

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.624

### ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ОБЛАСТИ КОМПЕНСАЦИИ УГЛОВОГО МОМЕНТА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ ПРИ НАЛИЧИИ ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

© 2022 г. А. К. Звездин<sup>a, b</sup>, З. В. Гареева<sup>c</sup> \*, А. М. Трочина<sup>c, d</sup>, К. А. Звездин<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991 Россия

<sup>b</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991 Россия

<sup>c</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук, просп. Октября, 151, Уфа, 450075 Россия

<sup>d</sup>Физико-технический институт, Башкирский государственный университет,  
ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Россия

\*e-mail: zukhragzv@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.11.2021 г.

После доработки 20.12.2021 г.

Принята к публикации 01.02.2022 г.

Исследованы особенности динамики магнитных доменных границ двухподрешеточного ферримагнетика с двумя точками компенсации: температурой компенсации углового момента  $T_A$  и температурой компенсации намагниченности  $T_M$ . На основе использования метода эффективного Лагранжиана получены уравнения динамики доменных границ вида Слончевского в области компенсации углового момента  $T_A$ . Рассчитана стационарная и нестационарная динамика доменных границ в ферримагнетиках при наличии комбинированной анизотропии вида “легкая ось” и “легкая плоскость”. Показано, что поле магнитной анизотропии вида “легкая плоскость” приводит к сдвигу поля Уокера и изменению характеристик нестационарного движения доменных границ.

**Ключевые слова:** динамика намагничивания, ферримагнетики, доменные границы

**DOI:** 10.31857/S0015323022070221

#### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активное внимание исследователей привлекает спиновая динамика ферримагнетиков. Как показывают результаты экспериментальных и теоретических работ, в ферримагнетиках, в которых достигаются температуры компенсации углового момента  $T_A$ , может быть реализована сверхскоростная динамика намагниченности [1–15].

В связи с тем, что процессы сверхбыстрого переключения намагниченности лежат в основе работы устройств хранения и записи информации, изучение основных механизмов, отвечающих за переключение магнитных состояний [1–4], в том числе за счет движения доменных границ (ДГ), имеет не только фундаментальное, но и прикладное значение.

Оптимальными магнитными материалами, в которых реализуются высокоскоростные динамические эффекты, являются антиферромагнетики (АФМ) и ферримагнетики. При этом все большее внимание уделяется ферримагнетикам,

поскольку в них, в отличие от АФМ, существует нескомпенсированный магнитный момент, что делает возможным осуществление контроля магнитных состояний и целенаправленное управление динамикой намагниченности.

Достигнуты успехи по реализации сверхбыстрого движения доменных границ (ДГ) в сплавах (FeGdCo, FeGd) [1, 4–7], ферримагнитных кристаллах и пленках (Eu-, Tm- и Er-содержащих пленках ферритов-гранатов, пленках (Tm,Gd,Bi)<sub>3</sub>(Fe,Ga)<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) [8–11], а также в синтетических ферри- и антиферромагнитных структурах под действием магнитного поля и спин-поляризованных токов [12–15].

При приближении к точке компенсации углового момента динамика ДГ ферримагнетиков имеет особенности, которые зависят от многих факторов. Это обусловлено как свойствами и физическими параметрами материала (количеством магнитных подрешеток ферримагнетика [3–10], характером обменных взаимодействий [11–15], магнитной анизотропией [16, 17], геометрией пленок), так и характером внешнего воздействия (направления,

величины и вида (постоянного, переменного) магнитного поля, направления спин – поляризованных токов, временной зависимости внешних воздействий) [6, 7, 18–20].

Для интерпретации результатов экспериментальных исследований привлекают различные модели, основанные на уравнениях Ландау–Лифшица для многоподрешеточных магнетиков, методах Лагранжева формализма, а также атомистические расчеты [17–23]. Использование конкретной модели основано на определенных приближениях, и на сегодняшний день универсального подхода для анализа динамики ферримагнетиков с  $T_A$  пока не существует.

В данной работе рассмотрены особенности динамики доменных границ в ферримагнетиках в области компенсации углового момента в рамках эффективного подхода, основанного на использовании эффективных функций Лагранжа и Рэлея в окрестности  $T_A$ . Проведено исследование стационарного и нестационарного движения ДГ под действием магнитного поля, приложенного в направлении оси легкого намагничивания. Изучено влияние магнитной анизотропии типа “легкая плоскость” на основные динамические характеристики и характер движения ДГ блоховского типа.

