

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.622

К МЕХАНИЗМУ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ
В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

© 2023 г. А. С. Каминский^{а, б}, Н. В. Мясников^{а, б}, А. П. Пятаков^{а, *}

^аМГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 199991 Россия

^бМИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454 Россия

*e-mail: pyatakov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 10.10.2022 г.

После доработки 19.11.2022 г.

Принята к публикации 24.11.2022 г.

На основе микроскопического рассмотрения антисимметричного обмена в кристалле феррита граната, подвергнутого неоднородной деформации, показано, что возникающий при этом неоднородный магнитоэлектрический эффект объясняет наличие электроиндуцированных явлений, наблюдаемых в экспериментах на доменных границах в пленках ферритов-гранатов, а градиент эпитаксиальных напряжений достаточен, чтобы вызвать появление в пленках киральных магнитных структур.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, доменные границы, мультиферроики, взаимодействие Дзялошинского–Мории

DOI: 10.31857/S0015323022601507, **EDN:** KWLQWS

ВВЕДЕНИЕ

Физика мультиферроиков, материалов с несколькими сосуществующими видами упорядочения, и в частности, магнитных сегнетоэлектриков, с начала текущего столетия сделала качественный скачок как в понимании механизмов магнитоиндуцированного сегнетоэлектричества, так и в технологии синтеза веществ, проявляющих сильный магнитоэлектрический эффект при комнатных температурах [1–4]. В настоящее время набирает силу новая тенденция к рассмотрению магнитоэлектрических явлений на уровне домена [5, 6] и даже доменной границы [7–10].

В силу относительной простоты визуализации доменной структуры в пленках ферритов-гранатов большое число как экспериментальных [11–21], так и теоретических [22–26] работ было посвящено магнитоэлектрическим явлениям именно в этих материалах. Наглядным подтверждением магнитоэлектрических свойств служит взаимодействие магнитных доменных границ с электрически заряженными электродами (рис. 1), наблюдающееся при комнатной температуре независимо в нескольких лабораториях [11, 13, 15]. Наиболее же сильным проявлением электрического воздействия на микромагнитную структуру является электроиндуцированное зарождение магнитных доменов (рис. 1в) [16, 19].

Однако, несмотря на большое число работ в данной области, механизмы магнитоэлектрических эффектов в пленках ферритов-гранатов

остаются предметом дискуссии: вызваны ли они неоднородным магнитоэлектрическим (флексомагнитоэлектрическим) эффектом [27, 28] или

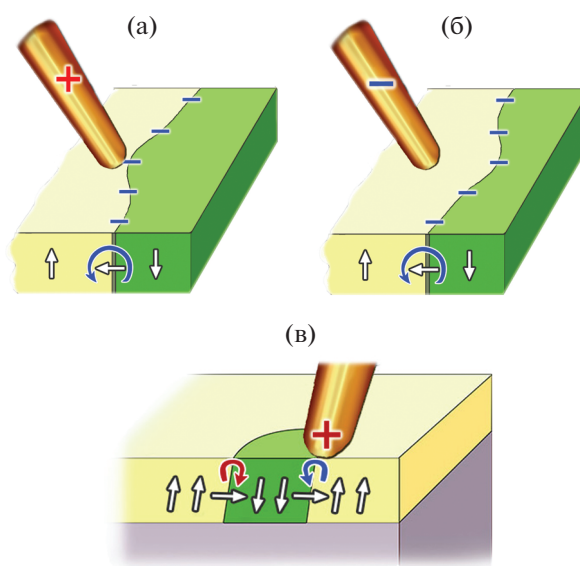


Рис. 1. Схематическое изображение кулоновского притяжения и отталкивания доменных границ заряженным зондом. В срезе пленки схематически показано направление намагниченности в доменах и центре доменных границ. Круговыми стрелками показаны направления разворота намагниченности (за направление пространственной модуляции намагниченности принято направление слева направо).

локальным изменением магнитной анизотропии, наведенным неоднородным электрическим полем зонда [13, 15, 29].

