

05,13

## Управление свойствами магнитоупругих волн в слоистых антиферромагнитных гетероструктурах

© Т.В. Богданова<sup>1,2</sup>, Д.В. Калябин<sup>1,2</sup>, А.Р. Сафин<sup>1,3</sup>, С.А. Никитов<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет МЭИ, Москва, Россия

<sup>4</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: bogdanova.tv@phystech.edu

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Представлена модель, описывающая свойства распространяющихся поверхностных магнитоупругих волн в гетероструктуре, содержащей антиферромагнитный (АФМ) слой на немагнитной упругой подложке. Получена дисперсионная характеристика магнитоупругих волн в такой структуре, а также исследовано влияние изменения толщины антиферромагнитного слоя и внешнего магнитного поля на частоту магнитоупругого резонанса. Показано, что при постоянном давлении частота магнитоупругого резонанса линейно зависит от величины магнитного поля, а также нелинейно уменьшается с возрастанием толщины АФМ-слоя. Полученные результаты могут быть использованы для создания устройств на основе АФМ-материалов для формирования и обработки сигналов в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах частот.

**Ключевые слова:** спиновые волны, волны Лава, магнитоупругий резонанс, сигма-модель, пленки, давление.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55837.26H

### 1. Введение

В последнее время рассматривается возможность расширения диапазона рабочих частот электронных устройств за счет применения новых технологий и материалов с использованием достижений спинтроники и магноники [1–3]. В рамках этих направлений исследуются процессы переноса спина или магнитного момента в структурах, содержащих магнитные материалы. Кроме этого, предлагается возможность применения спиновых волн для построения элементной базы приборов обработки и хранения информации [2,4].

В частности, антиферромагнетики (АФМ) привлекают большое внимание в связи с возможностью разработки высокоскоростных устройств обработки сигналов терагерцового (ТГц) диапазона частот [2,4,5]. В АФМ-материалах сверхбыстрая спиновая динамика обусловлена сильным обменным взаимодействием между магнитными подрешетками.

АФМ могут быть разделены на два класса, в которых магнитные подрешетки имеют скомпенсированные магнитные моменты (полная намагниченность равна 0), а также материалы с некомпенсированными подрешетками, а именно, обладающие слабым ферромагнетизмом. Впервые АФМ-материалы с ненулевой полной намагниченностью были описаны Дзялошинским и Морией [6,7]. Отношение полей Дзялошинского–Мории к обменному

определяет угол скоса между магнитными подрешетками и составляет 0.2%. Динамика намагниченностей подрешеток для АФМ-материалов со слабым ферромагнетизмом описывается с помощью стандартных уравнений Ландау–Лифшица. Однако в силу малой величины вектора намагниченности  $|\vec{m}| \ll |\vec{l}|$  и  $\vec{l}^2 = 1 - \vec{m}^2 \approx 1$ , где  $\vec{m} = \frac{M_1 + M_2}{2M_0}$  и  $\vec{l} = \frac{M_1 - M_2}{2M_0}$ , систему уравнений векторов намагниченности подрешеток можно свести к уравнению движения только антиферромагнитного вектора  $\vec{l}$  (вектор Нееля) [8–10].

Спиновые волны в АФМ могут существовать в широком диапазоне частот, от единиц гигагерц до нескольких десятков терагерц. Поскольку АФМ-материалы имеют малый суммарный вектор намагниченности, это позволяет прикладывать магнитные поля меньшего порядка для генерации спиновых волн. Такие свойства делают АФМ хорошими кандидатами для разработки микроволновых устройств и потенциальных приложений для магнитной памяти [11], генераторов [12–14], волноводов [15] и др., поэтому исследования в этой области актуальны [16–18].

Другой интерес представляет возможность управления свойствами спиновых волн в АФМ с помощью упругих напряжений [19,20]. До сих пор, однако, остается открытым вопрос о влиянии механических деформаций на частоту антиферромагнитной моды, имеющей более высокие частоты, чем ферромагнитная мода.

