

11

Детектирование субтерагерцевых колебаний на основе гетероструктуры антиферромагнетик/тяжелый металл

© Е.Е. Козлова^{1,2}, А.Р. Сафин^{1,2}¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия² Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия

E-mail: elizabethkozlova1@gmail.com

Поступило в Редакцию 15 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 18 марта 2022 г.

Принято к публикации 18 марта 2022 г.

Исследована модель детектора субтерагерцевых электромагнитных волн, построенного на основе массива гетероструктур, содержащих антиферромагнетик и тяжелый металл. Показано, что перестройку рабочей частоты детектора можно осуществлять постоянным магнитным полем, приложенным по направлению легкой оси намагничивания антиферромагнетика. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты внешней электромагнитной волны для различных значений постоянного магнитного поля носит резонансный характер, причем увеличение постоянного магнитного поля ведет к росту величины резонансного пика. Показано, что использование массива антиферромагнетиков в виде гребенчатой структуры позволяет увеличить уровень выпрямленного выходного напряжения.

Ключевые слова: спиновый эффект Холла, антиферромагнетик, резонансное выпрямление, перестройка частоты.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.09.52451.19079

Терагерцевое (THz) излучение может практически применяться в медицине и устройствах безопасности, спектроскопии веществ, а также в астрономии [1,2]. В настоящее время существуют заметные трудности с разработкой компактных и перестраиваемых по частоте генераторов и детекторов THz-излучения, работающих при комнатных температурах [2,3]. Перспективными материалами для использования в THz-технологиях являются антиферромагнетики (АФМ), резонансные частоты которых лежат в широких пределах от единиц GHz до десятков THz [4,5]. Ранее [6] была предложена двухслойная структура, состоящая из АФМ и слоя тяжелого металла (ТМ), которая использовалась для детектирования терагерцевого спинового тока. В [7] двухслойная структура, состоящая из проводящего АФМ и слоя ТМ, использовалась для детектирования внешнего THz-излучения, а в [8,9] был предложен механизм перестройки частоты THz-детектора на основе АФМ с помощью постоянного электрического тока. Цель работы состоит в теоретическом исследовании детектора субтерагерцевых колебаний, построенного на основе массива АФМ, с возможностью перестройки рабочей частоты постоянным магнитным полем. Настоящая работа является логическим продолжением [7], где изучалась схема детектора на основе гетероструктуры АФМ–ТМ без возможности перестройки резонансной частоты колебаний.

Физическая структура перестраиваемого по частоте детектора THz-колебаний на основе массива гетеропереходов АФМ–ТМ представлена на рис. 1. Гетероструктура ориентирована параллельно как постоянному магнитному полю $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}$, так и направлению рас-

пространения регистрируемой THz-волны. Магнитная компонента переменного электромагнитного поля имеет линейную поляризацию $\mathbf{h}_{AC} = h_{AC}(\cos \alpha_p \mathbf{x} + \sin \alpha_p \mathbf{y})e^{i\omega t}$ и ориентирована в плоскости образца, перпендикулярно легкой оси \mathbf{z} (α_p — угол поляризации в плоскости, h_{AC} и ω — амплитуда и частота переменного магнитного поля соответственно). Переменное THz-излучение, падающее на гетероструктуру со стороны прозрачной для THz-излучения подложки, индуцирует крутящий момент, который действует на магнитные подрешетки $\mathbf{M}_{1,2}$ массива АФМ и вызывает прецессию вектора Нееля $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_s$ (M_s — намагниченность насыщения АФМ) вблизи легкой оси анизотропии. Благодаря механизму спиновой накачки в массиве АФМ возникает спиновый ток, который конвертируется в электрический ток в слое ТМ. За счет обратного спинового эффекта Холла возникновение спинового тока в ТМ приводит к ненулевой разности потенциалов V_{out} на выходных электродах (рис. 1). Использование массива АФМ в гетероструктуре позволяет суммировать в общей шине платины вклады постоянных токов от каждого элемента, повышая уровень выпрямленного напряжения. Перестройка частоты АФМ-резонанса осуществляется постоянным магнитным полем. Математическая модель, описывающая динамику намагниченности вектора Нееля $\mathbf{l}(t)$ в АФМ, имеет вид [10–12]:

$$\mathbf{l} \times \left(\frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \hat{\Omega} \cdot \mathbf{l} \right) = \left[\mathbf{l} \times \gamma \frac{d\mathbf{h}_{AC}}{dt} \right] \times \mathbf{l} - (\mathbf{l} \cdot \gamma \mathbf{H}_0) [\mathbf{l} \times \gamma \mathbf{H}_0] - 2(\mathbf{l} \cdot \gamma \mathbf{H}_0) \frac{d\mathbf{l}}{dt}, \quad (1)$$

