

УДК 537.624

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ И ДИНАМИКИ ТОРОИДНОГО МОМЕНТА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОКОЛЬЦАХ

К. В. Гоньков, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский

В работе исследован процесс переключения между правым и левым вихревыми состояниями намагниченности в кольцевых ферромагнитных наноструктурах. Исследование проводилось методом численного решения модифицированного уравнения Ландау–Лифшица с учетом эффекта переноса спина и полномасштабным учетом поля магнитостатики, обменной энергии и энергии анизотропии. Проведено исследование динамики перемагничивания ферромагнитного нанокольца под действием двух механизмов воздействия на намагниченность со стороны электрического тока, текущего перпендикулярно плоскости объекта и пронизывающего структуру: посредством поля Эрстеда и посредством эффекта переноса спина. Выяснено, что наличие спиновой поляризации тока в направлении как перпендикулярном, так и параллельном плоскости нанокольца, на один порядок уменьшает величину критического тока, при котором происходит переключение объекта. Показано, что тороидный момент \vec{T} является удобной характеристики для описания процессов перемагничивания в кольцевых магнитных наноструктурах.

Среди большого числа магнитных наноструктур самых разных размеров и геометрий большое внимание уделяется магнитным нанокольцам [1–4]. Интерес к таким

структурам обусловлен как их чрезвычайно интересными фундаментальными свойствами, так и возможностью создания на их основе устройств спиновой электроники. Изучались такие фундаментальные вопросы, как различные способы перемагничивания нанокольца [3], взаимодействие вихревой структуры нанообъектов со спиновыми волнами [5, 6], перемагничивание массива нанокольцев под действием однородного внешнего поля [2, 4]. С точки зрения практических приложений предполагается, что кольцевые магнитные наноструктуры могут быть использованы для создания сверхплотных матриц MRAM [7]. При этом следует особо отметить, что в стабильных состояниях магнитный поток практически полностью замкнут внутри кольцевого элемента. Это важнейшее свойство вихревых структур позволяет минимизировать возмущения в матрицах MRAM, вызванные полями рассеяния.

Известны два механизма воздействия тока на структуру намагниченности: с помощью магнитного поля (поля Эрстеда), создаваемого протекающим током, и с помощью недавно открытого [8, 9] нового механизма перемагничивания магнитных наноструктур – с помощью переноса спина. Последний механизм основан на том, что протекающий через магнитную систему спин-поляризованный ток является потоком момента импульса, т.е. переносит не только заряд, но и спин (spin transfer). При перемагничивании наноструктур с характерными размерами порядка 100 нм и меньше этот механизм становится преобладающим. Процесс перемагничивания в сплошных дисках с помощью механизма переноса спина был исследован, например, в работе [10]. В нашей работе исследуется совместное действие этих двух механизмов на процесс переключения нанокольцев электрическим током, протекающим по ободу нанокольца в направлении Z (рис. 1), при различных направлениях поляризации носителей тока. При этом стабильными конфигурациями намагниченности являлись вихревые состояния, закрученные по и против часовой стрелки (рис. 5(а), 5(в)).

Модель и основные уравнения. Для моделирования процесса переключения нами использовалась микромагнитная модель, основанная на модифицированном уравнении Ландау–Лифшица, включающем дополнительный вращающий момент $L_{s.t.} = \gamma L$ (γ – гиромагнитное отношение), описывающий действие спин-поляризованного тока [11]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{L}_{s.t.} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (1)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности; t – время; α – параметр затухания Гильберта; эффективное поле \mathbf{H}_{eff} [12] – сумма внешнего магнитного поля и полей магнитостатического, обменного взаимодействий и анизотропии. Для расчета использовалась прямо-

угольная вычислительная сетка с размером ячейки 5×5 нм. При моделировании задавались магнитные параметры материала, близкие к пермаллою: константа анизотропии $K_1 = 1000 \text{ erg/cm}^3$, константа обменного взаимодействия $A = 1.6 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ намагниченность насыщения $M_s = 800 \text{ erg/cm}^3$, коэффициент затухания $\alpha = 0.01$.

