

УДК 537.612:53.072

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В НАНОСТРУКТУРАХ ПОТОКОМ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАНАРНОЙ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

А.В. КУХАРЕВ, А.Л. ДАНИЛЮК

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь*

Поступила в редакцию 17 февраля 2015

Представлены результаты численного моделирования колебаний направления намагниченности, возникающих за счет эффекта переноса спина в слоистой наноструктуре CoFeB/Cu/CoFeB с планарной намагниченностью закрепленного слоя при протекании электрического тока перпендикулярно плоскости структуры. Показано, что в такой структуре возможна генерация колебаний намагниченности электрическим током как при наличии, так и в отсутствие внешнего магнитного поля в зависимости от ориентации оси легкого намагничивания свободного слоя. Установлены закономерности влияния плотности тока и параметра магнитной диссипации на частоту колебаний намагниченности, а также размагничивающего фактора на пороговую плотность тока генерации колебаний.

Ключевые слова: колебания намагниченности, ферромагнитные наноструктуры, эффект переноса спина, спин-поляризованный ток.

Введение

Протекание электрического тока через слоистую наноразмерную структуру ферромагнетик/немагнитный металл (диамагнетик)/ферромагнетик перпендикулярно плоскости структуры может приводить как к переключению направления намагниченности ферромагнитного слоя из одного стационарного состояния в другое, так и к генерации устойчивых колебаний намагниченности (автоколебательный режим) за счет квантово-механического эффекта переноса спина Слончевского–Берже [1, 2]. Первый ферромагнитный слой (спиновый поляризатор) имеет закрепленную намагниченность и служит для поляризации потока электронов. Попадая во второй ферромагнитный слой, который имеет свободное направление намагниченности, спин-поляризованный поток электронов рассеивается на атомах кристаллической решетки, передавая ей поперечную компоненту момента импульса, в результате чего на атомы ферромагнетика действует вращающий момент, приводящий к изменению направления намагниченности. Поскольку частота генерируемых колебаний зависит от плотности тока, эффект переноса спина позволяет разрабатывать наноразмерные генераторы микроволнового излучения с управляемой током частотой [3].

Однако остается ряд проблем, сдерживающих практическое применение таких наногенераторов, среди которых можно отметить высокую плотность тока, необходимую для переключения или генерации колебаний намагниченности. Малоизученными являются различные конфигурации структур, в которых могут генерироваться колебания намагниченности, а также влияние параметров структуры и внешних факторов на колебания намагниченности. Экспериментально устойчивые колебания намагниченности наблюдались только при наличии внешнего магнитного поля. Так, в структуре Co (40 нм)/Cu (10 нм)/Co (3 нм) с сечением 130 нм×70 нм, использованной в работе [4], колебания намагниченности возникали при пропускании тока 1,7–7,6 мА и при наличии внешнего постоянного магнитного поля напряженностью 1–2 кЭ. В отсутствие же магнитного поля происходило переключение направления намагниченности из одного равновесного

состояния в другое. В [4] намагниченность закрепленного слоя и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя были направлены параллельно друг другу и лежали в плоскости структуры. В такой структуре имеет место планарная поляризация потока электронов.

Последующие теоретические исследования посредством численного моделирования показали возможность генерации колебаний намагниченности в отсутствие внешних полей в следующих случаях: 1) когда размеры свободного слоя таковы, что его магнитное состояние является вихревым [5]; 2) когда направление намагниченности закрепленного слоя перпендикулярно плоскости структуры (структура с «перпендикулярным поляризатором») [6]. Однако экспериментального подтверждения этих результатов в настоящее время не известно. В связи с этим остается актуальным исследование структур как с перпендикулярным поляризатором, так и с планарным поляризатором.

В [7] посредством моделирования в приближении макроспина было показано, что в структуре Co/Cu/Co с планарным поляризатором возможна генерация устойчивых колебаний намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля, если направление ОЛН свободного слоя лежит в плоскости структуры слоя и перпендикулярно намагниченности закрепленного слоя. Однако пороговая плотность тока генерации колебаний намагниченности в рассматриваемой структуре Co/Cu/Co оказывается слишком высокой ($\sim 10^8$ А/см²), что для практического использования неприемлемо. Большие пороговые плотности тока объясняются наличием у кобальта достаточно сильной магнитной кристаллографической анизотропии (МКА). Снижение пороговых токов до приемлемой плотности может быть достигнуто за счет использования магнитомягких материалов, т.е. ферромагнетиков с малым полем МКА.