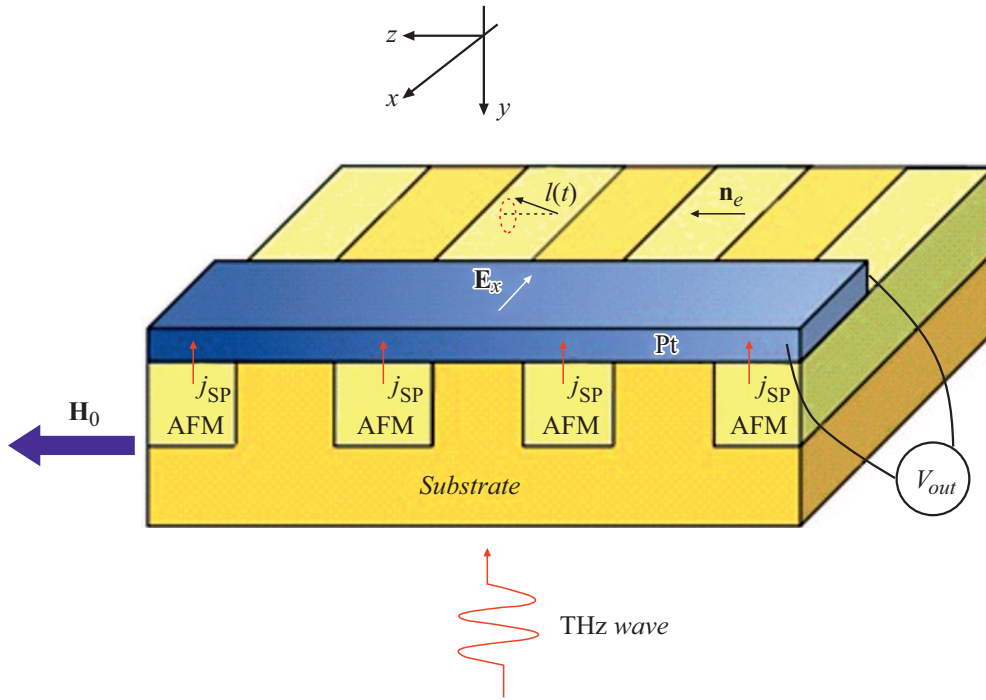


Рис. 1. Структурная схема детектора THz-колебаний, выполненного на основе гребенчатой структуры, содержащей массив антиферромагнетиков (AFM), выращенных на подложке (Substrate), прозрачной для THz-излучения, и имеющих общую шину тяжелого металла.

где $\gamma_{eff} = \alpha_{eff}\omega_{ex}$ — ширина спектральной линии АФМ-резонанса при нулевом магнитном поле H_0 [9], α_{eff} — эффективное затухание, включающее вклады от затухания Гильберта и спиновой накачки, $\gamma = 2\pi 28 \text{ GHz/T}$ — гиромагнитное отношение, $\hat{\Omega} = -\omega_{ex}\omega_A \mathbf{z} \otimes \mathbf{z}$ — матрица анизотропии. Здесь характерные частоты определяются следующим образом: $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$, $\omega_A = \gamma H_A$, где H_{ex} — внутреннее обменное поле АФМ, H_A — поле анизотропии АФМ. В левой части уравнения (1) присутствуют члены, отвечающие за инерцию, затухание и анизотропию, тогда как правая часть характеризует влияние внешних постоянного и переменного магнитных полей.

