

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

---

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

*На правах рукописи*

Сергеев Александр Сергеевич

**ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
МИКРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2014

Работа выполнена на кафедре физики колебаний физического факультета  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, доцент А.П. Пятаков

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Е.Г. Екомасов,  
Башкирский государственный университет, Уфа

кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Д.И. Плохов,  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии  
наук, Москва

Ведущая организация:

Московский государственный технический университет радиотехники,  
электроники и автоматики

Защита состоится «\_\_\_» мая 2014 года в \_\_\_ часов \_\_\_ минут на заседании  
диссертационного совета Д 501.001.70 при Московском государственном уни-  
верситете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119991 ГСП-1 Москва, Ленинские  
горы, д. 1, стр. 35, конференц-зал ЦКП физического факультета МГУ им.  
М.В. Ломоносова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библио-  
теки МГУ им. М.В. Ломоносова (Ломоносовский пр-т., д. 27), а также в сети  
Интернет по адресу:

<http://phys.msu.ru/rus/research/disser/sovet-D501-001-70/>

Автореферат разослан «\_\_\_»

2014 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 501.001.70

доктор физико-математических наук,

профессор

Г.С. Плотников

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность работы.** Данная работа посвящена изучению магнито-электрических свойств пространственно-неоднородных спиновых структур. В магнитоупорядоченных средах сосуществуют и конкурируют различные взаимодействия между магнитными моментами: обменное взаимодействие нескольких типов, взаимодействие Дзялошинского-Мория, диполь-дипольное взаимодействие. Их совместное действие приводит к стабилизации разнообразных неоднородных спиновых структур. Среди них — протяженные пространственно-модулированные структуры, характеризующиеся одним или несколькими волновыми векторами; соразмерные структуры с пространственным периодом, кратным постоянной кристаллической решетки; скирмионы — двумерные цилиндрически-симметричные солитоны, стабилизированные взаимодействием Дзялошинского-Мория, и многие другие структуры.

Неоднородные спиновые структуры, интересные сами по себе, стали предметом пристального внимания после обнаружения в некоторых из них электрической поляризации. Ее появление обусловлено неоднородным магнито-электрическим эффектом, суть которого заключается в том, что электрическая поляризация может возникнуть в области магнитной неоднородности [1]. Возможность сосуществования намагниченности и электрической поляризации в одном веществе устанавливает определенные требования к магнитной группе симметрии кристалла. Но эти требования могут быть удовлетворены и путем локального понижения симметрии за счет возникновения магнитной неоднородности, что, во-первых, существенно расширяет класс веществ, в которых может быть реализовано магнитоэлектрическое взаимодействие; во-вторых, обуславливает сильную связь между электрической поляризацией и распределением вектора намагниченности, открывающую возможности управления намагниченностью с помощью электрического поля и электрической поляризацией — с помощью магнитного [2].

Однако специфика механизмов, стабилизирующих перечисленные выше спиновые структуры, такова, что они образуются лишь при температурах существенно ниже комнатной. В то же время при высоких температурах в

магнитоупорядоченных средах существуют магнитные неоднородности, возникающие между областями однородного распределения параметра порядка — доменные границы [3]. Как правило, в силу стремления уменьшить поверхностную энергию, они являются плоскими, но обладают при этом богатой внутренней структурой, допускающей существование нескольких классов магнитных неоднородностей. Доменная граница характеризуется определенной киральностью, в зависимости от того, по или против часовой стрелки происходит в ней разворот вектора намагниченности. Более того, участки с различной киральностью могут соседствовать в одной доменной границе. В этом случае они будут разделены “границей” пониженной размерности, называемой вертикальной блоховской линией. Наконец, существует свобода и в выборе направления вектора намагниченности в блоховской линии, делающая возможным существование точки Блоха — точечной “границы”, разделяющей разные участки вертикальной блоховской линии.

Электростатические свойства магнитных доменных границ были экспериментально обнаружены в пленках феррит-гранатов: границы смещались из положения равновесия под действием неоднородного электрического поля, создававшегося заостренным электродом [4, 5]. Наиболее вероятным механизмом возникновения электрической поляризации у доменных границ является неоднородный магнитоэлектрический эффект. В этом случае вертикальные блоховские линии и точки Блоха также могут обладать электрической поляризацией. Актуальность данной работы связана с необходимостью построения теоретической модели наблюдаемого магнитоэлектрического поведения доменных границ, а также изучения электростатических свойств микромагнитных объектов, экспериментальные исследования которых предстоят в будущем.