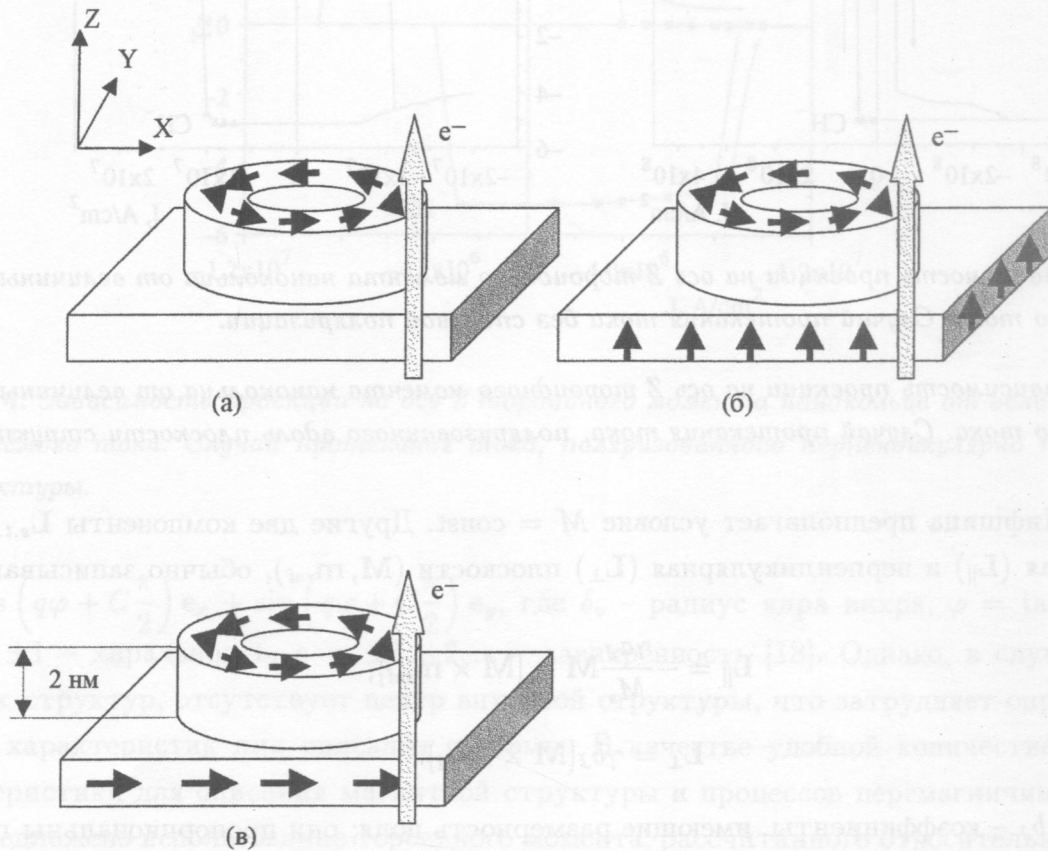


Рис. 1. Объект моделирования – нанокольцо. 3 способа перемагничивания: (а) током без спиновой поляризации; (б) током с поляризацией, направленной перпендикулярно плоскости объекта (Z); (в) током с поляризацией, направленной вдоль плоскости объекта (X).

Вращающий момент $\mathbf{L}_{s,t}$ может быть вычислен квантово-механически [13], но для наших целей достаточно ограничиться феноменологическим подходом, подобным тому, который использовали в 1935 г. Ландау и Лифшиц при формулировании своего уравнения [14]. Разложим вектор $\mathbf{L}_{s,t}$ по трем взаимно перпендикулярным осям, направленным вдоль векторов \mathbf{M} , $[\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}]$, $\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}]$, где \mathbf{m}_{ref} – единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя. Проекция $\mathbf{L}_{s,t}$ на \mathbf{M} равна нулю, т.к. уравнение