В настоящей статье рассматриваются свойства распространяющихся магнитоупругих волн в структуре, содержащей АФМ-слой, размещенный на упругой немагнитной подложке. Описана математическая модель распространения связанных магнитоупругих волн в структуре АФМ-пленка|упругая подложка; представлен численный расчет дисперсионного соотношения магнитоупругих волн с конкретными выбранными материалами АФМ и упругой подложкой, а также рассмотрены вопросы влияния внешнего магнитного поля и разной толщины АФМ-пленки при фиксированном давлении на частоту магнитоупругого резонанса.

## 2. Модель

Рассмотрим распространение поверхностных упругих волн Лава [21,22] в гетероструктуре, содержащей тонкий слой на упругой подложке. Волны Лава являются сдвиговыми упругими волнами. Для их существования необходимо, чтобы скорость поперечных акустических волн в слое была меньше чем в подложке:

$$S_{t1} < S_{t2}, \quad (1)$$

где  $S_{t1}$  — скорость объемных сдвиговых волн в слое,  $S_{t2}$  — скорость объемных сдвиговых волн в подложке.

В гетероструктуре, содержащей тонкий магнитный слой АФМ на упругой подложке, могут распространяться связанные магнитоупругие волны [23,24]. На рис. 1 изображена такая структура тонкого АФМ-слоя 1 на упругой немагнитной подложке 2. Для передачи внешних деформаций можно выбрать пьезоэлектрическую подложку и подавать напряжение через электроды. Тогда при приложении электрического поля механические напряжения в подложке будут воздействовать на магнитную подсистему АФМ-слоя.

В работе использовалось уравнение для динамики вектора Нееля  $\vec{l}$  [8,9,10]. В этом случае вектор  $\vec{m}$  определяется вектором  $\vec{l}$  и его производной по времени  $\partial\vec{l}/\partial t$ . Уравнения для такой модели могут быть получены непосредственно из лагранжиана с использованием магнитной симметрии АФМ [9]. Вариация лагранжиана дает замкнутые уравнения для вектора Нееля. При помощи вариации лагранжиана было получено общее уравнение [9]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_m^2 \nabla^2\right) \vec{l} \times \vec{l} = 2g(\vec{l}\vec{H}) \frac{\partial \vec{l}}{\partial t} - g^2 \left\{ l_z (l_y \vec{e}_x - l_x \vec{e}_y) H_D + 2bl_z (\vec{l} \times \vec{e}_z) M_0 H_e \right\} + g^2 \left( \vec{l} \frac{\partial (F_{me} + F_{ms})}{\partial \vec{L}} \right) H_e, \quad (2)$$

где  $\vec{L} = \vec{M}_1 - \vec{M}_2 = 2\vec{M}_0$  — антиферромагнитный вектор,  $V_m$  — фазовая скорость спиновой волны,  $g$  — гиромагнитное отношение,  $b$  — константа неоднородного обмена,  $H_D$  — поле Дзялошинского–Мории,  $H_e$  — обменное поле,  $\vec{e}_{x,y,z}$  — единичный вектор вдоль соответствующей

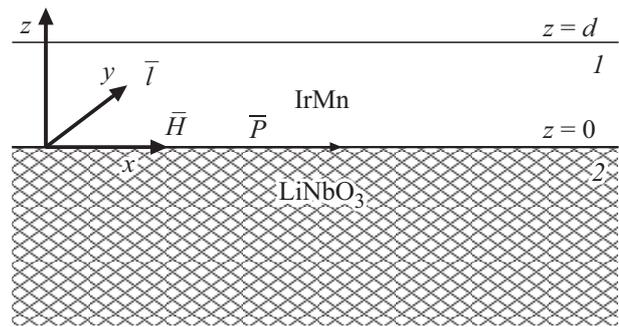


Рис. 1. Геометрия структуры тонкого слоя АФМ (IrMn) толщиной  $d = 6 \mu\text{m}$  на упругой подложке (LiNbO<sub>3</sub>).