Высказывали также иные версии: раскомпенсация антисегнетоэлектрического упорядочения в месте расположения доменной границы [23, 24, 30], а также обменно-стрикционный механизм магнитоэлектрической поляризации [25]. Сообщения о зависимости знака магнитоэлектрического эффекта от направления разворота намагниченности в доменной границе [19, 31, 32], а также прямое экспериментальное подтверждение существования электрического поля вблизи магнитной неоднородности [14] свидетельствовали в пользу механизма, связанного с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом. Однако у защитников альтернативных гипотез остается возражение о необъясненном нарушении симметрии в образцах феррита граната: в спонтанном состоянии, в отсутствие внешних магнитных полей, доменные границы притягиваются к положительно заряженному зонду и отталкиваются от отрицательно заряженного [11] (рис. 1а, 1б). Зарождение доменов также происходит только при положительном заряде на игле (рис. 1в) [16]¹. Как замечено в работе [13], для спонтанного нарушения симметрии между левыми и правыми киральными объектами (в данном случае доменными границами) в неживой природе должны быть особые причины.

В данной работе мы предлагаем возможный механизм нарушения симметрии в пленках ферритов гранатов, выделяющий в них полярное направление: градиент деформаций вследствие эпитаксиальных напряжений за счет рассогласования параметров решеток пленки и подложки феррита-граната. Проведены оценки магнитоэлектрического взаимодействия, возникающего в этом градиенте деформаций.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЗЯЛОШИНСКОГО–МОРИИ В КРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТА ГРАНАТА

Поскольку магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов-гранатов проявляется на магнитных неоднородностях, таких как доменные стенки и цилиндрические магнитные домены, то естественным выглядело предположение о том, что наблюдаемая трансформация микромагнитной структуры в электрическом поле объясняется именно неоднородным магнитоэлектрическим эффектом [27], описываемым вкладом в свободную энер-

гию, пропорциональным пространственным производным от намагниченности [33]:

$$F_{\text{multi}} = \gamma \mathbf{p} \cdot \{ \mathbf{m} (\nabla \cdot \mathbf{m}) + [\mathbf{m} \times [\nabla \times \mathbf{m}]] \}, \quad (1)$$

где γ – константа неоднородного магнитоэлектрического эффекта, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности, \mathbf{p} – единичный вектор вдоль полярного направления в кристалле (в случае мультиферроиков – направление электрической поляризации, в случае наведенного эффекта – направление внешнего электрического поля). Наличие вклада (1) в свободную энергию на микроскопическом уровне означает, что в материале присутствует взаимодействие Дзялошинского–Мории (ВДМ) [34]. В последнее время существование ВДМ в пленках ферритов-гранатов действительно было подтверждено в экспериментах по движению доменных границ под действием тока [35, 36] и распространению спиновых волн [37]. Как было показано в работах [36, 37], для возникновения ВДМ не требуется даже наличие обычной в таких случаях подложки с элементами тяжелых металлов с большим спин-орбитальным взаимодействием (Pt, Ir), оно возникает на интерфейсе с традиционно используемой для роста эпитаксиальных пленок ферритов гранатов подложкой из гадолиний-галлиевого граната.

Рассмотрим, как искажение изначально центросимметричной (для объемных кристаллов) структуры за счет неоднородной механической деформации в пленках феррита граната приводит к возникновению ненулевого вклада (1), даже в отсутствие внешнего электрического поля или сегнетоэлектрического упорядочения.

Элементарная ячейка $R_3Fe_5O_{12}$ содержит 160 атомов (24 редкоземельных (R) катиона, 40 катионов железа и 96 анионов кислорода). В рамках модели Мории рассмотрим трехионные модельные кластеры двух магнитных ионов железа, находящихся в тетраэдрическом и октаэдрическом кислородных окружениях, связанных кислородными лигандами (рис. 2). Несмотря на различные окружения, два типа Fe ионов очень похожи: они оба имеют конфигурации $3d^5$, и у них близкие абсолютные значения магнитного момента ($4.2 \mu_B$ и $4.1 \mu_B$ для Fe_{tet} и Fe_{oct} соответственно), следовательно, для оценки влияния неоднородной деформации можно использовать простую трехионную модель Мории.

