05,13

Фотогальванический эффект в ферромагнетике со спин-орбитальным взаимодействием

© Е.А. Караштин

[1] Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: eugenk@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.
В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.
Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Теоретически рассчитан эффект возникновения электрического тока под действием электромагнитного излучения на границе ферромагнетика и немагнитного материала с учетом спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Показано, что снятие запрета на электродипольные переходы между спиновыми подзонами электронов проводимости ферромагнетика за счет взаимодействя Рашбы приводит к фототоку, который имеет резонанс на частоте, соответствующей энергии обменного расщепления спиновых подзон. Ширина резонанса определяется константой спин-орбитального взаимодействия. Сделанные оценки показывают возможность экспериментального наблюдения данного эффекта в специально подготовленных плоскослоистых системах.

Ключевые слова: ферромагнетик, обменное взаимодействие, спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, фотогальванический эффект.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52825.28HH

1. Введение

Связь спиновых и орбитальных степеней свободы в ферромагнетиках приводит к ряду необычных и интересных явлений в оптике и транспорте. В неколлинеарных ферромагнетиках возникают такие явления, как невзаимное рассеяние света [1,2] и генерация сигнала на удвоенной частоте [3], поглощение и излучение электромагнитных волн за счет переходов электронов проводимости между спиновыми подзонами [4–8]. В некомпланарных магнитных системах наблюдается топологический эффект Холла [9–11], эффект выпрямления для нейтронов [12–14] и электронов [15–17]. На стыке оптических и транспортных явлений находится фотогальванический эффект [18], близкий к эффекту выпрямления переменного электрического поля в некомпланарном ферромагнетике [15]. Этот эффект, как и поглощение электромагнитного излучения, возникает за счет переходов электронов проводимости между спиновыми подзонами ферромагнетика под действием электрического поля электромагнитной волны. Некомпланарность магнитного момента позволяет связать спиновое состояние с движением вдоль выделенной оси и приводит к тому, что оптические переходы сопровождаются протеканием постоянного электрического тока. Это становится возможным в результате наличия пространственной неоднородности намагниченности. В настоящей работе выполнен расчет аналогичного фотогальванического эффекта в однородном ферромагнетике, в котором электродипольные переходы разрешены за счет спин-орбитального взаимодействия Рашбы.

Ранее изучались оптические эффекты в полупроводниках со спин-орбитальным взаимодействием, помещенных во внешнее магнитное поле [19]. Система, рассмотренная в данных работах существенно отличается от рассмотренной в настоящей работе ферромагнитной системы, однако, физическая суть явлений близка. Также исследовалось влияние спин-орбитального взаимодействия на транспорт электронов в различных, в том числе, ферромагнитных системах. Теоретически предсказывалось наличие персистирующих спинового [20] и электрического [21] токов в мезоскопических кольцах со спин-орбитальным взаимодействием, а также в кольце со взаимодействием Рашбы, которое соединено с ферромагнетиком [22]. В [23] рассматриваются фотодетекторы на основе двумерного MoS_2, являющегося полупроводником и имеющего внутреннее спин-орбитальное взаимодействие. В работе [24] в численных расчетах на основе метода неравновесных функций Грина рассмотрен эффект фотоиндуцированного напряжения, возникающий в зигзагообразных нанолентах из двумерного MoS_2, имеющих спонтанный магнитный момент.

В настоящей работе рассмотрен фотогальванический эффект, обусловленный переходами электронов проводимости между спиновыми подзонами под действием электрического поля волны на границе ферромагнетика и тяжелого металла. Такие системы в последнее время достаточно активно исследуются в связи с наличием на границе взаимодействия Дзялошинского–Мория [25–28], которое может, в частности, появляться из-за спин-орбитального взаимодействия Рашбы [29,30]. Рассмотренный в настоящей работе эффект обладает резонансом на частоте обменного расщепления спиновых подзон и поэтому достаточно силен. Он мог бы найти применение при исследовании свойств ферромагнетиков и их границ с другими веществами. В частности, по наблюдению эффекта можно установить константу обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными электронами, ответственными за намагниченность, оценить время релаксации импульса электронов, а также определить величину спин-орбитального взаимодействия на границе ферромагнетика с тяжелым металлом.