В настоящей работе в качестве материала свободного слоя используется аморфный одноосный ферромагнетик CoFeB, что, как показывают результаты моделирования, позволяет возбуждать устойчивые колебания намагниченности током с плотностью порядка 10^5 А/см². Проводится моделирование для двух направлений ОЛН свободного слоя в плоскости структуры слоя: параллельно и перпендикулярно намагниченности закрепленного слоя. Исследуется влияние параметров структуры на частоту колебаний в этих случаях, и проводится сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными работы [8].

Модель

Основную часть исследуемой наноструктуры Ф1/ДМ/Ф2 составляют два ферромагнитных слоя Ф1 и Ф2, разделенные тонким (~ 2 нм) слоем диамагнитного металла (ДМ), сохраняющим спиновую поляризацию электронов и служащим для уменьшения обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями. Ферромагнитный слой Ф1 имеет нормированную намагниченность \mathbf{s} , которая закреплена с помощью антиферромагнитного слоя АФ. Слой Ф2 имеет свободное направление намагниченности, а размеры слоя таковы, что его магнитное состояние является однодоменным. Через \mathbf{M} обозначим намагниченность слоя Ф2, а через d – его толщину. Систему координат выберем так, чтобы ось z была перпендикулярна плоскости структуры, а намагниченность закрепленного слоя была направлена вдоль оси x .

Моделирование изменения направления намагниченности свободного слоя Ф2 под действием поляризованного по спину тока будем проводить в приближении макроспина (когерентного вращения магнитных моментов) с использованием уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта-Слонческого-Берже [1, 9]:

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}] - \alpha[\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{h}]] + (1 + \alpha^2) Jg(\mathbf{m} \cdot \mathbf{s})[\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{s}]], \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, $M = |\mathbf{M}|$; $\tau = \gamma Mt$ – безразмерная величина, пропорциональная времени t ; γ – гиромагнитное отношение; α – параметр магнитной диссипации Гильберта; $g(\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}) = [(3 + \mathbf{m} \cdot \mathbf{s})\beta - 4]^{-1}$ – коэффициент передачи спина Слонческого-Берже [1], $\beta = (1 + P)^3 / (4P^{3/2})$, P – степень спиновой поляризации ферромагнетика закрепленного слоя; $J = j\hbar / (\mu_0 edM^2)$ – безразмерная величина, пропорциональная плотности тока j (\hbar – постоянная Планка, μ_0 – магнитная постоянная, e – элементарный заряд);

$\mathbf{h} = \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_d + \mathbf{h}_{\text{ext}}$ – эффективное магнитное поле, включающее в нашем случае поле МКА \mathbf{h}_a , размагничивающее поле \mathbf{h}_d и внешнее магнитное поле $\mathbf{h}_{\text{ext}} = \mathbf{H}_{\text{ext}}/M$. Размагничивающее поле \mathbf{h}_d определяется формой ферромагнитного слоя: $\mathbf{h}_d = -N_x m_x \mathbf{i} - N_y m_y \mathbf{j} - N_z m_z \mathbf{k}$, где N_x, N_y, N_z – размагничивающие факторы. Поскольку для одноосного кристалла энергия МКА определяется выражением $U_a = -K_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2$ [10, с. 201], где K_a – константа МКА и \mathbf{n} – направление ОЛН, то для поля МКА имеем $\mathbf{h}_a = k_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{n}$, где $k_a = 2K_a / (\mu_0 M^2)$.

Запишем уравнение (1) в сферической системе координат. Подставляя $m_x = \sin \Theta \cos \varphi$, $m_y = \sin \Theta \sin \varphi$, $m_z = \cos \Theta$ в (1), получим систему двух уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\Theta}{d\tau} = \frac{h_\varphi + \alpha h_\Theta}{1 + \alpha^2} - g(\Theta, \varphi) J s_\Theta, \\ \sin \Theta \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{\alpha h_\varphi - h_\Theta}{1 + \alpha^2} - g(\Theta, \varphi) J s_\varphi, \end{cases} \quad (2)$$

где $s_\Theta = s_x \cos \Theta \cos \varphi + s_y \cos \Theta \sin \varphi - s_z \sin \Theta$,
 $s_\varphi = -s_x \sin \varphi + s_y \cos \varphi$,

(выражения для h_Θ и h_φ записываются аналогично выражениям для s_Θ и s_φ).