Запишем уравнение, описывающее динамику малых амплитуд вектора Нееля, в виде суммы статической составляющей \mathbf{l}_0 , характеризующей стационарное состояние, и вектора $\mathbf{s}(t)$, создаваемого внешним переменным магнитным полем, в следующем виде:

$$\mathbf{l}(t) = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s}(t)e^{i\omega t} + \text{c.c.} \quad (2)$$

Векторы \mathbf{l}_0 и \mathbf{s} удовлетворяют условию ортогональности, т.е. $(\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{s}) = 0$. Уравнение, описывающее основное состояние вектора Нееля, легко найти из (1) следующим образом (пусть $\omega_{DC} = \gamma H_0$):

$$\mathbf{l}_0 \times [\hat{\Omega} \cdot \mathbf{l}_0] = -\omega_{DC}^2 (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{z}) [\mathbf{l}_0 \times \mathbf{z}]. \quad (3)$$

Уравнение (3) свидетельствует о том, что для выбранного направления внешнего постоянного поля и коллинеарной ему оси анизотропии вектор стационарного состояния $\mathbf{l}_0 = \mathbf{z}$, т.е. вектор \mathbf{l}_0 ориентирован вдоль легкой

оси. Колебания динамического вектора $\mathbf{s}(t)$ происходят в плоскости $x-y$, и линеаризованное уравнение для его нахождения можно записать в виде

$$\begin{aligned} (-\omega^2 + i\omega\gamma_0)\mathbf{s} + \left[\hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot (\hat{\Omega}\mathbf{l}_0))\hat{\mathbf{I}} \right] \cdot \mathbf{s} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega}\mathbf{s})\mathbf{l}_0 \\ = i\omega\omega_{AC} [\mathbf{n}_{AC} \times \mathbf{l}_0] + \omega_{DC}^2 (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{z})^2 \mathbf{s} \\ + 2i\omega\omega_{DC} (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{z}) [\mathbf{l}_0 \times \mathbf{s}], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathbf{n}_{AC} = \cos \alpha_p \mathbf{x} + \sin \alpha_p \mathbf{y}$ и $\omega_{AC} = \gamma h_{AC}$.

Перепишем (4) с учетом проекций $s_{x,y}$ в виде

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_0 & 2i\omega\omega_{DC} \\ -2i\omega\omega_{DC} & \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \end{pmatrix} \\ = i\omega\omega_{AC} \begin{pmatrix} \sin \alpha_p \\ -\cos \alpha_p \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\omega_0^2 = \omega_{ex}\omega_A - \omega_{DC}^2$. Решение линейного уравнения (5) представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \end{pmatrix} = \frac{i\omega\omega_{AC}}{D(\omega)} \begin{pmatrix} \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_0 & -2i\omega\omega_{DC} \\ 2i\omega\omega_{DC} & \omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_0 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} \sin \alpha_p \\ -\cos \alpha_p \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $D(\omega) = (\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_0)^2 - (2\omega\omega_{DC})^2$ — определитель матрицы, стоящей в левой части уравнения (5). Для случая с низким затуханием уравнение $D = 0$ дает