МОДЕЛЬ

Для описания динамики ферримагнетиков в области  $T_A$  рассмотрим двухподрешеточные ферримагнетики, в которых температурные зависимости  $M_1(T)$ ,  $M_2(T)$  различны. Примерами структур, в которых реализуется это условие, могут служить ферримагнитные сплавы вида FeGd, FeGdCo, имеющие в своем составе редкоземельные (РЗ) ионы и ионы переходных металлов [6, 7], а также синтетические ферримагнитные структуры [13], РЗ ортоферриты и ферриты-гранаты. В этом случае может быть использована модель двух магнитных подрешеток [8, 9, 11]. В перечисленных системах реализуются условия для существования двух различных критических температур: температуры компенсации магнитного момента  $T_M$ , при которой  $M_1 = M_2$ , и температуры компенсации углового момента  $T_A$ , при которой  $M_1/\gamma_1 = M_2/\gamma_2$ . Разделение температур компенсации ( $T_M$  и  $T_A$ ) может быть достигнуто за счет увеличения концентрации РЗ-ионов, а в композитных синтетических соединениях вследствие перераспределения ионов в области интерфейса и варьирования толщины слоев.

Для анализа динамики ДГ представляется удобным применение метода Лагранжева формализма. Функция Лагранжа и диссипативная функ-

ция Рэлея многоподрешеточных ферримагнетиков имеют вид:

$$L = \sum_{i=1}^2 \frac{M_i}{\gamma_i} (1 - \cos \theta_i) \dot{\phi}_i - \Phi_i; \tag{1}$$

$$R = \sum_{i=1}^2 M_i \frac{\alpha_i}{\gamma_i} (\dot{\theta}_i + \sin^2 \theta_i \dot{\phi}_i^2),$$

где  $\gamma_i$  – гиромагнитное отношение  $i$ -ой подрешетки,  $\alpha_i$  – параметр затухания  $i$ -ой подрешетки,  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  – полярный и азимутальный углы, определяющие положение намагниченности  $i$ -ой подрешетки,  $\Phi_i$  – термодинамический потенциал.

Иследуем поведение системы в окрестности  $T_A$ . В качестве основного параметра порядка используем вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ , положение которого определяется углами  $\theta$ ,  $\varphi$  в системе координат, в которой полярная ось ориентирована по направлению главной оси кристалла. Для характеристики скоса магнитных подрешеток введем дополнительные переменные  $\varepsilon$ ,  $\beta$ , [16] которые связаны с  $\theta$ ,  $\varphi$  следующими соотношениями:

$$\theta_1 = \theta - \varepsilon, \quad \theta_2 = \pi - \theta - \varepsilon; \tag{2}$$

$$\phi_1 = \varphi + \beta, \quad \phi_2 = \pi + \varphi + \beta.$$

Используя условия малости  $\varepsilon \ll 1$ ,  $\beta \ll 1$  в окрестности  $T_A$ , определим эффективные функцию Лагранжа и диссипативную функцию Рэлея [17] для случая  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ :

$$L_{\text{eff}} = \frac{\chi_{\perp}}{2} \left( \frac{\dot{\theta}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}} \right)^2 + m \left( H - \frac{\dot{\phi}}{\gamma_{\text{eff}}} \right) \cos \theta +$$

$$+ \frac{\chi_{\perp}}{2} \left( H - \frac{\dot{\phi}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}} \right)^2 \sin^2 \theta -$$

$$- K_u \sin^2 \theta - (2\pi m^2 + K_{\perp}) \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - \tag{3}$$

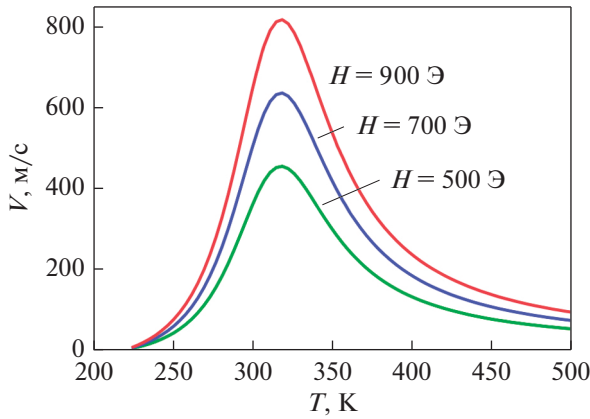
$$- A \left( \left( \frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right),$$