Энергия ВДМ в расчете на элементарную ячейку представляет собой сумму слагаемых антисимметричных обменных взаимодействий в цепочках Fe–O–Fe:

$$W = \sum_i (\mathbf{D}_i \cdot [\mathbf{s}_{i_{\text{oct}}} \times \mathbf{s}_{i_{\text{tet}}}]), \quad (2)$$

где $\mathbf{s}_{i_{\text{oct}}}$ и $\mathbf{s}_{i_{\text{tet}}}$ – спины ионов в октаэдрическом и тетраэдрическом окружениях соответственно;

¹ Исключение составляет лишь зарождение доменов с 90-градусными стенками [21], но и там наблюдается асимметрия – при отрицательном заряде на игле условия зарождения доменов жестче – более узкий диапазон внешних магнитных полей, при котором такое становится возможно.

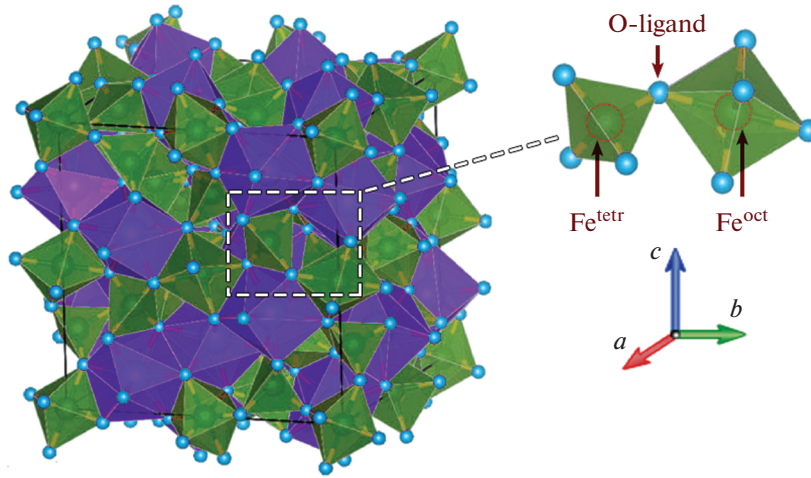


Рис. 2. Кубическая элементарная ячейка кристаллической структуры кристалла феррита граната (в увеличенной области показан комплекс из двух ионов Fe с кислородным лигандом).

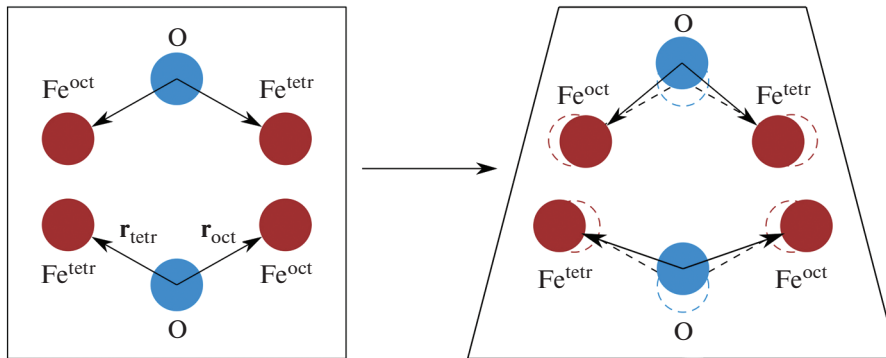


Рис. 3. Микроскопическое рассмотрение ВДМ в редкоземельных ферритах гранатах: слева показана трехионная модель Морие: красные круги обозначают магнитные катионы, синие круги обозначают отрицательно заряженные лиганды, посредством которых происходит обменное взаимодействие между магнитными ионами, \mathbf{r} – радиус-вектора связей лиганд-магнитный ион. Благодаря центральной симметрии кристалла вклады в ВДМ от двух треугольников Fe–O–Fe компенсируют друг друга; справа: раскомпенсация вкладов благодаря градиенту деформации (верхний ионный треугольник сжат, в то время как нижний – растянут). Штриховые стрелки и линии обозначают положения до смещения ионов.