Нелинейный характер уравнений системы (2) затрудняет их аналитическое изучение. Поэтому данное уравнение решалось численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка.

При моделировании использованы такие же параметры структуры, как в экспериментальной работе [8], а именно – в качестве ферромагнитного материала слоев Ф1 и Ф2 взят $(\text{Co}_{35}\text{Fe}_{65})_{85}\text{B}_{15}$ с $M = 1,08 \times 10^6$ А/м, $P = 0,5$ и $k_a = 0,0088$. Материал промежуточного слоя ДМ – медь. Свободный ферромагнитный слой Ф2 имеет толщину $d = 2$ нм и поперечные размеры 200×300 нм². При таких размерах образца значения размагничивающих факторов $N_z \approx 0,998$ и $N_x \approx N_y \approx 0,001$, а отношение j/J равно $4,42 \times 10^8$ А/см². Параметр диссипации α зависит от материала и от размеров образца (как правило, его значение увеличивается с уменьшением толщины слоя): для CoFeB значение α лежит в пределах от 0,002 до 0,03 [11].

Согласно классической формуле Киттеля, частота колебаний намагниченности (в отсутствии тока) определяется выражением $\omega_0 = \mu_0 \gamma M^2 \sqrt{h_0 (h_0 + N_z)}$, где $h_0 = h_{\text{ext}} + h_a$. Для учета поверхностной анизотропии и межслойной обменной связи вместо N_z подставим эффективный размагничивающий фактор $N_z' = k_{\text{ind}} N_z$, где коэффициент $k_{\text{ind}} \leq 1$ определяется эмпирически. Из данных работы [8] следует, что $k_{\text{ind}} \approx 0,227$, и поэтому $N_z' \approx 0,226$.

Результаты и их обсуждение

Рассмотрим два случая направления ОЛН свободного слоя в плоскости структуры: параллельно и перпендикулярно намагниченности закрепленного слоя. Первый случай соответствует условиям эксперимента [8].

1. *ОЛН свободного слоя параллельна намагниченности закрепленного слоя.* В случае, когда ОЛН свободного слоя параллельна намагниченности закрепленного слоя и лежит в плоскости слоя (т.е. вектор \mathbf{n} параллелен оси x), автоколебательный режим возможен только при наличии внешних магнитных полей. На рис. 1 показана зависимость пика частоты (т.е. максимального значения на спектре) колебаний от параметра магнитной диссипации и плотности тока при наличии внешнего постоянного магнитного поля напряженностью 700 Э, направленного вдоль ОЛН свободного слоя. Как видно, эти зависимости имеют немонотонный характер. Это связано с тем, что колебания намагниченности в этих случаях не являются периодическими и на спектре колебаний присутствует несколько близких частотных пиков (см. ниже).

Наибольшее значение частоты 5,3 ГГц (в поле 700 Э) достигается при малых значениях α (порядка 10^{-3} и менее). С ростом параметра магнитной диссипации, как правило, наблюдается уменьшение частоты колебаний (рис. 1, б). Отступление от этого правила имеет место в том случае, когда значение параметра диссипации приближается к пороговому значению, выше

которого заданной плотности тока недостаточно для генерации колебаний намагниченности. Например, при пропускании тока плотностью, соответствующей значению $J = 0,01$, колебания намагниченности являются затухающими при $\alpha > 0,015$ и незатухающими при $\alpha \leq 0,015$.

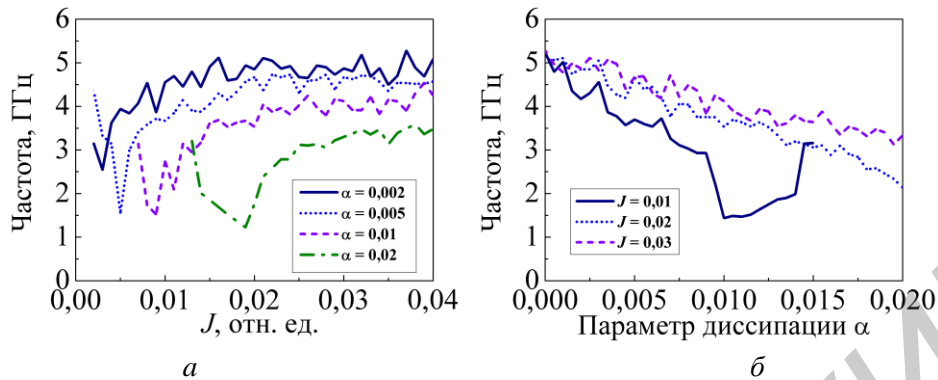


Рис. 1. Колебания намагниченности во внешнем поле 700 Э при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{s}$: *a* – зависимость частоты колебаний от величины тока; *б* – зависимость частоты колебаний от параметра магнитной диссипации