**Целью диссертационной работы** является теоретическое изучение электростатических свойств микромагнитных структур, обусловленных неоднородным магнитоэлектрическим эффектом. В работе решены следующие **задачи**:

1. Построение модели микромагнитной структуры доменной границы в

пленке феррит-граната и расчет соответствующего распределения электрической поляризации.

2. Теоретический анализ влияния внешнего магнитного поля на микромагнитную структуру и на электростатические свойства доменных границ с учетом одноосной, ромбической и кубической магнитной анизотропии.
3. Изучение распределения электрического заряда магнитных неоднородностей внутри доменных границ — вертикальной блоховской линии и точки Блоха.
4. Доказательство возможности зарождения магнитного скирмиона с помощью электрического поля в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в следующем:

1. Теоретически объяснены качественные особенности экспериментальных зависимостей смещения границы под действием электрического поля от напряженности внешнего магнитного поля.
2. Впервые рассчитано распределение объемной и поверхностной плотности электрического заряда в скрученной доменной границе, распределение вектора намагниченности в которой изменяется по толщине пленки под действием полей размагничивания.
3. С помощью численного микромагнитного моделирования методом имитации отжига изучено распределение векторов намагниченности и электрической поляризации в доменной границе в пленке феррит-граната с учетом наведенной магнитной анизотропии в присутствии внешнего магнитного поля.
4. Впервые рассчитаны величины полного поверхностного электрического заряда, присущего вертикальной блоховской линии, и объемного заряда точки Блоха. Методом непрерывных деформаций распределения

вектора намагниченности установлено отсутствие связи между электрическим зарядом точки Блоха и ее топологическим зарядом.

5. Путем численного моделирования впервые продемонстрирована возможность зарождения и стабилизации кирального магнитоэлектрического скирмиона с помощью электрического поля.

**Практическая значимость** работы обусловлена тем, что магнитоэлектрические свойства микромагнитных объектов открывают перспективы создания технологий хранения информации, характеризующихся высокой плотностью записи и малым энергопотреблением. Среди предложенных на сегодняшний день концепций устройств памяти присутствуют основанные на использовании как доменных границ, так и скирмионов. Однако для управления микромагнитными объектами традиционно используются электрические токи. Электростатические свойства доменных границ и других объектов, рассмотренные в данной работе, делают возможным управление ими с помощью электрического поля, что сопровождается меньшими энергозатратами.

#### **Научные положения и результаты, выносимые на защиту:**

1. Характер зависимости плотности поверхностного электрического заряда доменной границы от угла скручивания, обусловленного внешним магнитным полем.
2. Вид пространственного распределения плотности объемного и поверхностного электрических зарядов в скрученной доменной границе, вертикальной блоховской линии и точке Блоха.
3. Влияние параметров ромбической анизотропии  $K_r$  и  $\varphi_r$  на вид зависимости линейной плотности поверхностного электрического заряда доменной границы от напряженности внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости границы. Здесь  $K_r$  — константа анизотропии, а  $\varphi_r$  — угол между ортом анизотропии и нормалью к плоскости доменной границы.

4. Линейный характер зависимости переходного значения напряженности магнитного поля  $H_x^T$  от напряженности эффективного электрического поля  $E_0$ , характеризующего нарушение центральной симметрии в кристалле, где  $H_x^T$  — значение напряженности магнитного поля, при котором доменные границы различной киральности обладают равной энергией.
5. Возможность зарождения и стабилизации кирального магнитоэлектрического скирмиона с помощью электрического поля. Необходимая для этого величина напряженности электрического поля может быть оценена по порядку величины как  $10^6$  В/см, что лежит в диапазоне экспериментально достижимых значений.

**Апробация результатов.** Основные результаты, изложенные в диссертационной работе, были представлены на следующих конференциях:

1. XXI Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, Москва, 2009.
2. XVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов-2009”, Москва, 2009.
3. 12th International Ceramics Congress, Монтекатини-терме, Италия, 2010.
4. Euro-Asian Symposium on Magnetism: Nanospintronics, Екатеринбург, 2010.
5. Moscow International Symposium on Magnetism, Москва, 2011.
6. International School of Oxide Electronics, Франция, Каржез (о. Корсика), 2011.
7. XXII Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, Астрахань, 2012.