2. Теоретическая модель

Для решения задачи о выпрямлении электромагнитного излучения на границе ферромагнетика и немагнитного материала рассмотрена следующая модель. Электроны проводимости ферромагнетика, ответственные за выпрямление, считаются свободными. Их обменное взаимодействие с электронами, ответственными за намагниченность среды, описываются в рамках $s-d$-модели Вонсовского. Спин-орбитальное взаимодействие учитывается в виде взаимодействия Рашбы. Таким образом, гамильтониан электронов проводимости имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 \hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} + J\big(\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \hat{\mathbf{M}}\big) - \left(\frac{\boldsymbol{\alpha}_R}{\hbar} \cdot [\hat{\mathbf{p}} \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}]\right), \tag{1}$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — вектор матриц Паули, $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности (нормированный на единицу), J — обменная константа, $\boldsymbol{\alpha}_R$ — вектор Рашбы. В рамках настоящей работы мы считаем, что вектор намагниченности в ферромагнетике параллелен декартовой оси z: $\mathbf{M} = \mathbf{e}_z$ (см. рис. 1). Наиболее интересный случай, который мы рассматриваем в дальнейшем, реализуется, когда вектор Рашбы направлен перпендикулярно вектору намагниченности. Это связано с тем, что гамильтониан спин-орбитального взаимодействия Рашбы (см. (1)) дает ненулевой вклад в энергию для средней спиновой поляризации, направленной перпендикулярно вектору $\boldsymbol{\alpha}_R$. Можно выбрать декартову систему координат таким образом, что $\boldsymbol{\alpha}_R, \mathbf{e}_x$, как показано на рис. 1. В отсутствие взаимодействия Рашбы энергетический

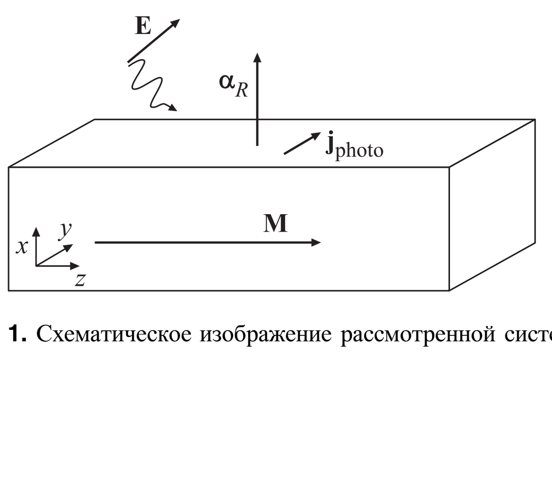

Рис. 1. Схематическое изображение рассмотренной системы.

спектр электронов проводимости представляет собой две спиновые подзоны, расщепленные на величину $2J$:

$$\varepsilon_{\pm}^{(0)} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_e} \pm J, \tag{2}$$

$$\psi_{+}^{(0)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i\mathbf{kr}), \quad \psi_{-}^{(0)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i\mathbf{kr}) \tag{3}$$

с точностью до нормировочного множителя [31]. Здесь $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, m_e — масса электрона. Учет взаимодействия Рашбы в линейном порядке по $\boldsymbol{\alpha}_R$ приводит к смешиванию спиновых состояний и поправке к спектру, зависящей от квазиимпульса электронов

$$\varepsilon_{\pm} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{1m_e} \pm (J - \alpha_R k_y), \tag{4}$$

$$\psi_{+} = \begin{pmatrix} 1 \\ i\alpha_R k_z/2J \end{pmatrix} \exp\left(i\mathbf{kr} - i\,\frac{\varepsilon_+}{\hbar}\,t\right),$$
$$\psi_{-} = \begin{pmatrix} i\alpha_R k_z/2J \\ 1 \end{pmatrix} \exp\left(i\mathbf{kr} - i\,\frac{\varepsilon_-}{\hbar}\,t\right). \tag{5}$$