$$R_{\text{eff}} = \frac{\alpha_{\text{eff}} M}{2\gamma_{\text{eff}}} (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2);$$

$$\alpha_{\text{eff}} = \bar{\alpha} \frac{m}{m - m_0}, \quad \gamma_{\text{eff}} = \bar{\gamma} \frac{m}{m - m_0}, \tag{4}$$

$$m_0 = M \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}; \quad \bar{\gamma}_{\text{eff}} = \bar{\gamma} \left( 1 - \frac{m m_0}{M^2} \right)^{-1},$$

где  $m = \frac{M_2 - M_1}{2}$ ,  $M = \frac{M_1 + M_2}{2}$ ,  $\chi_{\perp} = \frac{M}{H_{\text{ex}}}$  – поперечная магнитная восприимчивость,  $H_{\text{ex}}$  – обменное магнитное поле подрешеток;  $K_u$ ,  $K_{\perp}$  – константы одноосной и плоскостной магнитной анизотропии,  $m_0 = M \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}$  – намагниченность в точке компенсации углового момента  $T_A$ ,



**Рис. 1.** График зависимости скорости доменной границы от температуры при разных значениях магнитного поля.

$\frac{1}{\bar{\gamma}} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} \right)$  – среднее магнитомеханическое отношение двухподрешеточного ферримагнетика, аналог формулы Вангснесса [24],  $\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\gamma_1 \gamma_2}$  – средний параметр вязкого затухания.

Рассмотрим одномерное движение ДГ блоховского типа вдоль оси  $x$  под действием внешнего магнитного поля, приложенного по направлению главной оси кристалла или нормали к поверхности ферримагнитной пленки ( $z$ )  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ .

Эффективные уравнения, описывающие динамику ДГ, в соответствии с подходом Слончевского [25] в терминах  $\mathbf{q}(x, t)$  и  $\phi(x, t)$ , где  $\mathbf{q}(x, t)$  – координата центра ДГ, могут быть получены из уравнений Эйлера–Лагранжа для  $L_{\text{eff}}, R_{\text{eff}}$  путем усреднения по толщине ДГ (интегрированию по координате  $x$ ). Уравнения для описания динамики ДГ ферримагнетика, представляющие собой аналог уравнений Слончевского [25] в области компенсации углового момента, имеют следующий вид:

$$\frac{\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}\Delta} \dot{q} = m \left( H - \frac{\phi}{\gamma_{\text{eff}}} \right), \quad (5)$$

$$\frac{\chi_{\perp}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}^2} \ddot{\phi} - \frac{m}{\gamma_{\text{eff}} \Delta} \dot{q} - (2\pi m^2 + K_{\perp}) \sin 2\phi + \frac{\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}} \dot{\phi} = 0,$$

где  $\dot{q}$  – скорость движущейся ДГ,  $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_u - \frac{\chi_{\perp}}{2} H^2}}$  –

ширина движущейся доменной границы,  $\dot{\phi}$  – скорость прецессии намагниченности.

### ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В СТАЦИОНАРНОМ И ПОСТ-УОКЕРОВСКОМ РЕЖИМАХ

Для понимания основных закономерностей динамики ДГ в окрестности  $T_{\Delta}$  кратко остановимся

на предельных случаях, т.е. рассмотрим ситуацию при отсутствии плоскостной анизотропии  $K_{\perp} = 0$ , и учтем малость параметра  $\chi_{\perp} \ll 1$ . Тогда система уравнений (5) примет вид:

$$\frac{\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}\Delta} \dot{q} = m \left( H - \frac{\phi}{\gamma_{\text{eff}}} \right), \quad \frac{m}{\gamma_{\text{eff}} \Delta} \dot{q} + \frac{\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}} \dot{\phi} = 0. \quad (6)$$

Уравнения (6) позволяют получить зависимости скорости движения ДГ от температуры при разных значениях магнитного поля  $H$  (рис. 1).