вектор Дзялошинского \mathbf{D} , согласно [38], пропорционален смещению иона лиганда относительно центрально симметричного положения трехионного кластера (рис. 2):

$$\mathbf{D}_i = V_0 [\mathbf{r}_{\text{oct}} \times \mathbf{r}_{\text{tetr}}]. \quad (3)$$

В случае идеальной кристаллической структуры феррита-граната (бесконечный кристалл, без деформаций) вследствие наличия инверсионной симметрии, сумма в уравнении (2) должна быть равна нулю.

Однако градиент деформации приводит к раскомпенсации вкладов трехионных цепочек (углы между связями \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 в треугольниках Fe–O–Fe, ранее связанных центром инверсии, перестают быть в точности равными, рис. 3).

В этом случае сумма (2) становится ненулевой:

$$W = \sum_i (\delta \mathbf{D}_i \cdot [\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_{i+1}]), \quad (4)$$

где $\delta \mathbf{D}_i$ – изменение вектора Дзялошинского благодаря обусловленным деформацией смещениям $\delta \mathbf{r}$ ионов в соединениях Fe–O–Fe:

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{D} = V_0 & \left([(\delta \mathbf{r}_{\text{Fe}_{\text{oct}}} - \delta \mathbf{r}_{\text{Oxygen}}) \times \right. \\ & \left. \times (\mathbf{r}_{\text{Fe}_{\text{tetr}}} + \delta \mathbf{r}_{\text{Fe}_{\text{tetr}}} - \delta \mathbf{r}_{\text{Oxygen}})] + \right. \\ & \left. + [\mathbf{r}_{\text{Fe}_{\text{oct}}} \times (\delta \mathbf{r}_{\text{Fe}_{\text{tetr}}} - \delta \mathbf{r}_{\text{Oxygen}})] \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где смещения $\delta \mathbf{r}$ ионов определяются величиной градиента деформации, а V_0 можно оценить как $1 \text{ мЭВ}/\text{Å}^2$ по величине аналогичного взаимодействия в ViFeO_3 [39].

Константа неоднородного магнитоэлектрического эффекта γ может быть найдена суммированием по всей элементарной ячейке:

$$\gamma = \frac{NV_0 \langle (\mathbf{r}_{\text{oct}} - \mathbf{r}_{\text{tet}})^2 | \mathbf{r}_{\text{oct}} + \mathbf{r}_{\text{tet}} \rangle}{4a^2} \nabla \epsilon, \quad (6)$$

где $N = 96$ – число ионов кислорода в элементарной ячейке, $a = 12.4 \text{ \AA}$ – постоянная ячейки, $\nabla \epsilon$ – градиент деформации, угловые скобки обозначают операцию усреднения по объему ячейки. Как следует из экспериментов, сопоставляющих магнитное и электрическое воздействия на доменные границы [31], величина постоянной неоднородного магнитоэлектрического эффекта γ в (1) составляет 10% от поверхностной энергии доменной стенки (в пленках ферритов гранатов поверхностная энергия порядка 0.01 эрг/см^2). Тогда соответствующее значение градиента деформации $\nabla \epsilon$ можно вычислить из уравнения (6), и оно равно $1.6 \times 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$, что соответствует деформации изгиба с радиусом кривизны $\sim 6 \text{ мкм}$.