оси,  $F_{me}$  — магнитоупругая энергия и  $F_{ms}$  — наведенная магнитоупругая энергия. Расчеты сделаны в приближении изотропии упругих и магнитоупругих свойств антиферромагнетика.

Для учета наведенной магнитоупругости в данной работе использовалась модель, которая учитывает влияние внешнего упругого давления [25]. Если, например, подложка — пьезоэлектрик, то приложенное к нему электрическое поле вызывает в нем упругие напряжения. Эти напряжения индуцируют дополнительную магнитную анизотропию в плоскости кристалла. Поскольку антиферромагнетик подвергнут деформациям, к его полной энергии прибавится энергия упругих напряжений. Формула, выражающая зависимость энергии от величины деформации и направления спонтанной намагниченности, имеет вид [25]:

$$F_{ms} = -\frac{3}{2} \lambda \sigma \left( \cos^2(\varphi) - \frac{1}{3} \right), \quad (3)$$

где  $\lambda$  — константа магнитоупругости, значение которой зависит от кристаллографического направления;  $\sigma$  — нормальная компонента тензора механических напряжений; и  $\varphi$  — угол между вектором спонтанного намагничивания и направлением оси напряженного состояния.

Для описания свойств упругой волны использовался закон Гука в виде:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{ik}$  — это тензор механических напряжений. Находим решение для продольного и поперечного волновых чисел в виде  $l_x = \exp[i(ky - \omega t) + qz]$  и для  $u_x = \exp[i(ky - \omega t) + kz]$  уравнения движения и получаем условия:

$$\kappa_1 = \left[ \frac{\omega^2}{S_{t1}^2} - \kappa^2 \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

$$\kappa_2 = \left[ -\frac{\omega^2}{S_{t2}^2} + \kappa^2 \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

$$q = \frac{[\omega^4 + (k^2 + \kappa^2)(\omega^2 S_t^2 + V_m^2 S_t^2 - V_m^2 S_t^2 - \omega_{sk} S_t^2) - V_m^2 k^2 - \omega_{me} \omega_e \omega_{tk}^2]}{V_m^2 \omega^2 \left[ 1 + \frac{S_t^2}{\omega^2} (k^2 + \kappa^2) \right]}, \quad (7)$$

где  $k$  — волновое число,  $S_t = \left[ \frac{C_{44}}{\rho} \right]^{1/2}$  — скорость поперечного звука,  $\omega_{me}$ ,  $\omega_e$  — магнитоупругая и упругая частоты соответственно,

$$\omega_{sk} = [V_m^2 k^2 + \omega_H(\omega_H - \omega_D) + \omega_e \omega_{me}]^{1/2},$$

$\omega_{tk} = S_t k$ . Для нахождения дисперсии воспользуемся гармонической формой функции

$$l_x = [A \sin(qz) + B \cos(qz)] \exp[i(ky - \omega t)]$$

для экспоненциального затухания упругих волн в подложке. Полученные формы функций подставляются в граничные условия. Граничные условия заключаются в условиях закрепления спинов на границе магнитного слоя с подложкой, равенстве нулю компонент тензора упругих напряжений на свободной границе и равенстве компонент нормальных напряжений между слоями. В результате получаем уравнения

$$\sigma_1 + 4bM_0^2 l_x = 0, \quad z = d; \quad (8)$$

$$\sigma_1 + 4bM_0^2 l_x = \sigma_2, \quad z = 0; \quad (9)$$

$$u_{z1} = u_{z2}, \quad z = 0; \quad (10)$$

$$l_y \frac{\partial l_x}{\partial z} - l_x \frac{\partial l_y}{\partial z} = 0, \quad z = d; \quad (11)$$

$$l_y \frac{\partial l_x}{\partial z} - l_x \frac{\partial l_y}{\partial z} = 0, \quad z = 0. \quad (12)$$

Для нахождения дисперсионной зависимости магнитоупругих волн в гетероструктуре АФМ на упругой подложке, заданной выражениями (8–12), требуется найти решение для детерминанта матрицы  $5 \times 5$ .