При расчете использованы параметры GdFeCo [5]:

$$K_u \sim 1 \times 10^5 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3},$$

$$A = 1 \times 10^{-6} \frac{\text{Эрг}}{\text{см}}, \quad \chi_{\perp} \sim 2 \times 10^{-3},$$

$$M = 1100 \text{ Гс}, \quad \bar{\alpha} \sim 0.02,$$

$$\bar{\gamma} \sim 2 \times 10^7, \quad g_d = 2.2, \quad g_f = 2,$$

$T_M = 220 \text{ К}$ ,  $T^* = 1891 \text{ К}$ . Связь между температурой и удельной намагниченностью  $m/M$  определяется соотношением  $\frac{m}{M} = \frac{T - T_M}{T^*}$ .

Характер полученных зависимостей хорошо соотносится с результатами экспериментальных исследований [6] и указывает на характерную особенность динамики ДГ в окрестности  $T_{\Delta}$  – значительное увеличение скорости ДГ.

Далее рассмотрим стационарный режим движения ДГ, в этом случае  $\dot{\phi}_0 = 0$  и, как видно из уравнений (5), скорость движения ДГ определяется выражением

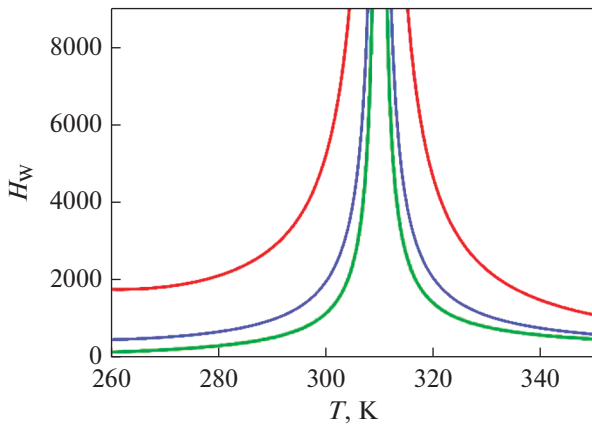
$$\frac{\dot{q}}{\Delta} = \mu H, \quad (7)$$

где  $\mu = v \frac{\bar{\gamma}}{\bar{\alpha}}$  – подвижность ДГ.

Поле Уокера  $H_W$ , ограничивающее диапазон магнитных полей, при котором скорость движения ДГ остается постоянной, определяется с помощью второго уравнения системы уравнений (5):

$$H_W = H_W^{\perp} + H_W^0. \quad (8)$$

Как видно из формулы (8), наличие плоскостной анизотропии приводит к повышению поля Уокера  $H_W^0 = 2\pi\alpha_{\text{eff}}M$ , реализуемого при отсутствии плоскостной анизотропии  $K_{\perp} = 0$ , на величину  $H_W^{\perp} = \frac{\alpha_{\text{eff}}K_{\perp}}{v^2M}$ , где  $v = \frac{m}{M}$  – удельная намагниченность. График зависимости поля Уокера от температуры при разных значениях  $K_{\perp} \neq 0$  показан на рис. 2. При приближении к  $T_{\Delta}$  начинают неограниченно возрастать поля  $H_W$  и  $H_W^0$ , что указы-



**Рис. 2.** График зависимости поля Уокера от температуры при  $K_{\perp} = 0$  (зеленая линия),  $K_{\perp} = 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$  (синяя линия),  $K_{\perp} = 5 \times 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$  (красная линия).

важно отметить, что в области компенсации углового момента характер зависимости скорости движения ДГ от поля приближается к линейной и нестационарный режим движения ДГ исчезает.