ОБСУЖДЕНИЕ

Может показаться, что величина деформации, требуемая для индуцирования неоднородного магнитоэлектрического эффекта, велика и труднодостижима в объемных материалах. Однако в эпитаксиальных пленках такой величины градиента деформации можно легко достичь благодаря несоответствию решетки кристалла и подложки. В образцах пленок ферритов гранатов, используемых в экспериментах [11–13], относительное рассогласование $\Delta a/a \sim 10^{-3}$ с типичной длиной релаксации в 10 нм, что дает градиент деформации порядка 10^{-5} \AA^{-1} на границе подложки/пленки, значение, близкое к приведенной выше оценке $\nabla \epsilon$. Это дает ключ к ответу на вопрос, почему центрально симметричные кристаллы ферритов гранатов в форме эпитаксиальных пленок демонстрируют магнитоэлектрические свойства. Также становится ясно, почему доменные стенки в спонтанном состоянии имеют преимущественную киральность, проявляя кулоновское притяжение к положительно заряженному точечному электроду [11–13]: градиент эпитаксиальных напряжений задает полярное направление в кристалле, что, в соответствии с формулой (1), определяет направление вращения намагниченности в доменной границе и знак электрической поляризации, вызванной пространственной модуляцией намагниченности.

Несмотря на то, что вызванное градиентом механического напряжения нарушение симметрии имеет место в области вблизи интерфейса “магнитная пленка/подложка”, возникающая в этой области структура доменной стенки типа Нееля с определенной киральностью распространяется

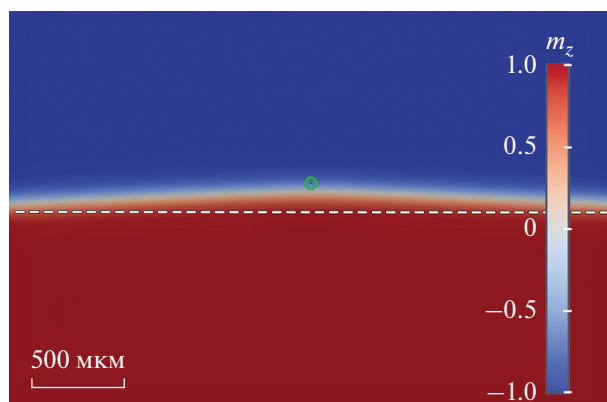


Рис. 4. Микромагнитное моделирование изгиба доменной границы в поле неоднородной деформации от иглы (положение иглы показано зеленым кружком по центру кадра). В красно-синем контрасте показана компонента намагниченности перпендикулярная пленке. Первоначальное положение доменной границы показано прерывистой линией.

на всю толщину пленки. Это объясняется тем, что в пленках ферритов-гранатов, изучаемых в работах [11–13] магнитостатические силы недостаточны велики (фактор качества $Q \sim 10$), чтобы существенно менять структуру доменной границы по толщине пленки. Таким образом, можно ожидать, что вблизи верхней границы пленки разворот намагниченности в доменной стенке происходит так же, как и на нижней. Таким образом, в спонтанном состоянии доменные границы оказываются поляризованными так, чтобы связанные электрические заряды на поверхности пленки оказывались отрицательными.

Развивая эту мысль дальше, можно вообразить следующую вариацию опыта на рис. 1: вместо податливого электрода из проволоки, используемого в работах [11, 12, 16, 40], привести в контакт с поверхностью острый алмазный зонд, создающий давление 10^8 Па (для коммерчески доступных зондов сканирующих микроскопов с радиусом кривизны 10 нм это соответствует силе в 10 нН, характерной для зондовой микроскопии). В окрестности точки касания зондом поверхности образца образуется неоднородное поле напряжений с требуемым градиентом 10^{-5} \AA^{-1} .

Результаты микромагнитного моделирования с учетом неоднородного магнитоэлектрического эффекта (1) показывают, что граница отклоняется под действием градиента деформации сжатия подобно тому, как действует на нее электрическое поле (рис. 4). Расчет устойчивого распределения намагниченности проведен с помощью численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, описывающего затухающую прецессию магнитных моментов в эффективном поле.

В связи с появлением 2D-магнитных материалов и однослойных мультиферроиков [41, 42] возможности управления магнитными состояниями как с помощью электрического поля, так и с помощью неоднородных деформаций существенно возрастают: электрического поле не экранируется даже в металлических пленках [43], а градиенты механических напряжений в графене составляют $\sim 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ [44], что позволяет проектировать разнообразные устройства спинтроники и стрейнтроники.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, оценки величины взаимодействия Дзялошинского–Мории, возникающего за счет искажения кристаллической структуры вследствие градиента эпитаксиальных напряжений в пленке, дают значения, достаточные для того, чтобы объяснить наблюдаемую в экспериментах на пленках ферритов-гранатов зарядовую асимметрию: одинаковую электрическую полярность магнитных доменных границ в спонтанном состоянии.

