, E.M. Epshtein, Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman. J. Magn. Magn. Mater. **300**, 122 (2006).
- [12] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, Э.М. Эпштейн. ЖТФ **77**, 9, 67 (2007).
- [13] E.M. Epshtein, Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman. J. Magn. Magn. Mater. **312**, 200 (2007).
- [14] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1976). 368 с.
- [15] R.J. Elliott, E.M. Epshtein, Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman. J. Magn. Magn. Mater. **271**, 88 (2004).
- [16] Э.М. Эпштейн. РЭ **54**, 339 (2009).
- [17] Y. Utsumi, Y. Shimizu, H. Miyazaki. J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 3444 (1999).
- [18] M. Gulliere. Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
- [19] S.T. Karris. Introduction to simulink with engineering applications. Orchard Publications (2006). 572 p.