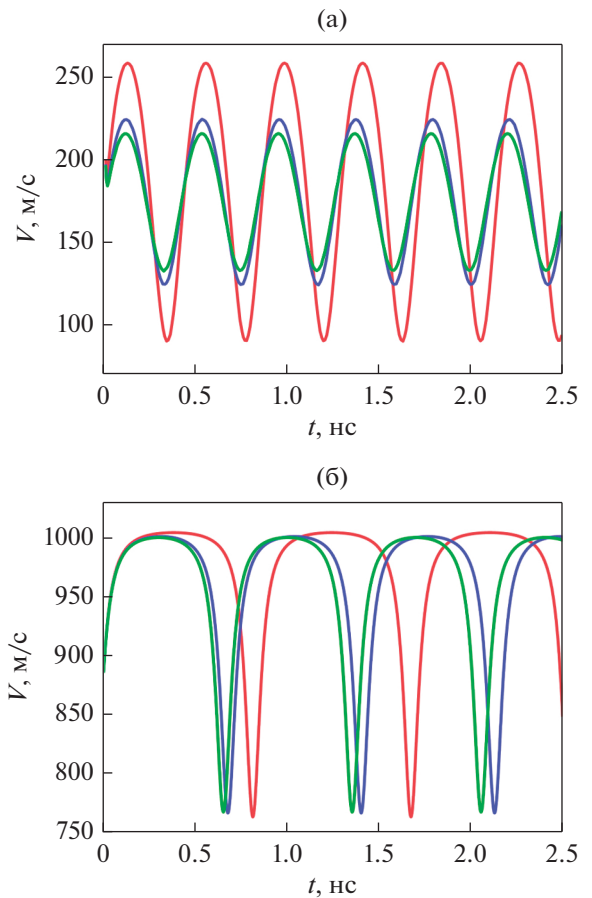
Вдали от точки компенсации углового момента сохраняется нестационарный режим движения ДГ  $\dot{\phi} \neq 0$ . При этом поле плоскостной анизотропии  $H_{\perp}$  приводит к увеличению максимального значения осциллирующей скорости (до 250 м/с при  $H_{\perp} \sim 2$  кЭ) (рис. 3а) и незначительно влияет на временную зависимость угла прецессии ( $\phi$ ). Однако при  $T \rightarrow T_A$  максимальное значение скорости значительно возрастает вплоть до 1000 м/с, при этом увеличивается период осцилляций скорости трансляционного и прецессионного движения ДГ (рис. 2б, рис. 3).

Вследствие осцилляций в пост-уокеровском режиме средняя скорость движения ДГ

$$\langle \dot{q} \rangle = \gamma_{\text{eff}} \Delta H_w \frac{v^2}{v^2 + \alpha_{\text{eff}}^2} \frac{\alpha_{\text{eff}}}{v} \left( \frac{H}{H_w} + \left( \frac{v}{\alpha_{\text{eff}}} \right)^2 \langle \sin 2\phi \rangle \right)$$

уменьшается при  $H \rightarrow H_w$ . Поле плоскостной анизотропии  $H_{\perp} = K_{\perp}/m$  изменяет величину порогового поля Уокера (рис. 2) и, соответственно, значение скорости ДГ, соответствующее переходу в нестационарный режим, но не оказывает влияния на дальнейшее изменение скорости ДГ.

Отметим, что динамика ДГ в ферромагнетике имеет черты, схожие с динамикой ДГ как в ферромагнетиках, так и в АФМ. При температурах, далеких от точки компенсации углового момента, скорость ДГ ферромагнетиков уменьшается в окрестности поля Уокера, аналогично ДГ ферро-

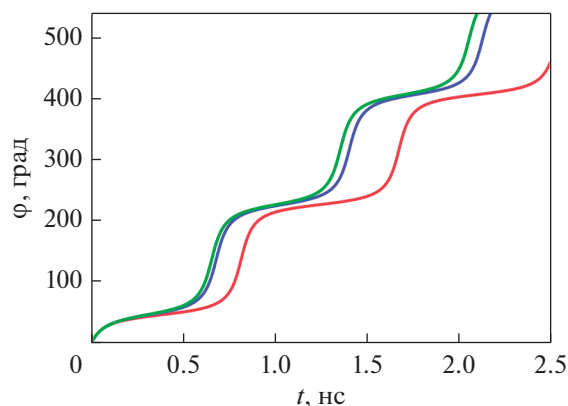


**Рис. 3.** Графики изменения скорости ДГ при  $K_{\perp} = 0$  (зеленая линия),  $K_{\perp} = 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$  (синяя линия),  $K_{\perp} = 5 \times 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$  (красная линия) а) вдали от точки компенсации углового момента  $T_A$  ( $m/M = 0.02$ ), б) вблизи  $T_A \sim 310$  К.

магнетика, при дальнейшем увеличении магнитного поля скорость ДГ возрастает. При приближении к точке компенсации углового момента скорость ДГ неограниченно возрастает, достигая значений, сопоставимых со сверхвысокими скоростями движения ДГ в АФМ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована спиновая динамика ферромагнетиков с точкой компенсации углового момента в рамках Лагранжева формализма с использованием эффективных функций Лагранжа и Рэля [22]. Рассчитаны основные динамические характеристики стационарного и нестационарного движения доменных границ в пленках



**Рис. 4.** Зависимость угла прецессии ДГ от времени при приближении к  $T_A \sim 310$  К,  $K_{\perp} = 0$  (зеленая линия),  $K_{\perp} = 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$  (синяя линия),  $K_{\perp} = 5 \times 10^4 \frac{\text{Эрг}}{\text{см}^3}$  (красная линия).