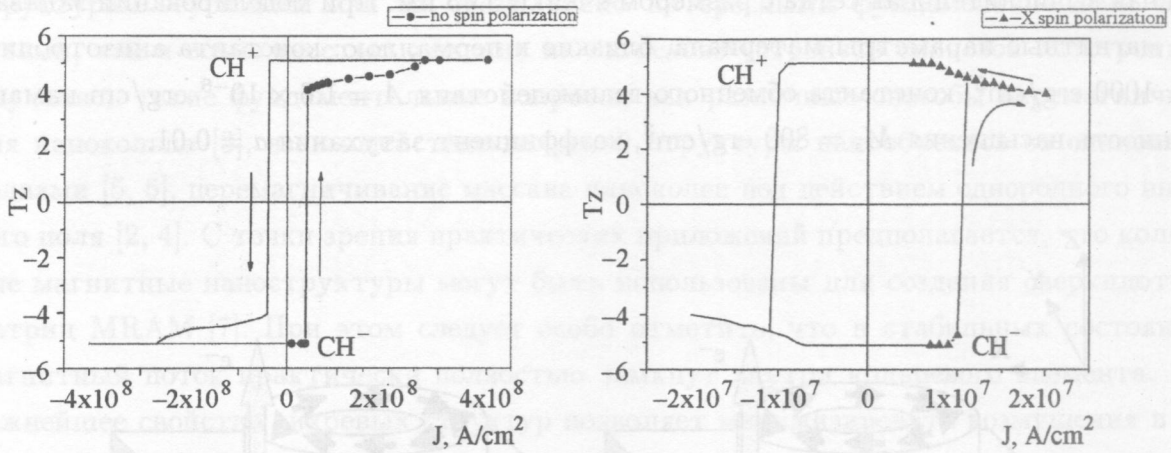


Рис. 2. Зависимость проекции на ось Z торoidalного момента нанокольца от величины пропускаемого тока. Случай протекания тока без спиновой поляризации.

Рис. 3. Зависимость проекции на ось Z торoidalного момента нанокольца от величины пропускаемого тока. Случай протекания тока, поляризованного вдоль плоскости структуры.

Ландау–Лифшица предполагает условие $M = \text{const}$. Другие две компоненты $L_{s,t}$, параллельная ($L_{||}$) и перпендикулярная (L_{\perp}) плоскости (M, m_{ref}) , обычно записываются как:

$$L_{||} = -\frac{\gamma a_J}{M_s} M \times [M \times m_{\text{ref}}], \quad (2)$$

$$L_{\perp} = \gamma b_J [M \times m_{\text{ref}}]. \quad (3)$$

Здесь a_J, b_J – коэффициенты, имеющие размерность поля; они пропорциональны плотности тока J и зависят от параметров материалов и интерфейса. В общем случае они зависят также от взаимного направления M и m_{ref} , чем, впрочем, в первом приближении можно пренебречь [15–17]. В большинстве реальных систем $|b_J| \ll |a_J|$. Типичные значения параметров следующие: $a_J = 10\text{--}100$ Э при $J = 10^7$ А/см²; $|b_J/a_J|$ порядка 0.1 и при этом a_J и b_J имеют противоположные знаки [15, 16]. Мы использовали значение $a_J = 100$ Э при $J = 10^7$ А/см².

Для описания вихревых структур намагниченности обычно используется три основных характеристики – хиральность, поляризация центра вихря (вверх или вниз, перпендикулярно плоскости) и завихренность. В общем случае спиновая конфигурация вихревых ферромагнитных структур описывается векторным полем $n_v(x) = M/M, n_v(x \rightarrow 0) = p e_z$, где $p = \pm 1$ – поляризация центра вихря, $n_v(|x| \gg$

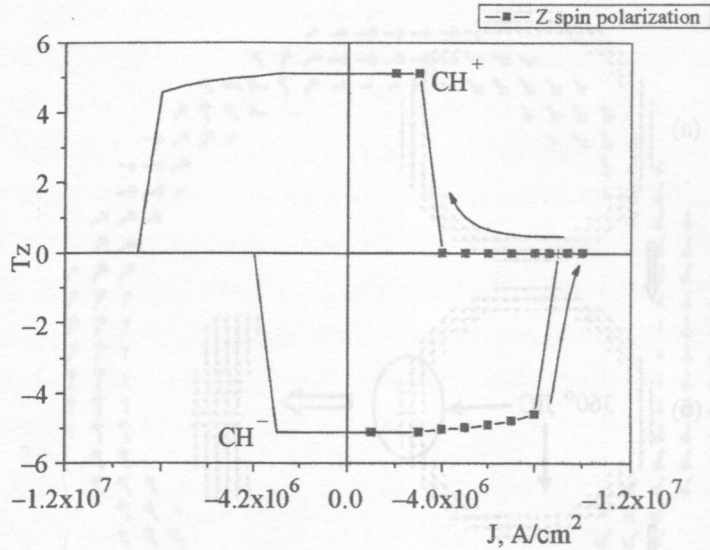


Рис. 4. Зависимость проекции на ось Z торoidalного момента нанокольца от величины пропускаемого тока. Случай протекания тока, поляризованного перпендикулярно плоскости структуры.