Показана возможность механического управления магнитными доменными границами с помощью зондов сканирующих микроскопов за счет создания градиентов механических напряжений 10^{-5} \AA^{-1} .

Работа поддержана грантом Минобрнауки № 075-15-2022-1131. А.С. Каминский выражает благодарность за поддержку Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии”. Н.В. Мясников и А.П. Пятаков выражают благодарность фонду “Базис”, программе “Junior Leader” (“Молодой ведущий ученый”) для поддержки ведущих ученых в области теоретической физики и работающих под их руководством молодых ученых.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. 2012. V. 182. № 6. P. 593.
2. Fiebig M., Lottermoser T., Meier D., Trassin M. The evolution of multiferroics // Nat. Rev. Mater. 2016. V. 1. P. 16046.
3. Spaldin N.A., Ramesh R. Advances in magnetoelectric multiferroics // Nature Materials. Nature Publishing Group, 2019. V. 18. № 3. P. 203–212.
4. Spaldin N.A. Multiferroics beyond electric-field control of magnetism // Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 2020. V. 476. № 2233. P. 20190542.
5. Geng Y., Das H., Wysocki A.L., Wang X., Cheong S.-W., Mostovoy M., Fennie C.J., Wu W. Direct visualization of magnetoelectric domains // Nat. Mater. Nature Publishing Group, 2014. V. 13. № 2. P. 163–167.
6. Matsubara M., Manz S., Mochizuki M., Kubacka T., Iyama A., Aliouane N., Kimura T., Johnson S. L., Meier D., Fiebig M. Magnetoelectric domain control in multiferroic TbMnO_3 // Science (80-). 2015. V. 348. № 6239. P. 1112–1115.
7. Fontcuberta J., Skumryev V., Laukhin V., Granados X., Salje E.K.H. Polar domain walls trigger magnetoelectric coupling // Sci. Rep. Nature Publishing Group. 2015. V. 5. P. 13784.
8. Pyatakov A.P. Magnetoelectricity goes local: From bulk multiferroic crystals to ferroelectricity localized on magnetic topological textures // Phys. B. Condens. Matter. 2018. V. 542. P. 59–62.
9. Gareeva Z.V., Dieguez O., Iniguez J., Zvezdin A.K. Interplay between elasticity, ferroelectricity and magnetism at the domain walls of bismuth ferrite // Phys. Status Sol. Rapid Res. Lett. 2016. V. 10. № 3. P. 209–217.
10. Hedrich N., Wagner K., Pylypovskiy O.V., Shields B.J., Kosub T., Sheka D.D., Makarov D., Maletinsky P. Nanoscale mechanics of antiferromagnetic domain walls // Nat. Phys. 2021. V. 17. P. 574–577.
11. Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П. Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната // Письма в ЖЭТФ. 2007. V. 86. № 2. P. 124–127.
12. Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П., Косых Т.Б., Николаев А.В., Звездин К.А., Звездин А.К. Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах // Успехи физ. наук. 2015. V. 185. № 10. P. 1077–1088.
13. Арзамасцева Г.В., Балбахов А.М., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Темирязов А.Г., Темиряева М.П. Свойства обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией // Журн. экспериментальной и теоретической физики. 2015. V. 147. № 4. P. 793.
14. Veshchunov I.S., Mironov S.V., Magrini W., Stolyarov V.S., Rossolenko A.N., Skidanov V.A., Trebbia J.-B., Buzdin A.I., Tamarat P., Lounis B. Direct Evidence of Flexomagnetolectric Effect Revealed by Single-Molecule Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. № 2. P. 27601.
15. Koronovskyy V., Vakyla Y. Magneto-electric response of iron garnet film micromagnetic structure on combined action of AC and DC electric field // Electron. Mater. Lett. 2015. V. 11. № 6. P. 1028–1032.
16. Куликова Д.П., Пятаков А.П., Николаева Е.П., Сергеев А.С., Косых Т.Б., Николаев А.В., Звездин А.К. Зарождение цилиндрических магнитных доменов в пленках ферритов гранатов с помощью электрического зонда // Письма в ЖЭТФ. 2016. V. 104. № 3. P. 196–200.
17. Popova E., Shengelaya A., Daraselia D., Japaridze D., Cherifi-Hertel S., Bocher L., Gloter A., Stéphan O., Dumont Y., Keller N. Bismuth iron garnet $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: a room temperature magnetoelectric material // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. P. 142404.
18. Koronovskyy V.E., Vakyla Y.A. Optical investigations of the perturbations of Bloch lines stimulated by an electric field in ferrite garnets films // Phys. B Condens. Matter. 2018. V. 547. P. 79–82.