Вычислим в рамках данной простой модели равновесный электрический ток в отсутствие электромагнитной волны. При расчете протекающего в системе „нормального“ тока

$$\mathbf{j}_n = -i\,\frac{e\hbar}{2m_e}\big((\nabla\psi)^{+}\psi - \psi^{+}\nabla\psi\big), \tag{6}$$

где e — заряд электрона, он оказывается отличным от нуля и в младшем порядке по взаимодействию Рашбы имеет вид

$$\mathbf{j}_n = -\frac{e}{\hbar}\,\frac{4\pi}{3}\,k_{\mathrm{F}}^3\left(\left(1 + \frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{F}}}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{J}{\varepsilon_{\mathrm{F}}}\right)^{3/2}\right)[\boldsymbol{\alpha}_R \times \mathbf{M}], \tag{7}$$

где k_{F} и ε_{F} — энергия и импульс Ферми. Его феноменологический вид — $f(\alpha_R)[\boldsymbol{\alpha}_R \times \mathbf{M}]$, где $f(\alpha_R)$ — некоторая функция модуля вектора Рашбы (не зависящая от его направления). Данный „нормальный“ ток можно проинтерпретировать следующим образом. Известно, что в системе свободных электронов с взаимодействием Рашбы возникает спиновый ток, имеющий вид $J_{ij}^{S} = e_{ijk}\alpha_{Rk}$, где e_{ijk} — антисимметричный тензор Леви–Чивиты, i и j — пространственная и спиновая координаты, соответственно. При учете обменного взаимодействия такой спиновый ток конвертируется в электрический ток вида $J_{ij}^{S} M_j$. Кроме „нормального“ тока, в системе имеется „аномальный“ ток, связанный с наличием у электронов проводимости „аномальной“ поправки к скорости. Он связан с тем, что оператор тока имеет поправку, обусловленную гамильтонианом спин-орбитального взаимодействия Рашбы, которая определяется формулой

$$\mathbf{j}_R = -\frac{e}{\hbar}[\boldsymbol{\alpha}_R \times \psi^{+}\hat{\boldsymbol{\sigma}}\psi]. \tag{8}$$

Этот „аномальный“ ток оказывается в точности равным „нормальному“, взятому со знаком минус. Поэтому суммарный электрический ток $\mathbf{j}_\Sigma = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_R$ в равновесии равен нулю, и персистирующих токов в рассматриваемой системе нет.

3. Взаимодействие ферромагнетика с электромагнитной волной

Взаимодействие рассматриваемой среды с электромагнитной волной описывается в рамках калибровки $\varepsilon = 0$, тогда вектор-потенциал волны имеет вид

$$\mathbf{A} = -\frac{ic}{2\omega}\,(\mathbf{E} + \text{c.c.}), \tag{9}$$

где ω — частота волны, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$ — вектор электрического поля волны (как видно из этого выражения, мы пренебрегаем волновым вектором волны, т. е. учитываются только переходы между спиновыми подзонами в рамках электродипольного приближения), c.c. — комплексно-сопряженная величина. Для получения оператора взаимодействия электронов с электромагнитной волной необходимо удлинить импульс. Без учета взаимодействия Рашбы (в чисто обменном приближении) оператор взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}^{(1)}_{em} = -\frac{e}{2m_e c}\,(\hat{\mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\hat{\mathbf{p}}) \tag{10}$$

(здесь c — скорость света в вакууме), и такие переходы запрещены. Если учесть взаимодействие Рашбы, оператор $\hat{H}^{(1)}_{em}$ по-прежнему не дает переходов электронов между спиновыми подзонами. Это связано с тем, что волновые функции вида (5), содержащие поправки, обусловленные взаимодействием Рашбы, имеют вид

$$\psi_+ \sim \begin{pmatrix} 1 \\ ib \end{pmatrix}, \quad \psi_- \sim \begin{pmatrix} ib \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{11}$$