### 3. Численный расчет

Для численного расчета мы использовали следующие параметры слоя IrMn и упругой подложки LiNbO<sub>3</sub>:

$$d = 6 \mu\text{m}, \quad \rho_1 = 15.6 \text{ g/cm}^3, \quad \rho_2 = 4.65 \text{ g/cm}^3,$$

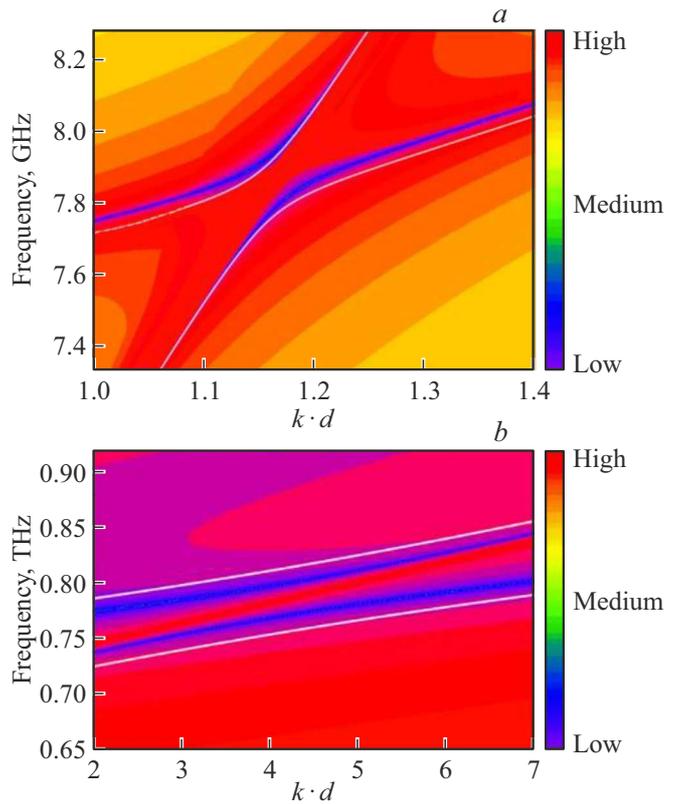
$$C_{44}^1 = 5.02 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2, \quad C_{44}^2 = 6.1 \cdot 10^{11} \text{ dyn/cm}^2,$$

$$M_0 = 970 \text{ G}, \quad D_z = 1.01 \cdot 10^{-9} \text{ Oe/cm}^3,$$

$$b = 7 \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3, \quad \gamma = 1.78 \cdot 10^7 \text{ g/cm}^2$$

$$\text{и } H_E = 1.4 \cdot 10^3 \text{ Oe.}$$

Численно рассчитанная дисперсионная характеристика (8–12) представлена на рис. 2. Для АФМ спектр чисто спиновых волн состоит из двух ветвей (низкочастотной и высокочастотной). Как правило, низкочастотная ветвь лежит в гигагерцовом диапазоне, а высокочастотная — в терагерцовом.



**Рис. 2.** Дисперсионная характеристика магнитоупругих волн в структуре, содержащей АФМ на упругой немагнитной подложке во внешнем магнитном поле 190 Ое: *a*) магнитоупругая щель в GHz-диапазоне  $\omega_{\text{GHz}}$ , *b*) магнитоупругая щель в THz-диапазоне  $\omega_{\text{THz}}$ .