На рис. 2, *a* показаны зависимости частоты колебаний от напряженности внешнего магнитного поля при фиксированном значении $J = 0,027$, что соответствует плотности пропускаемого тока $j = 1,2 \times 10^7$ А/см², использованной в [8]. Из результатов моделирования видно, что частота колебаний намагниченности увеличивается с ростом напряженности внешнего поля. Наилучшее совпадение с экспериментальными результатами [8] достигается при значении параметра диссипации $\alpha = 0,002$.

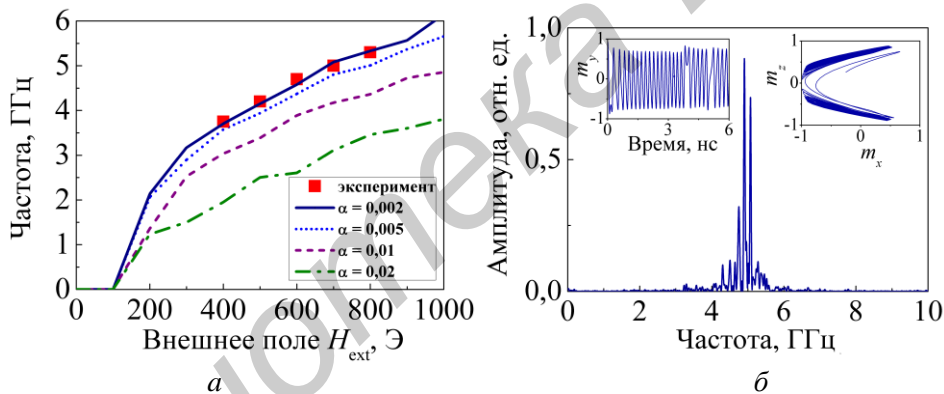


Рис. 2. Колебания намагниченности при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{s}$, $J = 0,027$:

a – зависимости частоты колебаний от напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} для разных α (■ – экспериментальные данные [8]); *б* – спектр колебаний намагниченности при $\alpha = 0,002$ и $H_{\text{ext}} = 700$ Э; на левой вставке – временная зависимости компоненты m_y , на правой – траектория в плоскости (m_x, m_z) .

На рис. 2, *б* показан пример колебаний при $\alpha = 0,002$ и внешнем поле 700 Э. Вектор намагниченности совершает прецессию вокруг оси z , но колебательный режим не является периодическим: траектория движения вектора намагниченности представляет собой странный аттрактор (особенности такой динамики описаны, например, в [12]).

Таким образом, в наноструктуре, в которой ОЛН свободного ферромагнитного слоя и намагниченность закрепленного ферромагнитного слоя параллельны друг другу и лежат в плоскости структуры, устойчивые колебания намагниченности возникают только при наличии внешнего магнитного поля напряженностью не менее 200 Э, а в нулевом магнитном поле происходит переключение направления намагниченности, что согласуется с экспериментальными данными.

2. ОЛН свободного слоя перпендикулярна намагниченности закрепленного слоя. Пусть теперь ОЛН свободного слоя лежит в его плоскости и перпендикулярна намагниченности закрепленного слоя ($\mathbf{n} \perp \mathbf{s}$), т.е. вектор \mathbf{n} параллелен оси y . В этом случае автоколебательный режим возможен в отсутствие внешних магнитных полей, поэтому далее везде полагаем $\mathbf{H}_{\text{ext}} = 0$. На рис. 3, *a* показана зависимость пика частоты колебаний намагниченности от

величины J . Из полученных зависимостей следует, что частота колебаний уменьшается с увеличением тока при всех рассматриваемых значениях параметра магнитной диссипации. С увеличением J выше 0,034 происходит переключение направления намагниченности, причем это пороговое значение J практически не зависит от параметра магнитной диссипации α . Однако минимальная плотность тока, необходимая для генерации колебаний, существенно зависит от значения α . Так, при $\alpha = 0,002$ устойчивые колебания намагниченности возникают уже при $J \approx 0,001$, а при $\alpha = 0,02$ – требуется $J > 0,017$.