$\delta_v) \cos\left(q\varphi + C\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{e}_x + \sin\left(q\varphi + C\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{e}_y$, где δ_v – радиус ядра вихря, $\varphi = \tan^{-1}(y/x)$, $C = \pm 1$ – хиральность, $q = \pm 1, \pm 2, \dots$ – завихрённость [18]. Однако, в случае кольцевых структур, отсутствует центр вихревой структуры, что затрудняет определение этих характеристик для описания системы. В качестве удобной количественной характеристики для описания магнитной структуры и процессов перемагничивания было предложено использование торoidalного момента, рассчитанного относительно центра объектов. Показано, что для объектов, находящихся в вихревых состояниях, торoidalный момент принимает максимальное по модулю значение, а перемагничивание объектов из одного вихревого состояния в другое характеризуется изменением знака торoidalного момента. В электродинамике торoidalный момент \vec{T} появляется в третьем порядке мультипольного разложения векторного потенциала электромагнитного поля и определяется формулой [19]

$$\vec{T} = \frac{1}{10c} \int (\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{j}) - 2r^2 \vec{j}) d\vec{r}. \quad (4)$$

Этот вектор нечётен относительно инверсии пространства и времени, наличие торoidalного момента в веществе может быть обусловлено упорядочением как орбитальных;

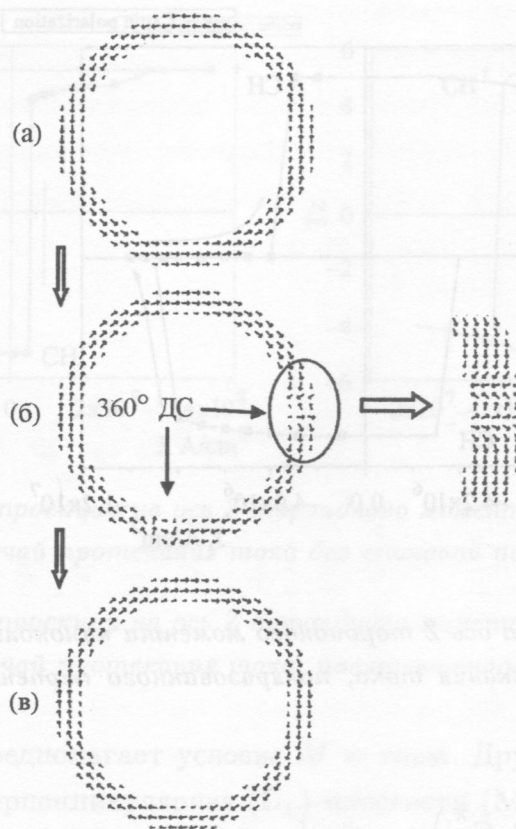


Рис. 5. Процесс перемагничивания кольца током без спиновой поляризации. Представлены векторные изображения намагниченности объекта, получающиеся при последовательном увеличении тока на дискретную величину. (а) CH^+ ; (б) Состояние с 360° доменными стенками; (в) CH^- .

так и спиновых магнитных моментов. Полагая в формуле (4)

$$\vec{j}(\vec{r}) = cg\mu_B[\vec{r} \times \text{rot}\vec{S}(\vec{r})], \quad (5)$$

несложно получить выражение, использованное для расчёта тороидного момента объекта при моделировании:

$$\vec{T} = g\frac{\mu_B}{2} \int_V [d(\vec{r} - \vec{r}_0) \times \vec{S}], \quad (6)$$

где g – фактор Ланде, \vec{S} – магнитный момент единицы объёма в точке \vec{r} , μ_B – магнетон Бора, \vec{r}_0 – начало отсчёта. Для систем с суммарным нулевым магнитным моментом тороидный момент не зависит от начала отсчёта.