одноосного ферритмагнетика с учетом плоскостной магнитной анизотропии.

Показано, что в области температуры компенсации углового момента имеет место неограниченное увеличение поля Уокера и значительное возрастание скорости движения доменной границы, индуцированного действием магнитного поля, приложенного вдоль главной оси кристалла. Наличие магнитной анизотропии типа “легкая плоскость” приводит к изменению величины поля Уокера, другими словами, смещению поля Уокера, что имеет важное значение для технологических приложений, а также оказывает влияние на характеристики нестационарного режима движения ДГ.

Полученные результаты показывают эффективность применения солитонной теории ДГ в слабых ферромагнетиках, разработанной в [21], для исследования динамики ферритмагнетиков с двумя точками компенсации, применение которых открывает новые возможности для реализации высоких скоростей движения магнитных наноструктур, таких как магнитные ДГ, вихри и скирмионы.

Работа выполнена в рамках государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (приказ МН-8/1356 от 20.09.2021), при поддержке гранта РФФИ № 195280024 и гранта РНФ № 20-42-08002.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kim S.K. Fast and efficient switching with ferrimagnets // Nature Electronics. 2020. Т. 3. № 1. С. 18–19.
2. Ghosh S., Komori T., Hallal A., Peña Garcia J., Gushi T., Hirose T., Mitarai H., Okuno H., Voge J., Chshiev M., Attané J., Vila L., Suemasu T., Pizzini S. Current-Driven Domain Wall Dynamics in Ferrimagnetic Nickel-

Doped Mn4N Films: Very Large Domain Wall Velocities and Reversal of Motion Direction across the Magnetic Compensation Point // Nano Letters. 2021. V. 21. № 6. P. 2580–2587.

3. Stanciu C.D., Kimel A.V., Hansteen F., Tsukamoto A., Itoh A., Kirilyuk A., Rasing T. Ultrafast spin dynamics across compensation points in ferrimagnetic GdFeCo: The role of angular momentum compensation // Phys. Rev. B. 2006. Т. 73. № 22. С. 220402.
4. Cai K., Zhu Z., Lee J.M., Mishra R., Ren L., Pollard S.D., He P., Liang G., Teo K.L., Yang H. Ultrafast and energy-efficient spin-orbit torque switching in compensated ferrimagnets // Nature Electronics. 2020. P. 1–6.
5. Галкина Е.Г., Заспел К.Э., Иванов Б.А., Кулагин Н.Е., Лерман Л.М. Предельная скорость и закон дисперсии доменных стенок в ферритмагнетиках, близких к точке компенсации спина // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 7. С. 474–479.
6. Kim K.J., Kim S.K., Hirata Y., Oh S.H., Tono T., Kim D.H., Okuno T., Ham W.S., Kim S., Go G., Tserkovnyak Y., Tsukamoto A., Moriyama T., Lee K.L., Ono T. Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets // Nature Mater. 2017. V. 16. № 12. P. 1187–1192.
7. Haltz E., Sampaio J., Krishnia S., Berges L., Weil R., Mougin R. Measurement of the tilt of a moving domain wall shows precession-free dynamics in compensated ferrimagnets // Sci. Rep. 2020. V. 10. № 1. P. 1–7.
8. Рандошкин В.В., Полежаев В.А., Сысоев Н.Н., Сажин Ю.Н. Динамика доменных стенок в иттербий содержащих пленках феррита-граната вблизи точки компенсации момента импульса // ФТТ. 2003. Т. 45. № 3. С. 485–489.
9. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. Динамика доменных стенок в тулийсодержащих пленках феррит-гранатов вблизи точки компенсации момента импульса // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 246–253.
10. Logunov M.V., Safonov S.S., Fedorov A.S., Danilova A.A., Moiseev N.V., Safin A.R., Nikitov S.A., Kirilyuk A. Domain Wall Motion Across Magnetic and Spin Compensation Points in Magnetic Garnets // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. № 6. P. 064024.
11. Caretta L., Oh S.H., Fakhru T., Lee D.K., Lee B.H., Kim S.K., Ross C.A., Lee K.J., Beach G.S.D. Relativistic kinematics of a magnetic soliton // Science. 2020. V. 370. № 6523. P. 1438–1442.
12. Wadley P., Howells B., Železný J., Andrews C., Hills V., Campion R.P., Novak V., Olejnik K., Maccherozzi F., Dhesi S.S., Martin S.Y., Wagner T., Wunderlich J., Freimuth F., Mokrousov Y., Kunes J., Chauhan J.S., Grzybowski M.L., Rushforth A.W., Edmonds K.W., Gallagher B.L., Jungwirth T. Electrical switching of an antiferromagnet // Science. 2016. V. 351. № 6273. P. 587–590.
13. Siddiqui S.A., Han J., Finley J.T., Ross C.A., Liu L. Current-induced domain wall motion in a compensated ferrimagnet // Phys. Rev. Letters. 2018. V. 121. № 5. P. 057701.
14. Kašpar Z., Surýnek M., Zubáč J., Krizek F., Novák V., Campion R.P., Wörmlé M.S., Gambardella P., Marti X., Němec P., Edmonds K.W., Reimers S., Amin O.J., Maccherozzi F., Dhesi S.S., Wadley P., Wunderlich J., Ole-