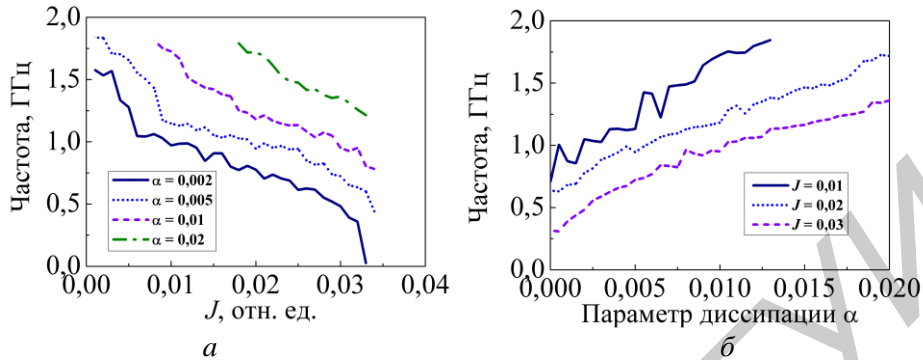


Рис. 3. Колебания намагниченности в отсутствие внешних полей при $\mathbf{n} \perp \mathbf{s}$: a – зависимость частоты колебаний от величины J ; b – зависимость частоты колебаний от параметра магнитной диссипации α

Имеет место увеличение частоты колебаний намагниченности с ростом параметра магнитной диссипации α в рассматриваемых диапазонах пропускаемых токов, соответствующих величине J от 0,01 до 0,03 (рис. 3, b). Характер этой зависимости противоположен тому, что имел место в случае $\mathbf{n} \parallel \mathbf{s}$. При $J = 0,01$ и $\alpha > 0,013$ колебания намагниченности становятся затухающими (на графиках представлены только участки, соответствующие незатухающим колебаниям). На рис. 4, a показана зависимость минимальной плотности тока J_{\min} , необходимой для генерации устойчивых колебаний намагниченности, от эффективного размагничивающего фактора N_z' при двух значениях параметра магнитной диссипации α : 0,002 и 0,02. В случае $\alpha = 0,02$ зависимость J_{\min} от N_z' близка к линейной. При $N_z' = 0,1$ пороговое значение тока составляет $J_{\min} = 0,012$ (это соответствует плотности тока $5,3 \times 10^6$ А/см² при толщине свободного слоя 2 нм). В случае $\alpha = 0,002$ эта зависимость имеет иной характер: при изменении N_z' от 0,1 до 0,5 величина J_{\min} уменьшается, а при дальнейшем увеличении N_z' от 0,5 до 1,0 величина J_{\min} увеличивается. Таким образом, при $N_z' \approx 0,5$ значение порогового тока генерации колебаний достигает наименьшего значения, а именно $J \approx 2 \times 10^{-4}$ (соответствует плотности тока $8,8 \times 10^4$ А/см²). На рис. 4, b показан пример колебаний для $\alpha = 0,002$ в отсутствие внешних полей, когда ОЛН свободного слоя перпендикулярна намагниченности закрепленного слоя. При пропускании тока с $J = 0,027$ устанавливается автоколебательный периодический режим с устойчивым предельным циклом, при котором вектор намагниченности совершает прецессию вокруг оси y . Частота колебаний составляет 0,62 ГГц.

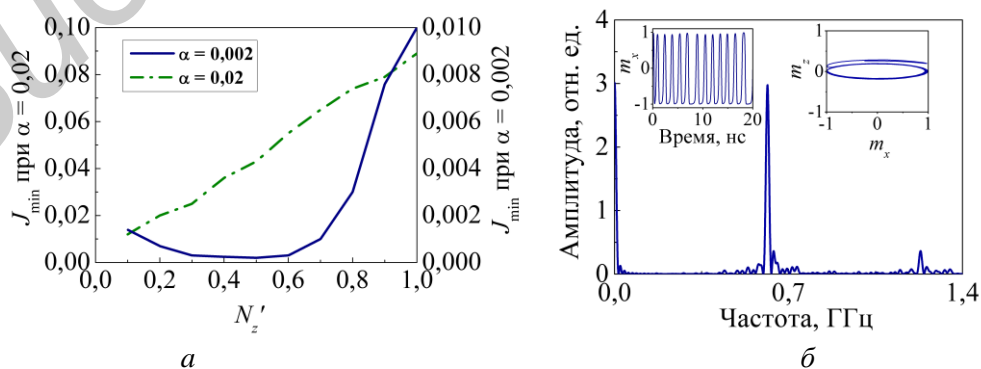


Рис. 4. Влияние размагничивающего поля на пороговую плотность тока генерации колебаний в структуре с $\mathbf{n} \perp \mathbf{s}$: a – зависимость J_{\min} от эффективного размагничивающего фактора N_z' ; b – спектр колебаний намагниченности при $J = 0,027$, $\alpha = 0,002$, $N_z' = 0,277$ и $H_{\text{ext}} = 0$; на левой вставке – временная зависимости компоненты m_x , на правой вставке – траектория в плоскости (m_x, m_z)