Частота магнитоупругого резонанса, как показано на рис. 2, *a*, равна

$$\frac{\omega_{\text{GHz}}}{2\pi} \approx 7.87 \text{ GHz}$$

для нижней моды. В терагерцовом диапазоне (рис. 2, *b*) частота магнитоупругого резонанса составляет

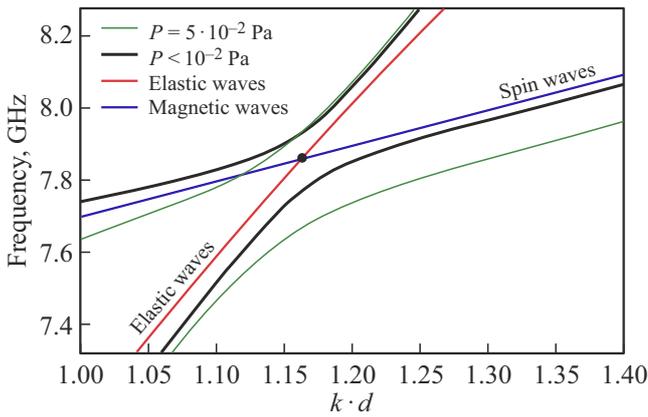
$$\frac{\omega_{\text{THz}}}{2\pi} \approx 0.7895 \text{ THz.}$$

Такая точность частоты  $\omega_{\text{THz}}$  обусловлена узким резонансом в терагерцовой ветви.

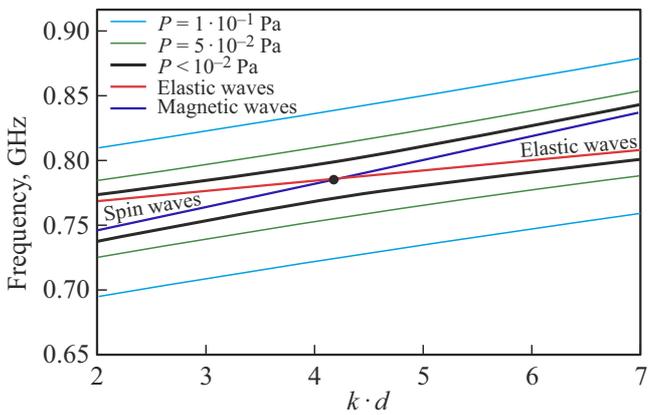
На рис. 3 и 4 изображены синим цветом — невзаимодействующие спиновые волны, красным цветом — невзаимодействующие упругие волны Лава, черным цветом — решение для детерминанта матрицы (8–12) и зеленым цветом — решение с учетом давления.

На рис. 3 представлена дисперсионная зависимость магнитоупругих волн при разных давлениях для нижней моды. При увеличении внешнего давления происходит изменение частоты магнитоупругого резонанса. Можно отметить, что резонанс смещается в более длинноволновую область.

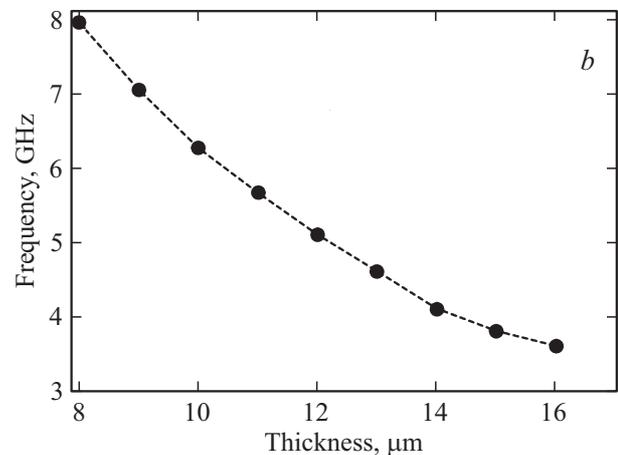
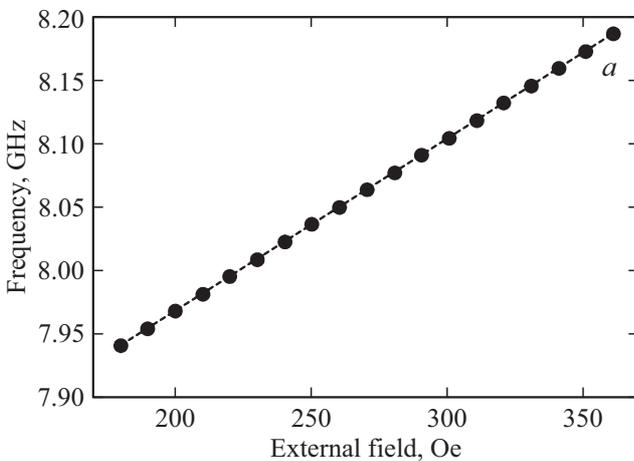
На рис. 4 представлена дисперсионная характеристика магнитоупругих поверхностных волн Лава для