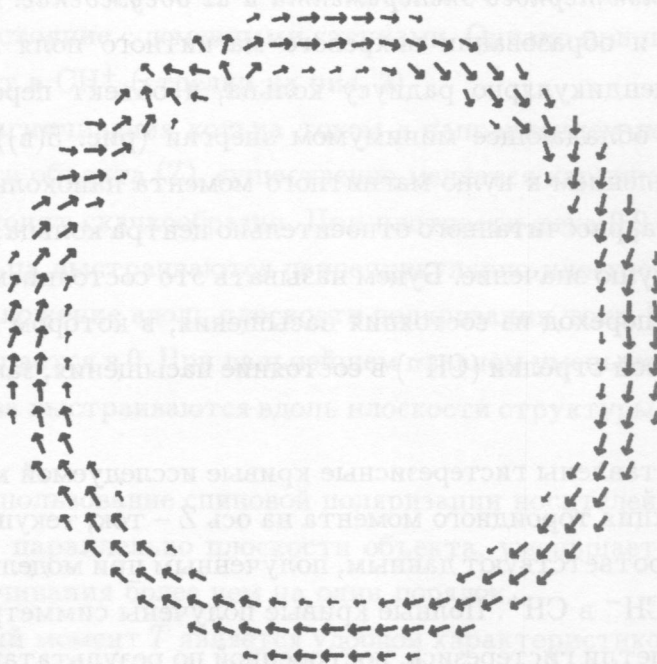


Рис. 6. Промежуточное состояние при перемагничивании нанокольца током с поляризацией, направленной вдоль плоскости объекта.

В качестве изучаемого объекта мы рассматривали плоское кольцо (рис. 1), лежащее на тонкой магнитной пластине¹. Внутренний радиус кольца – 400 нм, внешний радиус – 500 нм, толщина слоя кольца – 2 нм. Вихревое магнитное поле создавалось электрическим током. Ток пропусклся по ободу кольца перпендикулярно плоскости структуры. Рассматривались три случая: ток без спиновой поляризации; ток с поляризацией, направленной вдоль плоскости объекта (X); ток с поляризацией, направленной перпендикулярно плоскости объекта (Z). Торoidalный момент кольца рассчитывался по формуле (6), в качестве начала отсчёта \vec{r}_0 выбирался центр кольца. Моделирование гистерезисной петли перемагничивания осуществлялось стандартным образом: значение тока увеличивалось дискретно на небольшую величину, после чего моделировалась полная релаксация намагниченности объекта при данном значении поля. Процесс повторялся до тех пор, пока не происходило полное перемагничивание системы.

¹В нашем исследовании мы предполагали, что межслойное обменное взаимодействие отсутствует, что на практике может быть реализовано путем добавления тонкой немагнитной прослойки между магнитными слоями.

Результаты компьютерного эксперимента и их обсуждение. При пропускании тока по ободу кольца и образовании вихревого магнитного поля магнитные моменты ориентируются перпендикулярно радиусу кольца, и объект переходит в устойчивое вихревое состояние, обладающее минимумом энергии (рис. 5(в)). Это состояние характеризуется стремлением к нулю магнитного момента нанокольца. Проекция на ось Z тороидного момента, рассчитанного относительно центра кольца, принимает при этом максимальное по модулю значение. Будем называть это состоянием насыщения (CH). В работе исследовался переход из состояния насыщения, в котором намагниченность закручена против часовой стрелки (CH^-) в состояние насыщения, закрученное по часовой стрелке (CH^+).

На рис. 2–4 представлены гистерезисные кривые исследуемой кольцевой структуры в координатах: проекция тороидного момента на ось Z – ток, текущий через структуру. Точки на графиках соответствуют данным, полученным при моделировании перемагничивания объекта из CH^- в CH^+ . Полные кривые получены симметричным отображением двух квадрантов петли гистерезиса, построенной по результатам моделирования для каждого случая. CH^+ и CH^- показаны на графиках жирными линиями, параллельными оси абсцисс; эти состояния соответствуют максимальному и минимальному значениям проекции тороидного момента на ось Z для исследуемого объекта.