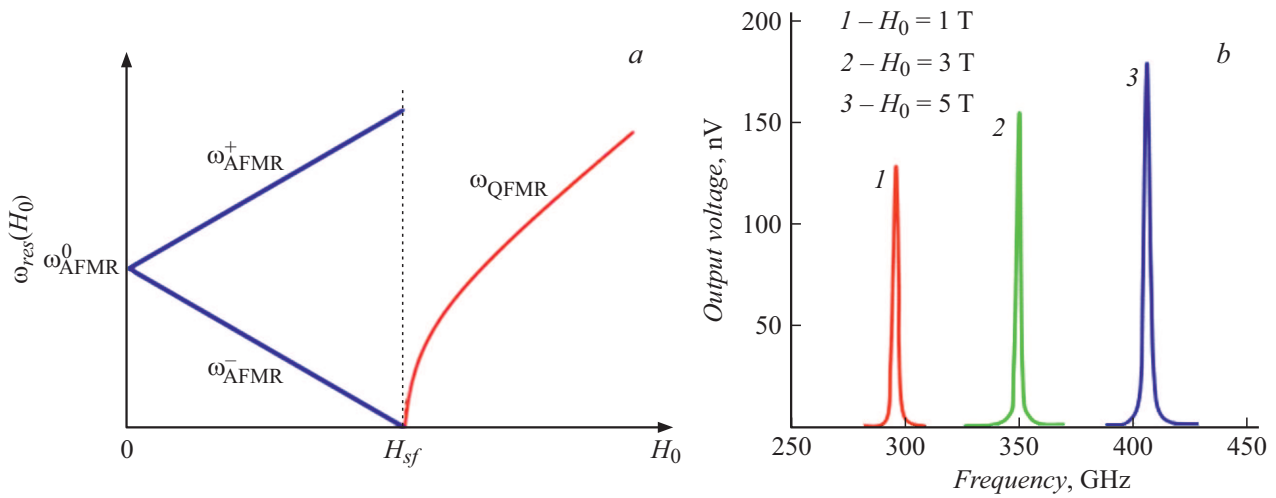


Рис. 2. Зависимости частот антиферромагнитного резонанса от внешнего приложенного поля (а) и выпрямленного напряжения верхней моды от частоты внешней электромагнитной волны для трех значений внешнего постоянного магнитного поля (б).

резонансные частоты АФМ с учетом приложенного постоянного магнитного поля

$$\omega_{\text{AFMR}}^{\pm} = \omega_{\text{AFMR}}^0 \pm \omega_{\text{DC}}, \quad H_0 < H_{sf}, \quad (7)$$

$$\omega_{\text{QFMR}} = \sqrt{(\omega_{\text{DC}})^2 - (\omega_{\text{AFMR}}^0)^2}, \quad H_0 > H_{sf}, \quad (8)$$

где $\omega_{\text{AFMR}}^0 = \sqrt{\omega_{ex}\omega_A}$ — частота АФМ-резонанса при нулевом приложенном постоянном магнитном поле, $H_{sf} = \sqrt{H_{ex}H_A}$ — поле спин-флопа, где вектор Нееля меняет направление на плоскость, перпендикулярную направлению внешнего постоянного поля. Зависимость резонансных частот от внешнего поля H_0 , построенная по выражениям (7), (8), показана на рис. 2, а. Такая зависимость была получена экспериментально для различных АФМ с легкой осью анизотропии [13,14]. Поскольку для выпрямления квазиферромагнитной частоты требуется поле, превышающее поле спин-флопа, достижение которого подразумевает использование источников магнитного поля более 5–7 Т, рассмотрим выпрямление сигналов в полях ниже поля спин-флопа.

Получим выражение для постоянного обратного спинового напряжения Холла V_{out} , создаваемого спиновой накачкой из АФМ в слой ТМ. Ток спиновой накачки \mathbf{j}_{SP} можно найти с учетом вектора Нееля \mathbf{l} и вектора намагниченности \mathbf{m} [1]:

$$\mathbf{j}_{\text{SP}} = \frac{\hbar g_r}{2\pi} \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right], \quad (9)$$

где g_r — действительная часть проводимости на границе слоя АФМ–ТМ, \hbar — приведенная постоянная Планка. Вектор намагниченности \mathbf{m} в соответствии с „сигма-моделью“ можно представить в виде [10–12]:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\omega_{ex}} \left[\mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} + [\mathbf{l} \times \gamma(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{AC})] \times \mathbf{l} \right]. \quad (10)$$

Выходное постоянное напряжение находится из выражения [7]: $V_{out} = N\kappa'(\mathbf{x} \cdot \mathbf{j}_{\text{SP}})$, где N — количество АФМ в гребенчатой структуре, $\kappa' = \frac{L\theta_{\text{SH}}e\lambda_{\text{Pt}}\rho}{d_{\text{Pt}}\hbar} \tanh\left(\frac{d_{\text{Pt}}}{2\lambda_{\text{Pt}}}\right)$ — коэффициент пропорциональности, L — расстояние между выходными контактами, θ_{SH} — спиновый угол Холла в ТМ, e — заряд электрона, λ_{Pt} — длина спиновой диффузии в ТМ, ρ — электрическое сопротивление ТМ, d_{Pt} — толщина слоя Pt.

После упрощений получим выражение для выходного постоянного напряжения из (9) с учетом (6) в виде

$$\begin{aligned} V_{out}(\omega) &= N\kappa \left\langle s_x \frac{ds_y}{dt} - s_y \frac{ds_x}{dt} \right\rangle \\ &= \frac{4N\kappa\omega^4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega_{\text{DC}}}{|D(\omega)|^2} \omega_{\text{AC}}^2, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\kappa = \kappa' \hbar g_r / (2\pi)$.