**Рис. 3.** Дисперсионная характеристика для гетероструктуры, содержащей слой АФМ на упругой подложке, во внешнем поле и при различном внешнем давлении в гигагерцовом диапазоне. Тонкая синяя линия — сравнительная кривая для магнитной подсистемы, красная — сравнительная кривая для упругих волн Лава.



**Рис. 4.** Дисперсионная характеристика для гетероструктуры, содержащей слой АФМ на упругой подложке, во внешнем поле и при различном внешнем давлении в терагерцовом диапазоне. Тонкая синяя линия — сравнительная кривая для магнитной подсистемы, красная — сравнительная кривая для упругих волн Лава.



**Рис. 5.** Зависимость резонансной частоты от внешних условий: а) от внешнего поля под давлением, и б) от толщины АФМ-слоя под давлением.

гетероструктуры, содержащей слой антиферромагнетика на упругой подложке, при различном давлении для верхней моды. По характеру воздействия давления на резонансные свойства можно увидеть, что при увеличении давления происходит уширение спектра и изменение резонансной частоты. Заметно, что характер взаимодействия давления на нижнюю и верхнюю моды различен. Это связано с тем, что в терагерцовой области резонанс более узкий и для смещения резонансной частоты в более длинноволновую область требуются бóльшие значения давления.

На рис. 5,а показано, что с увеличением внешнего поля резонансная частота поверхностных спиновых волн также увеличивается. В случае нулевого магнитного поля значение резонансной частоты должно быть пропорционально значению  $\sqrt{\omega_E \omega_A}$ , где  $\omega_E$  — частота эффективного обменного поля, а  $\omega_A$  — частота поля анизотропии. На рис. 5,б представлены результаты изменения резонансной частоты с изменением толщины слоя АФМ. Видно, что значение резонансной магнитоупругой частоты уменьшается с увеличением толщины слоя АФМ. Таким образом, изменяя толщину АФМ-слоя или внешнее постоянное магнитное поле, можно управлять резонансной частотой.

#### 4. Заключение

В настоящей работе было рассмотрено распространение магнитоупругих волн Лава в тонком слое антиферромагнетика на упругой подложке, когда на пленку оказано внешнее давление. Для численных оценок использовались материалы: АФМ-слой — IrMn и упругая подложка — LiNbO<sub>3</sub>, а также получена дисперсионная характеристика магнитоупругих волн в такой структуре. Установлено, что частота магнитоупругого резонанса первой моды для структуры IrMn|LiNbO<sub>3</sub> составляет 7.87 GHz, резонансная частота в терагерцовом диапазоне принимает значение 0.79 THz, а при давлении

происходит уширение спектра в терагерцовой области и в гигагерцовой области — смещение частоты в более длинноволновую область. При приложении давления к АФМ-структуре существенно увеличивается собственная частота колебаний магнитных подрешеток АФМ ферромагнитной моды.

Исследование структур, содержащих тонкий слой АФМ, расширяет перспективы применения и разработки магнитоупругих датчиков, магнитных носителей для записи информации и запоминающих устройств.