где b зависит от k_z. При вычислении матричного элемента переходов между спиновыми подзонами под действием оператора (10), в котором векторный потенциал определяется (9) и не зависит от пространственных координат, получаем

$$\psi_+^+ \hat{H}^{(1)}_{em} \psi_- \sim (1 - ib)(\mathbf{E}\mathbf{k}) \begin{pmatrix} ib \\ 1 \end{pmatrix} = 0, \tag{12}$$

где $\mathbf{k}$ — квазиимпульс электрона, как и ранее. Заметим, что данное утверждение справедливо не только в линейном по взаимодействию Рашбы порядке, но и в общем виде. Причина этого состоит в том, что волновые функции электронов вида (5) являются собственными функциями оператора импульса, хотя при этом содержат спин, поропорциональный k_z. Волновые функции остаются ортогональными, средний спин электронов с определенным квазиимпульсом повернут вокруг оси x (вектора Рашбы) на некоторый угол относительно намагниченности, зависящий от квазиимпульса; при этом этот угол один и тот же для обеих спиновых подзон и не зависит от пространственных координат. Это значит, что при выбранном квазиимпульсе можно перейти в другую спиновую систему координат, в которой волновые функции будут иметь вид (3); сам же оператор перехода будет зависеть от квазиимпульса. Поэтому оператор (10), который фактически пропорционален оператору импульса и не содержит оператора спина, не может вызвать переходов электронов между состояниями.

В то же время, удлинение импульса в гамильтониане Рашбы дает оператор взаимодействия [8]:

$$\hat{H}^{(2)}_{em} = \frac{e}{\hbar c}\,\big(\boldsymbol{\alpha}_R[\mathbf{A} \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}]\big). \tag{13}$$

Этот оператор снимает запрет на переходы электронов между спиновыми подзонами для рассматриваемого в настоящей работе случая, когда вектор Рашбы $\boldsymbol{\alpha}_R$ перпендикулярен намагниченности $\mathbf{M}$ (рис. 1).

Поскольку константа Рашбы обычно мала, можно при вычислении вероятности переходов ограничиться младшим порядком по α_R. Вероятность переходов определяется в низшем порядке по вектору Рашбы выражением

$$W^{\pm}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{\alpha_R e E_z}{2\hbar\omega}\right)^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')\delta(\Delta\varepsilon - \hbar\omega) \tag{14}$$

и имеет второй порядок по α_R. Здесь $\Delta\varepsilon = 2J - 2k_y\alpha_R$ — изменение энергии электрона при переходе между спиновыми подзонами (без учета взаимодействия Рашбы равно $2J$). Стоит заметить, что вклад в переходы дает лишь компонента электрического поля волны, направленная вдоль оси z, параллельной намагниченности.

Вычисленная вероятность перехода определяет фотоиндуцированный ток в рассмотренной системе. Вычисляя, аналогично [18], поправки $f^{(1)\pm}$ к функции распределения электронов по скоростям $f^{\pm} = f^{(0)\pm} + f^{(1)\pm}$, связанные с воздействием электромагнитной волны на электроны, по формуле

$$-\frac{f^{(1)\pm}}{\tau} = \int d^3k' W^{\pm}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(f^{(0)\pm} - f^{(0)\mp}), \tag{15}$$

где τ — время релаксации, получим фототок в виде

$$\mathbf{j}_{\text{photo}} = \pi^2 \left(\frac{\alpha_R e E_z}{\hbar\omega}\right)^2 \frac{e m_e}{\hbar^3}\,\frac{1}{\hbar/\tau}\,\frac{\alpha_R}{|\alpha_R|}\,\mathbf{e}_y$$

$$\times \begin{cases} 2J, \quad |\theta| < 2k_{\text{F}-}|\alpha_R| \\ \left(\varepsilon_{\text{F}} + J - \frac{\theta^2}{8\alpha_R^2 m_e/\hbar^2}\right), \\ 2k_{\text{F}-}|\alpha_R| < |\theta| < 2k_{\text{F}+}|\alpha_R| \\ 0, \quad |\theta| > 2k_{\text{F}+}|\alpha_R| \end{cases}, \tag{16}$$