Заключение

В слоистой наноструктуре CoFeB/Cu/CoFeB с планарной намагниченностью закрепленного ферромагнитного слоя возможна генерация устойчивых колебаний намагниченности постоянным электрическим током как при наличии, так и в отсутствие внешних магнитных полей в зависимости от ориентации ОЛН свободного ферромагнитного слоя.

При ориентации ОЛН свободного слоя параллельно намагниченности закрепленного слоя колебания намагниченности возникают при внешнем поле не менее 200 Э, направленном вдоль ОЛН свободного слоя. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными достигается при значении параметра магнитной диссипации $\alpha = 0,002$.

В отсутствие внешних магнитных полей генерация устойчивых колебаний возможна, когда ОЛН свободного слоя перпендикулярна намагниченности закрепленного слоя. В таких структурах ширина спектральной полосы оказывается более узкой, чем в структурах, где ОЛН свободного слоя параллельна намагниченности закрепленного слоя. Зависимость пороговой плотности тока генерации колебаний намагниченности от продольного размагничивающего фактора может иметь как монотонный, так и немонотонный характер в зависимости от значения параметра магнитной диссипации. Это позволяет путем подходящего выбора аспектного отношения свободного ферромагнитного слоя уменьшить пороговую плотность тока, необходимую для генерации колебаний намагниченности.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке наноразмерных генераторов микроволнового излучения на основе эффекта переноса спина. Для дальнейших исследований интерес может представлять изучение вопроса о генерации колебаний намагниченности при нулевом внешнем поле в структурах, в которых угол между ОЛН свободного слоя и направлением намагниченности закрепленного слоя имеет промежуточное значение от 0 до 90 градусов, а также рассмотрение этого вопроса для многоосных магнитных материалов, например для кристаллов с кубической решеткой.

EXCITATION OF MAGNETIZATION OSCILLATIONS IN NANOSTRUCTURES BY A FLOW OF ELECTRONS WITH A PLANAR SPIN POLARIZATION

A.V. KUKHAREV, A.L. DANILUYK

Abstract

The results of numerical simulation of the magnetization oscillations induced due to the spin transfer effect in a CoFeB/Cu/CoFeB layered nanostructure with a planar magnetization of the pinned layer, when an electric current flows perpendicular to the plane of the structure, are presented. It is shown that the excitation of magnetization oscillations in the structure by an electric current is possible both in the presence and absence of an external magnetic field depending on the easy-axis orientation of the free layer. The dependence of the frequency of magnetization oscillations on the current density and the magnetic damping parameter, as well as the dependence of the threshold current density on the demagnetizing factor has been determined.

Список литературы

1. *Slonczewski J.C.* // J. Magn. Magn. Mater. 1995. Vol. 159. L1–L7.
2. *Berge L.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. № 13. P. 9353–9358.
3. *Zeng Z.* // Nanoscale. 2013. Vol. 5. P. 2219–2231.
4. *Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N. et al.* // Nature. 2003. Vol. 425. P. 380–383.
5. *Puliafito V., Azzerboni B., Consolo G. et al.* // IEEE Trans. Magn. 2008. Vol. 44. P. 2512–2515.
6. *Ebels U., Houssameddine D., Firastrau I. et al.* // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. P. 024436.
7. *Кухарев А.В., Данилюк А.Л., Борисенко В.Е.* // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 1. С. 9–19.
8. *Sato R., Saito Y., Mizushima K.* // JMMM. 2009. Vol. 321. P. 990–995.
9. *Gilbert T.L.* // IEEE Transactions on Magnetism. 2004. Vol. 40. P. 3443–3449.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
11. *Oogane M., Wakitani T., Yakata S. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2006. Vol. 45. P. 3889–3891.
12. *Арнольд В.И.* Теория катастроф. М., 1990.