### Финансирование работы

Теоретический расчет выполнен за счет финансовой поддержки проекта РФФИ № 19-19-00607-П, а численное моделирование произведено при финансовой поддержке проекта РФФИ № 23-79-00016.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] V.V. Kruglyak, S. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 26, 264001 (2010).
- [2] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. *УФН* **185**, 10, 1099 (2015). [S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin, Yu.N. Barabanenkov, S.A. Osokin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevsky, Yu.A. Filimonov, Yu.V. Khivintsev, S.L. Vysotsky, V.K. Sakharov, E.S. Pavlov. *Phys.–Usp.* **58**, 10, 1002 (2015).]
- [3] S. Yin, H. Xiao, C. Xu, J. Wang, M. Deng, T. Kundu. *Ultrasonics* **124**, 106770 (2022).
- [4] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук. *УФН* **190**, 10, 1009 (2020). [S.A. Nikitov, A.R. Safin, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.V. Logunov, M.A. Morozova, S.A. Odintsov, S.A. Osokin, A.Yu. Sharaevskaya, Yu.P. Sharaevsky, A.I. Kirilyuk. *Phys.–Usp.* **63**, 10, 945 (2020).]
- [5] D. Xiong, Y. Jiang, K. Shi, A. Du, Y. Yao, Z. Guo, D. Zhu, K. Cao, S. Peng, W. Cai, D. Zhu, W. Zhao. *Fundam. Res.* **2**, 4, 522 (2022).
- [6] I. Dzyaloshinsky. *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 4, 241 (1958).
- [7] T. Moriya. *Phys. Rev. Lett.* **4**, 5, 228 (1960).
- [8] I.E. Dikshstein, S.-H.S. Salk. *Phys. Rev. B* **53**, 22, 14957 (1996).
- [9] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. *УФН* **155**, 8, 593 (1988). [V.I. Ozhogin, V.L. Preobrazhenskii. *Phys.–Usp.* **31**, 8, 713 (1988).]
- [10] Б.А. Иванов. *ЖЭТФ* **158**, 1(7), 103 (2020). [B.A. Ivanov. *JETP* **131**, 1, 95 (2020).]
- [11] T. Kosub, M. Kopte, R. Hühne, P. Appel, B. Shields, P. Maletinsky, R. Hübner, M.O. Liedke, J. Fassbender, O.G. Schmidt, D. Makarov. *Nature Commun.* **8**, 1, 13985 (2017).
- [12] R. Khymyn, V. Tiberkevich, A. Slavin. *AIP Advances* **7**, 5, 055931 (2017).
- [13] H. Gomonay, T. Jungwirth, J. Sinova. *Phys. Rev. B* **98**, 10, 104430 (2018).
- [14] A. Safin, V. Puliafito, M. Carpentieri, G. Finocchio, S. Nikitov, P. Stremoukhov, A. Kirilyuk, V. Tiberkevich, A. Slavin. *AIP Publishing* **117**, 22, 222411 (2020).
- [15] C. Jia, M. Chen, A. Schäffer, J. Berakdar. *NPJ Computat. Mater.* **7**, 101 (2021).
- [16] V.D. Buchelnikov, D.M. Dolgushin, I.V. Bychkov. *J. Magn. Magn. Mater.* **305**, 2, 470 (2006).
- [17] Z.V. Gareeva, R.A. Doroshenko. *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 18, 2249 (2008).
- [18] T. Dai, D.V. Kalyabin, S.A. Nikitov. *Ultrasonics* **121**, 106656 (2021).
- [19] A. Khitun, M. Bao, K.-L. Wang. 2th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications (CNNA 2010) **47**, 464 (2009).
- [20] V.L. Preobrazhensky, L.M. Krutyansky, N. Tiercelin, P. Pernod. *Tech. Phys. Lett.* **46**, 1, 38 (2020).
- [21] A.E.H. Love. Cambridge University Press (1911).
- [22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Физматлит, М. (2003). 264 с.
- [23] H. Matthews, H. van de Vaart. *Appl. Phys. Lett.* **15**, 11, 373 (1969).
- [24] R.E. Camley. *J. Appl. Phys.* **50**, 8, 5272 (1979).
- [25] В.А. Игнатенко, С.В. Вонсовский. *ФММ* **12**, 5, 456 (1960).

Редактор Е.В. Толстякова