Кроме того, изложенные в диссертации результаты неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах кафедры физики колебаний физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

**Публикации.** Основные результаты работы отражены в 14 публикациях, в том числе в 5 статьях в рецензируемых научных журналах (в том числе 2 — из перечня ВАК) и 9 публикациях в сборниках тезисов докладов и трудов международных конференций.

**Достоверность полученных результатов** обеспечивается обоснованностью сделанных допущений, согласием результатов, полученных в рамках различных рассмотренных моделей, использованием апробированных численных методов и согласием полученных результатов с экспериментальными данными.

**Личный вклад автора.** Все оригинальные результаты, изложенные в диссертационной работе, получены автором. Обсуждение результатов и подготовка публикаций осуществлялись совместно с соавторами.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем составляет 143 страницы, включающих 45 рисунков и 3 таблицы. Библиография содержит 113 наименований.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** дано обоснование актуальности темы диссертационной работы и ее практической значимости, сформулированы цели работы, ее научная новизна и приведены положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** представляет собой обзор литературы, отражающий текущее состояние теоретических и экспериментальных исследований магнитоэлектрических явлений, обусловленных пространственной неоднородностью распределения вектора намагниченности. В разделе **1.1** приведены примеры электромагнитных явлений, ключевым элементом теоретического описания которых является некоторая геометрическая структура. Среди них — эффект Ааронова-Бома, поверхностная проводимость топологических изоляторов, эффекты влияния изгиба материала на киральность распределения вектора намагниченности и неоднородный магнитоэлектрический эффект. Роль геометрии в неоднородном магнитоэлектрическом эффекте, рассмотренном



подробнее в разделе **1.2**, состоит в том, что свойства симметрии распределения вектора намагниченности в некоторой области кристалла определяют возможность возникновения в этой же области электрической поляризации [1].

Системы, в которых неоднородный магнитоэлектрический эффект был впервые обнаружен экспериментально — пространственно-модулированные спиновые структуры — рассмотрены в разделе **1.3**. Согласно теоретической модели [2] для кристалла кубической симметрии, вектор электрической поляризации  $\vec{P}$  пропорционален векторному произведению волнового вектора спиновой структуры  $\vec{k}$  и вектора  $\vec{\Omega}$ , характеризующего направление и “скорость” пространственного разворота вектора намагниченности  $\vec{M}$ :

$$\vec{P} \sim [\vec{k} \times \vec{\Omega}], \quad (1)$$

где  $\vec{\Omega} = [\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial \vec{k}}]$ . Следовательно, поляризация не может возникнуть вследствие образования геликоидальной спиновой структуры, в которой нормаль к плоскости разворота вектора намагниченности параллельна волновому вектору, и  $[\vec{k} \times \vec{\Omega}] = 0$ . Циклоида, для которой  $\vec{k} \perp \vec{\Omega}$ , напротив, может обуславливать появление электрической поляризации. Справедливость соотношения (1) была неоднократно подтверждена в экспериментах, в частности, для семейства редкоземельных манганитов [6, 7].

Циклоидальные спиновые структуры формируются, как правило, при температурах существенно ниже комнатной, что делает затруднительным практическое применение наблюдаемых эффектов. Примером “высокотемпературных” микромагнитных структур являются доменные границы, которым посвящен раздел **1.4**. На основе доменных границ связь магнитной и электрической подсистем кристалла может осуществляться двумя способами. Во-первых, если кристалл является мультиферроиком, границы магнитной и электрической природы могут быть “сцеплены” между собой [8]. Во-вторых, магнитные доменные границы могут обладать электрической поляризацией в силу неоднородного магнитоэлектрического эффекта. Экспериментально это было обнаружено как эффект смещения доменных границ

в пленках ферритов-гранатов под действием неоднородного электрического поля [4, 5]. Основными типами доменных границ являются доменная граница Блоха и граница Нееля. В границе Блоха разворот вектора намагниченности происходит в плоскости доменной границы, в то время как в доменной границе Нееля вектор намагниченности разворачивается в плоскости, содержащей нормаль к доменной границе. Согласно формуле (1), неоднородный магнитоэлектрический эффект может обуславливать наличие электрической поляризации у доменной границы неелевского типа.

В разделе **1.5** рассмотрены микромагнитные структуры с цилиндрической симметрией: вихри, скирмионы и цилиндрические магнитные домены (ЦМД). Скирмионы — киральные двумерные магнитные солитоны — были обнаружены лишь недавно, поэтому основное внимание уделяется экспериментальным свидетельствам их существования [9]. Кроме того, рассмотрены теоретические исследования возможности переключения внутренней структуры вихрей и ЦМД, что открывает перспективы хранения нескольких бит информации в одной ячейке памяти [10].