где $\theta = \hbar\omega - 2J$,

$$k_{\text{F}\pm} = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2}\,(\varepsilon_{\text{F}} \pm J)}$$

— импульс Ферми для двух спиновых подзон (ε_{F} — энергия Ферми). Фототок (16) может быть описан

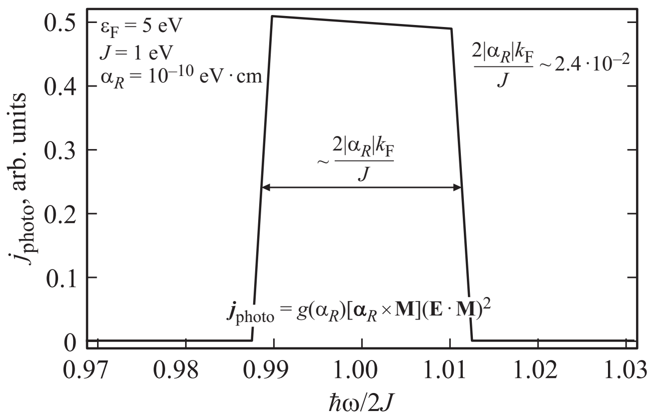

Рис. 2. Резонансная зависимость рассчитанного фототока от безразмерной частоты электромагнитного излучения. Параметры расчета приведены на рисунке.

феноменологическим выражением $g(\alpha_R)[\boldsymbol{\alpha}_R \times \mathbf{M}](\mathbf{EM})^2$, где $g(\alpha_R)$ — функция модуля вектора Рашбы. Такой ток вызван волной и протекает в неравновесной системе, а потому не запрещен.

Для построения характерной зависимости фототока от частоты необходимо оценить константу спин-орбитального взаимодействия α_R. Это можно сделать, зная константу поверхностно-индуцированного взаимодействия Дзялошинского−Мория для интерфейса ферромагнетика и немагнитного материала [30]. Известно, например, что на границе Co/Pt (граница ферромагнетик/тяжелый металл, на которой реализуется относительно сильное — для магнитных материалов — спин-орбитальное взаимодействие) константа этого взаимодействия $D \approx 0.4\,\mathrm{erg/cm^2}$ [28]. Зная константу обменной жесткости в кобальте $A = 3\cdot10^{-6}\,\mathrm{erg/cm^2}$, получаем оценку $\alpha_R \sim 10^{-10}\,\mathrm{eV\cdot cm}$. Тогда для реалистичных параметров найденный ток (14) принимает вид, показанный на рис. 2. Ток отличен от нуля в ограниченном диапазоне частот. Для типичных параметров ферромагнитного металла центр этого диапазона соответствует значениям $2J$ в интервале приблизительно от 0.3 до 2 eV, а ширина диапазона $2(k_{F+} + k_{F-})|\alpha_R| \approx 4|\alpha_R|k_F$ составляет десятки миллиэлектронвольт. Можно учесть релаксацию неравновесного спина электронов, например, за счет рассеяния на примесях. В этом случае дельта-функция в (14) заменяется лоренцевой кривой; это приведет к тому, что ток будет отличен от нуля для любой частоты, с выраженным резонансом на частоте, соответствующей $2J$. Ширина резонанса при этом также возрастет.