На рис. 2, б показана зависимость выходного напряжения детектора при резонансе для АФМ от частоты ω при различных значениях внешнего магнитного поля H_0 для верхней ветви резонансной кривой на рис. 2, а. В наших численных расчетах мы предполагаем, что слой АФМ представляет собой MnF_2 , а ТМ — Pt, и из [14] $\alpha_{eff} = 0.5 \cdot 10^{-3}$, $\theta_{\text{SH}} = 0.08$, $\lambda_{\text{Pt}} = 1.4 \text{ nm}$, $d_{\text{Pt}} = 5 \text{ nm}$, $\rho = 2.5 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$, $g_r = 2.86 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Как видно из рис. 2, б резонансное напряжение увеличивается с увеличением магнитного поля и соответствует долям μV при амплитуде $h_{AC} = 1 \text{ mT}$, что соответствует результатам экспериментов по спиновой накачке в одноосных АФМ [13,14].

На рис. 3 представлена зависимость выпрямленного выходного напряжения верхней моды от количества антиферромагнетиков в гребенчатой структуре. Увеличение числа АФМ в массиве приводит к линейному росту выходного напряжения, т.е. для практической реализации схемы перестраиваемого детектора субгерцевых колебаний предпочтительнее использовать

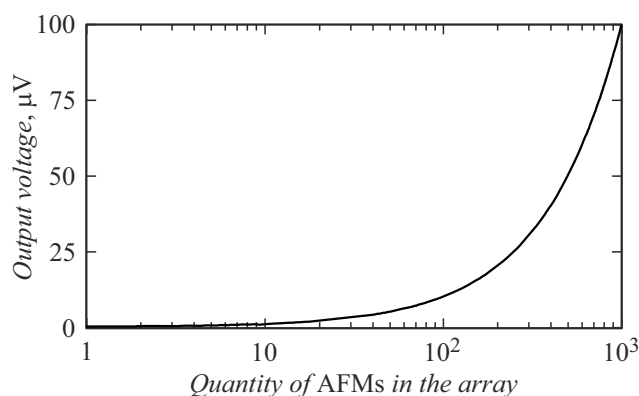


Рис. 3. Зависимость выпрямленного выходного напряжения верхней моды от количества антиферромагнетиков в гребенчатой структуре.

массив связанных АФМ-структур для повышения уровня выходного выпрямленного напряжения.

Таким образом, в работе исследована теория резонансного детектирования THz-колебаний с помощью гетероструктуры антиферромагнетик–тяжелый металл. Показано, что перестройку рабочей частоты детектора можно осуществлять с помощью постоянного магнитного поля. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты внешней электромагнитной волны для различных значений постоянного магнитного поля носит резонансный характер с пиком, соответствующим частоте антиферромагнитного резонанса, причем увеличение постоянного магнитного поля ведет к росту величины резонансного пика. Рассчитанный уровень выпрямленного напряжения для единичного АФМ соответствует полученным в экспериментах с одноосным АФМ [13,14]. Отметим, что перспективными материалами для использования в описанном детекторе являются ферромагнетики с резонансными частотами в единицы и сотни GHz [15–18], что является предметом отдельного детального исследования и в настоящей работе не рассматривается. Предлагаемый детектор может быть реализован в наномасштабе или состоять из большого количества наноразмерных функциональных блоков АФМ–ТМ. Выделим для сравнения сверхпроводящие болометры [19] и сверхпроводящие болометры на горячих электронах [20], также используемые в качестве детекторов терагерцевого диапазона. Они обладают высокой чувствительностью, однако требуют криогенных температур для функционирования, что является их существенным недостатком. Использование массива АФМ позволяет значительно увеличить уровень выпрямленного выходного напряжения детектора.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта „Разработка устройств формирования, приема и обработки сигналов, выполненных на основе магнитных наноструктур“ при