- jník K., Jungwirth T.* Quenching of an antiferromagnet into high resistivity states using electrical or ultrashort optical pulses // *Nature Electronics*. 2021. V. 4. № 1. P. 30–37.
15. *Lee J.Y., Lee H., Yang J.S., Kim K.C., Kim S.S., Woo H.M., Kim J.W., Park M.S., Yu K.M., Kim S.M., Kim E.H., Park S.J., Jeong S.T., Yu C.H., Song Y., Gu S.H., Oh H., Koo B.S., Hong J.J., Ryu C.M., Park W.B., Oh M., Choi Y.K., Lee, S.Y.* Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida-type interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in heavy metal/ferromagnet heterostructures // *Nature Comm.* 2021. V. 12. № 1. P. 1–10.
  16. *Joo S., Alemayehu R.S., Choi J.G., Park B.G., Choi G.M.* Magnetic Anisotropy and Damping Constant of Ferrimagnetic GdCo Alloy near Compensation Point // *Materials*. 2021. V. 14. № 10. P. 2604.
  17. *Li W.H., Jin Z., Wen D.L., Zhang X.M., Qin M.H., Liu J.M.* Ultrafast domain wall motion in ferrimagnets induced by magnetic anisotropy gradient // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 101. № 2. P. 024414.
  18. *Yurlov V.V., Zvezdin K.A., Skirdkov P.N., Zvezdin A.K.* Domain wall dynamics of ferrimagnets influenced by spin current near the angular momentum compensation temperature // *Phys. Rev. B*. 2021. V. 103. № 13. P. 134442.
  19. *Martínez E., Raposo V., Alejos Ó.* Novel interpretation of recent experiments on the dynamics of domain walls along ferrimagnetic strips // *J. Phys. Condensed Matter*. 2020. V. 32. № 46. P. 465803.
  20. *Barker J., Axtitia U.* A review of modelling in ferrimagnetic spintronics // *J. Phys. Soc. Japan*. 2021. V. 90. № 8. P. 081001.
  21. *Звездин А.К.* О динамике доменных границ в слаб-фх ферромагнетиках // *Письма в ЖЭТФ*. 1979. Т. 29. № 10. С. 605–610.
  22. *Davydova M.D., Zvezdin K.A., Kimel A.V., Zvezdin A.K.* Ultrafast spin dynamics in ferrimagnets with compensation point // *J. Phys.: Condensed Matter*. 2019. V. 32. № 1. P. 01LT01.
  23. *Zvezdin A.K., Gareeva Z.V., Zvezdin K.A.* Anomalies in the dynamics of ferrimagnets near the angular momentum compensation point // *J. Magnetism and Magnetic Materials*. 2020. V. 509. P. 166876 // arXiv preprint arXiv:2103.04105. 2021.
  24. *Wangness R.K.* Sublattice effects in magnetic resonance // *Phys. Rev.* 1953. V. 91. № 5. P. 1085.
  25. *Malozemoff A.P., Slonczewski J.C.*, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials: Advances in Materials and Device Research*, vol. 1, Academic Press, 2016.