Сначала рассмотрим процесс перемагничивания нанокольца током без спиновой поляризации (рис. 2). Пропускание малых токов никак не влияет на начальное состояние объекта (рис. 5(а)). При увеличении тока, когда его значение достигает $4 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$, в объекте образуются 360° доменные стенки (рис. 5(б)), которые являются достаточно устойчивыми. В состоянии с 360° доменными стенками тороидный момент объекта близок к максимальному значению, но не достигает его. При значении тока $2.7 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$ доменные стенки в объекте “схлопываются” и система переходит в CH^+ (рис. 5(в)). Проекция тороидного момента на ось Z принимает максимальное значение.

В случае пропускания через кольцо тока с поляризацией вдоль плоскости объекта (X) картина перемагничивания качественно существенно отличается от предыдущего случая (рис. 3). 360° доменные стенки при перемагничивании не образуются. При плотности тока $1.1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ нанокольцо переходит в состояние, показанное на рис. 6. Это состояние схоже с CH^+ , однако значение тороидного момента в этом состоянии (см. также рис. 3) меньше максимального – это связано с возмущением системы, обусловленным тем, что магнитные моменты кольца стремятся занять положение вдоль направления поляризации тока, и отклоняются от направления, перпендикулярного радиусу объекта.

При релаксации из такого состояния при выключенном токе объект может переходить как в CH^+ , так и в состояние с доменными стенками. Однако при плавном уменьшении тока объект переходит в CH^+ (стрелки на рис. 3).

В процессе перемагничивания кольца током с направлением поляризации, перпендикулярным плоскости объекта (Z), существенно меняется картина перемагничивания. Переключение происходит скачкообразно. При плотности тока $0.9 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ все магнитные моменты кольца выстраиваются перпендикулярно плоскости структуры, занимая таким образом положение вдоль плоскости поляризации тока. При этом тороидный момент системы обращается в 0. При дальнейшем плавном уменьшении тока магнитные моменты объекта снова выстраиваются вдоль плоскости структуры, и объект переходит в CH^+ (рис. 4).

Таким образом, использование спиновой поляризации носителей тока, направленной перпендикулярно или параллельно плоскости объекта, уменьшает величину критического тока перемагничивания более чем на один порядок.

Выводы. Тороидный момент \vec{T} является удобной характеристикой для описания процессов перемагничивания в кольцевых магнитных наноструктурах. В данной работе получены зависимости тороидного момента от величины пропускаемого тока. Показано, что наличие спиновой поляризации тока может более чем на порядок уменьшить величину критического тока, при котором происходит переключение объекта.

Показано, что тороидный момент \vec{T} является удобной характеристикой для описания процессов перемагничивания в кольцевых магнитных наноструктурах с вихревыми распределениями намагниченности.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S. P. Li, D. Peyrade, M. Natali, et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1102 (2001).
- [2] A. V. Goncharov et al., IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, **42**(10), 2948 (2006).
- [3] T. Yang, A. Hirohata, T. Kimura and Y. Otani, Appl. Phys. Lett. **90**, 022504 (2007).
- [4] M. Kläui et al., J. Magn. Magn. Mater. **272-276**, 1631 (2004).
- [5] R. Hertel, W. Wulfhekel, and J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. **93**, 257202 (2004).
- [6] J. P. Park and P. A. Crowell, Phys. Rev. Lett. **95**, 167201 (2005).
- [7] J. G. Zhu, Y. Zheng, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **87**, 6668 (2000).
- [8] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [9] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).

- [10] D. D. Sheka, Y. Gaididei, and F. G. Mertens, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 082509 (2007).
- [11] А. К. Звездин, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский, *УФН* **178**, 436 (2008).
- [12] W. F. Brown Jr., *Micromagnetics* (NY, Wiley-Interscience, 1963).
- [13] С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (М., Наука, 1971).
- [14] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
- [15] M. A. Zimmler et al., *Phys. Rev. B* **70**, 184438 (2004).
- [16] J. Barnas et al., *Phys. Rev. B* **72**, 024426 (2005).
- [17] D. M. Edwards et al., *Phys. Rev. B* **71**, 054407 (2005).
- [18] J. Shibata et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2041 (2007).
- [19] V. M. Dubovik, V. V. Tugushev, *Toroid moments in electrodynamics and solid state physics*, *Physics Reports*, **187**(4), 145 (1990).

Институт общей физики

им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 5 мая 2008 г.