Для оценки абсолютного значения тока в резонансе возьмем характерное время релаксации $\tau = 10^{-13}\,\mathrm{s}$ [4]. Тогда для напряженности поля волны в направлении намагниченности $E_z = 1\,\mathrm{V/cm}$ имеем индуцированный ток $J_{photo} \sim 10^{-8}\,\mathrm{A/cm^2}$. Однако эта величина квадратично зависит от амплитуды электрического поля (для оценок взято небольшое ее значение, весьма далекое от рекордных показателей), а также от константы Рашбы. Из литературы известны следующие характерные значения последней для разных материалов. Наибольшая величина взаимодействия Рашбы достигается в металлических гетероструктурах с тяжелыми металлами. Если рассматривать одиночные поверхности, оказывается, что на поверхности золота $\alpha_R = 0.33\cdot10^{-8}\,\mathrm{eV\cdot cm}$, а на поверхности висмута — $0.56\cdot10^{-8}\,\mathrm{eV\cdot cm}$ [32]. При этом на границе висмута и серебра константа примерно на порядок больше и составляет $\alpha_R = 3.05\cdot10^{-8}\,\mathrm{eV\cdot cm}$ [32,33]. В литературе также имеется информация, что в ферромагнетиках взаимодействие Рашбы подавляется и поэтому константа взаимодействия в такой системе меньше. Как было сказано выше, оценка константы Рашбы для границы кобальта и платины по константе взаимодействия Дзялошинского−Мория дает величину $\alpha_R \sim 10^{-10}\,\mathrm{eV\cdot cm}$. Это значение на два порядка меньше даже чем константа Рашбы на границах немагнитных металлов. Безразмерная величина $m_e\alpha_R/\hbar^2k_F$, которая определяет величину рассматриваемого здесь эффекта выпрямления и входит в полученный ответ во второй степени, составляет порядка $2.4\cdot10^{-3}$ и весьма мала. Для усиления межзонных спин-орбитальных эффектов возможно использование трехслойной системы, такой, к примеру, как NiFe/Ag/Bi [33] с очень тонкой прослойкой висмута. В этом случае безразмерная величина $m_e\alpha_R/\hbar^2k_F$ может определяться интерфейсом Bi/Ag и составлять порядка 0.75. При напряженности $E_z = 1\,\mathrm{V/cm}$ такая константа спин-орбитального взаимодействия дает значение $j_{photo} \sim 10^{-3}\,\mathrm{A/cm^2}$. При локализации этого тока на масштабе 1 Å вблизи границы и ширине образца порядка 1 cm для напряженности поля $E_z = 300\,\mathrm{V/cm}$ имеем ток $I \sim 1\,\mu\mathrm{A}$. Поэтому можно рассчитывать на экспериментальное наблюдение эффекта выпрямления на границе ферромагнетика и тяжелого металла при некотором усложнении системы и использовании трехслойного образца.