19. *Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P., Kosykh T.B., Nikolaev A.V., Pyatakova Z.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P.* The Mechanisms of Electric Field-Induced Magnetic Bubble Domain Blowing // *Phys. Status Solidi – Rapid Res. Lett.* 2018. V. 12. 1800066.
20. *Аплеснин С.С., Масюгин А.Н., Ситников М.Н., Ишубаиш Т.* Влияние подложки на магнитоэлектрический эффект пленок висмутитового феррита-граната с редкоземельным замещением // *Письма в ЖЭТФ.* 2019. V. 110. № 3–4(8). P. 204–212.
21. *Antipin K.S., Gareev T.T., Myasnikov N.V., Nikolaeva E.P., Pyatakov A.P.* Bipolar electric field-induced nucleation of magnetic domains with 90° domain walls // *J. Appl. Phys.* AIP Publishing LLC. 2021. V. 129. 24103.
22. *Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Pyatakov A.P., Shust V.A., Zhdanov A.G., and Zvezdin A.K.* Electric field control of micromagnetic structure // *J. Magn. Magn. Mater.* 2007. V. 310. № 2. P. 2569–2571.
23. *Popov A.I., Plokhov D.I., Zvezdin A.K.* Symmetry and magnetoelectric effects in garnet crystals and films // *Phys. Rev. B.* 2014. V. 90. № 21. 214427.
24. *Popov A.I., Gareeva Z. V., Zvezdin A.K.* Magnetoelectricity of domain walls of rare-earth iron garnets // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. № 14. 144420.
25. *Bayaraa T., Xu C., Yang Y., Xiang H., Bellaiche L.* Magnetic-Domain-Wall-Induced Electrical Polarization in Rare-Earth Iron Garnet Systems: A First-Principles Study // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2020. V. 125. № 6. P. 67602.
26. *Vakhitov R.M., Solonetsky R.V., Gurjanova V.R., Nizhamova A.R., Sechin D.A., Gareev T.T., Pyatakov A.P.* Magnetic-field tuning of domain-wall multiferroicity // *Phys. Rev. B.* American Physical Society. 2021. V. 104. № 14. 144407.
27. *Bar'yakhtar V.G., L'vov V.A., Yablonskii D.A.* Inhomogeneous magnetoelectric effect // *JETP Lett.* 1983. V. 37. № 12. P. 673.
28. *Pyatakov A.P., Zvezdin A.K.* Flexomagnetoelectric interaction in multiferroics // *Eur. Phys. J. B.* 2009. V. 71. № 3. P. 419–427.
29. *Кабычченков А.Ф., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г.* Магнитоэлектрический эффект в пленках гранатов с наведенной магнитной анизотропией в неоднородном электрическом поле // *Письма в ЖЭТФ.* 2013. V. 97. № 5. P. 304–308.
30. *Popov A.I., Zvezdin K.A., Gareeva Z.V., Mazhitova F.A., Vakhitov R.M., Yumaguzin A.R., Zvezdin A.K.* Ferroelectricity of domain walls in rare earth iron garnet films // *J. Phys. Condens. Matter.* IOP Publishing. 2016. V. 28. № 45. 456004.
31. *Pyatakov A.P., Sechin D.A., Sergeev A.S., Nikolaev A.V., Nikolaeva E.P., Logginov A.S., and Zvezdin A.K.* Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films // *EPL.* 2011. V. 93. № 1. 17001.
32. *Pyatakov A.P., Gareev T.T., Kaminskiy A.S., Antipin K.S., Nikolaeva E.P., Kulikova D.P., Sergeev A.S., and Nikolaev A.V.* Magnetoelectricity of chiral micromagnetic structures // *Chirality, magnetism, and magnetoelectricity.* 1st ed. / ed. Kamenetskii E. Springer. 2021. P. 127–145.