поддержке гранта НИУ „МЭИ“ на реализацию программ научных исследований „Энергетика“, „Электроника, радиотехника и IT“ и „Технологии индустрии 4.0 для промышленности и робототехника“ в 2020–2022 гг.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.*, **90**, 015005 (2018). DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015005
- [2] F. Sizov, A. Rogalski, *Prog. Quantum Electron.*, **34**, 278 (2010). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2010.06.002
- [3] B. Ferguson, X.-C. Zhang, *Nature Mater.*, **1**, 26 (2002). DOI: 10.1038/nmat708
- [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. Кирилюк, *УФН*, **190** (10), 1009 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2019.07.038609 [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). DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038609].
- [5] А.Р. Сафин, С.А. Никитов, А.И. Кирилюк, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, П.А. Стрёмухов, М.В. Логунов, П.А. Попов, *ЖЭТФ*, **158** (1), 85 (2020). DOI: 10.31857/S0044451020070081 [A.R. Safin, S.A. Nikitov, A.I. Kirilyuk, D.V. Kalyabin, A.V. Sadovnikov, P.A. Stremoukhov, M.V. Logunov, P.A. Popov, *JETP*, **131** (1), 71 (2020). DOI: 10.1134/S1063776120070110].
- [6] R. Khymyn, V. Tiberkevich, A. Slavin, *AIP Adv.*, **7**, 055931 (2017). DOI: 10.1063/1.4977974
- [7] А.Р. Сафин, Е.Е. Козлова, Д.В. Калябин, С.А. Никитов, *Письма в ЖТФ*, **47** (16), 20 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.16.51323.18840 [A.R. Safin, E.E. Kozlova, D.V. Kalyabin, S.A. Nikitov, *Tech. Phys. Lett.*, **47**, 814 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021080241].
- [8] O. Gomonay, T. Jungwirth, J. Sinova, *Phys. Rev. B*, **98**, 104430 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.98.104430.
- [9] A. Safin, V. Puliafito, M. Carpentieri, G. Finocchio, S. Nikitov, P. Stremoukhov, A. Kirilyuk, V. Tyberkevych, A. Slavin, *Appl. Phys. Lett.*, **117**, 222411 (2020). DOI: 10.1063/5.0031053
- [10] А.К. Звездин, *Письма в ЖЭТФ*, **29** (10), 605 (1979). [A.K. Zvezdin, *JETP Lett.*, **29** (10), 553 (1979)].
- [11] И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, *ФНТ*, **5** (7), 759 (1979). [I.V. Baryakhtar, B.A. Ivanov, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **5**, 361 (1979)].
- [12] А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, *УФН*, **130** (1), 39 (1980). DOI: 10.3367/UFNr.0130.198001b.0039 [A.F. Andreev, V.I. Marchenko, *Sov. Phys. Usp.*, **23** (1), 21 (1980). DOI: 10.1070/pu1980v023n01abeh004859].
- [13] J. Li, C.B. Wilson, R. Cheng, M. Lohmann, M. Kavand, W. Yuan, M. Aldosary, N. Agladze, P. Wei, M.S. Sherwin, J. Shi, *Nature*, **578**, 70 (2020). DOI: 10.1038/s41586-020-1950-4.

- [14] P. Vaidya, S. Morley, J. van Tol, Y. Liu, R. Cheng, A. Brataas, D. Lederman, E. del Barco, *Science*, **368**, 160 (2020). DOI: 10.1126/science.aaz4247
- [15] A.B. Ustinov, G. Srinivasan, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 142503 (2008). DOI: 10.1063/1.2996585
- [16] A.B. Ustinov, A.S. Tatarenko, G. Srinivasan, A.M. Balbashov, *J. Appl. Phys.*, **105**, 023908 (2009). DOI: 10.1063/1.3067759
- [17] I. Lisenkov, R. Khymyn, J. Åkerman, N. Sun, B. Ivanov, *Phys. Rev. B*, **100**, 100409(R) (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.100409
- [18] B. Divinskiy, G. Chen, S. Urazhdin, S. Demokritov, V. Demidov, *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 044016 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.044016
- [19] J. Clarke, G. Hoffer, P. Richards, N.H. Yeh, *J. Appl. Phys.*, **48**, 4865 (1977). DOI: 10.1063/1.323612
- [20] M. Kenyon, P.K. Day, C.M. Bradford, J.J. Bock, H.G. Leduc, *J. Low Temp. Phys.*, **151**, 112 (2008). DOI: 10.1007/S10909-007-9630-4