4. Заключение

В настоящей работе предсказан фотогальванический эффект, возникающий на границе ферромагнетика и немагнитного материала за счет наличия на такой границе спин-орбитального взаимодействия Рашбы и связанный с переходами электронов проводимости между спиновыми подзонами под действием электрического поля электромагнитной волны. Данный эффект имеет резонансный характер с резонансом на частоте, соответствующей обменному расщеплению спиновых подзон электронов проводимости ферромагнетика, и шириной резонансной линии, определяемой произведением константы взаимодействия Рашбы α_R и волнового числа Ферми k_F. Предложена трехслойная система, в которой ферромагнетик отделен от интерфейса с сильным взаимодействием Рашбы тонкой прослойкой серебра, и показано, что в такой системе можно рассчитывать на экспериментальное наблюдение фототока при воздействии на нее электромагнитным излучением достаточной интенсивности. Рассмотренный в настоящей работе эффект мог бы найти применение при исследовании свойств ферромагнетиков и их границ с другими веществами. В частности, по наблюдению эффекта можно установить константу обменного взаимодействия между электронами проводимости ферромагнетика и локализованными электронами, ответственными за намагниченность, оценить время релаксации импульса электронов, а также определить величину спин-орбитального взаимодействия Рашбы на исследуемой границе.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке НЦМУ „Центр фотоники“, при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] O.G. Udalov, M.V. Sapozhnikov, E.A. Karashtin, B.A. Gribkov, S.A. Gusev, E.V. Skorohodov, V.V. Rogov, A.Yu. Klimov, A.A. Fraerman. Phys. Rev. B **86**, 094416 (2012).
[2] E.A. Karashtin. Phys. Rev. B **87**, 094418 (2013).
[3] V.L. Krutyanskiy, I.A. Kolmychek, B.A. Gribkov, E.A. Karashtin, E.V. Skorohodov, T.V. Murzina. Phys. Rev. B **88**, 094424 (2013).
[4] Е.А. Караштин, О.Г. Удалов. ЖЭТФ **140**, *6*, 1134 (2011).
[5] A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R.I. Shekhter, M. Jonson. Europhys. Lett. **67**, 948 (2004).
[6] A. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson. Low Temp. Phys. **31**, 352 (2005).
[7] Е.А. Караштин. Письма в ЖЭТФ **112**, *2*, 121 (2020).
[8] E.A. Karashtin, J. Magn. Magn. Mater. **552**, 169193 (2022).
[9] Y. Li, N. Kanazawa, X.Z. Yu, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, M. Ichikawa, X.F. Jin, F. Kagawa, Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **110**, 117202.
[10] K.S. Denisov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, E. Lahderanta. Phys. Rev. Lett. **117**, 027202 (2016).
[11] M.V. Sapozhnikov, N.S. Gusev, S.A. Gusev, D.A. Tatarskiy, Y.V. Petrov, A.G. Temiryazev, A.A. Fraerman. Phys. Rev. B **103**, 054429 (2021).
[12] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов. ЖЭТФ **131**, *1*, 71 (2007).
[13] Д.А. Татарский, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман. ЖЭТФ **142**, *4*, 710 (2012).
[14] Д.А. Татарский, А.В. Петренко, С.Н. Вдовичев, О.Г. Удалов, Ю.В. Никитенко, А.А. Фраерман. Письма в ЖЭТФ **102**, *10*, 721 (2015).
[15] A.A. Fraerman, O.G. Udalov. Phys. Rev. B **77**, 094401 (2008).
[16] O.G. Udalov. SPIN **2**, 1250013 (2012).
[17] E.A. Karashtin, D.A. Tatarskiy. J. Phys. Condens. Matter **32**, 095303 (2020).
[18] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов. Письма в ЖЭТФ **87**, 187 (2008).
[19] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Weber, S. Giglberger, M. Olteanu, H.-P. Tranitz, S.N. Danilov, P. Schneider, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. J. Phys. Condens. Matter **17**, 3405 (2005).
[20] Q.-F. Sun, X.C. Xie, J. Wang. Phys. Rev. Lett. **98**, 196801 (2007).
[21] J. Splettstoesser, M. Govemale, U. Zulicke. Phys. Rev. B **68**, 165341 (2003).
[22] F. Liang, B. Gao, J. Zhang, Y. Gu. J. Semicond. **38**, *8*, 082002 (2017).
[23] O. Lopez-Sanchez, D. Lembke, M. Kayci, A. Radenovic, A. Kis. Nature Nanotechnol. **8**, 497 (2013).
[24] R. Abdi, R. Farghadan. Physica E Low Dimens. Syst. Nanostruct. **126**, 114488 (2021).
[25] A.N. Bogdanov, U.K. Robler. Phys. Rev. Lett. **87**, 037203 (2001).
[26] A. Finco, L. Rozsa, P.-J. Hsu, A. Kubetzka, E. Vedmedenko, K. von Bergmann, R. Wiesendanger. Phys. Rev. Lett. **119**, 037202 (2017).
[27] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N.J.J. van Hoof, H.J.M. Swagten, B. Koopmans, C.-Y. You. Nature Commun. **6**, 7635 (2015).
[28] N.S. Gusev, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, M.V. Sapozhnikov, O.G. Udalov. Phys. Rev. Lett. **124**, 157202 (2020).
[29] K.-W. Kim, H.-W. Lee, K.-J. Lee, M.D. Stiles. Phys. Rev. Lett. **111**, 216601 (2013).
[30] I.A. Ado, A. Qaiumzadeh, R.A. Duine, A. Brataas, M. Titov. Phys. Rev. Lett. **121**, 086802 (2018).
[31] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Наука, М. (1982).
[32] C.R. Ast, J. Henk, A. Ernst, L. Moreschini, M.C. Falub, D. Pacilé, P. Bruno, K. Kern, M. Grioni, Phys. Rev. Lett. **98**, 186807 (2007).
[33] J.C. Rojas Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J.P. Attané, J.M. De Teresa, C. Magén, A. Fert. Nature Commun. **4**, 2944 (2013).

Редактор Е.Ю. Флегонтова