33. *Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A.* Electric-field effects on the spin-density wave in magnetic ferroelectrics // *Phys. Rev. B.* American Physical Society. 1994. V. 50. № 5. P. 2953–2957.
34. *Moriya T.* Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism // *Phys. Rev.* 1960. V. 120. № 1. P. 91–98.
35. *Avei C.O., Rosenberg E., Caretta L., Büttner F., Mann M., Marcus C., Bono D., Ross C.A., Beach G.S.D.* Interface-driven chiral magnetism and current-driven domain walls in insulating magnetic garnets // *Nat. Nanotechnol.* Springer US. 2019. V. 14. № 6. P. 561–566.
36. *Vélez S., Schaab J., Wörnle M.S., Müller M., Gradauskaitė E., Welter P., Gutgsell C., Nistor C., Degen C.L., Trassin M., Fiebig M., Gambardella P.* High-speed domain wall racetracks in a magnetic insulator // *Nat. Commun.* Springer US. 2019. V. 10. № 1. P. 4750.
37. *Wang H., Chen J., Liu T., Zhang J., Baumgaertl K., Guo C., Li Y., Liu C., Che P., Tu S., Liu S., Gao P., Han X., Yu D., Wu M., Grundler D., Yu H.* Chiral Spin-Wave Velocities Induced by All-Garnet Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Ultrathin Yttrium Iron Garnet Films // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124. № 2. 27203.
38. *Keffer F.* Moriya Interaction and the Problem of the Spin Arrangements in β -MnS // *Phys. Rev.* American Physical Society. 1962. V. 126. № 3. P. 896–900.
39. *Zvezdin A.K., Pyatakov A.P.* On the problem of coexistence of the weak ferromagnetism and the spin flexoelectricity in multiferroic bismuth ferrite // *Europhys. Letters.* 2012. V. 99. 57003.
40. *Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Pyatakov A.P.* Magnetoelectric control of domain walls in a ferrite garnet film // *JETP Lett.* 2007. V. 86. № 2. P. 115–118.
41. *Huang B., Clark G., Navarro-Moratalla E., Klein D.R., Cheng R., Seyler K.L., Zhong Di., Schmidgall E., McGuire M.A., Cobden D.H., Yao W., Xiao D., Jarillo-Herrero P., Xu X.* Layer-dependent ferromagnetism in a van der Waals crystal down to the monolayer limit // *Nature.* Nature Publishing Group. 2017. V. 546. № 7657. P. 270–273.
42. *Song Q., Occhialini C. A., Ergeçen E., Ilyas B., Amoroso D., Barone P., Kapteghian J., Watanabe K., Taniguchi T., Botana A.S., Picozzi S., Gedik N., Comin R.* Evidence for a single-layer van der Waals multiferroic // *Nature.* 2022. V. 602. № 7898. P. 601–605.
43. *Ai H., Li F., Bai H., Liu D., Lo K. H., Yang S. A., Kawazoe Y., Pan H.* Ferroelectricity coexisted with p-orbital ferromagnetism and metallicity in two-dimensional metal oxynitrides // *npj Comput. Mater.* Springer US. 2022. V. 8. P. 60.
44. *Levy N., Burke S.A., Meaker K.L., Panlasigui M.A., Zettl M., Guinea F., Castro Neto A.H., Crommie M.F.* Strain-Induced Pseudo-Magnetic Fields Greater Than 300 Tesla in Graphene Nanobubbles // *Science (80-).* 2010. V. 239. № July. P. 544–547.