Во **второй главе** предложена геометрическая модель микромагнитной структуры доменных границ в пленках ферритов-гранатов, позволяющая рассчитывать электрическую поляризацию доменных границ разных типов. Здесь и далее речь идет о кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом. Образцы, в которых наблюдается эффект смещения доменных границ под действием электрического поля, характеризуются отклонением вектора намагниченности от нормали к пленке, поэтому доменные границы в них не принадлежат ни к блоховскому, ни к неелевскому типу. Идея метода состоит в том, чтобы вместо поиска аналитического решения весьма непростой задачи о микромагнитной структуре доменных границ в присутствии наведенной магнитной анизотропии (раздел **2.1**) рассмотреть модельное распределение вектора намагниченности, описанное в разделе **2.2**. Оно удовлетворяет граничным условиям и позволяет изучать связь геометрических параметров микромагнитной структуры и ее симметричных характеристик. Модельное распределение является одномерным, то есть имеет вид  $\vec{M}(x)$ , где ось  $x$  направлена перпендикулярно плоскости границы. Распреде-

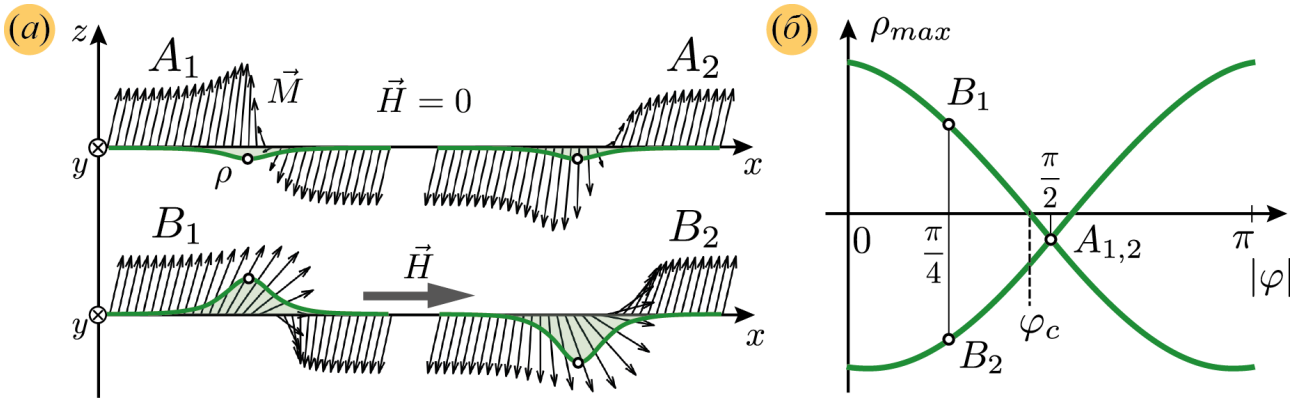


Рис. 1: Геометрическая модель микромагнитной структуры доменных границ: *a* — распределение вектора намагниченности  $\vec{M}$  (стрелки) и плотности поверхностного заряда  $\rho$  (сплошная линия); *b* — зависимость максимального по границе значения плотности электрического заряда  $\rho_{max}$  от абсолютного значения угла  $\varphi$ , характеризующего направление вектора намагниченности в центре доменной границы.

ление вектора намагниченности в плоскости доменной границы предполагается однородным, поскольку в экспериментальных образцах сильная ромбическая анизотропия препятствует образованию скрученной доменной границы.

С помощью данной модели в разделе **2.3** показано, что отклонение направления вектора намагниченности в доменах от нормали к поверхности образца с необходимостью приводит к наличию у доменной границы электрической поляризации. В том случае, если вектор поляризации содержит компоненту, перпендикулярную плоскости пленки, доменная граница обладает поверхностным электрическим зарядом, имеющим разные знаки на противоположных поверхностях образца. Следовательно, доменная граница обладает электрическим дипольным моментом, и должна смещаться под действием неоднородного электрического поля.

Кроме того, рассчитано распределение электрического заряда в скрученной доменной границе, распределение вектора намагниченности в которой изменяется по толщине пленки под действием полей размагничивания. Установлено, что скрученная доменная граница обладает как объемным, так и поверхностными электрическими зарядами, знак которых противоположен знаку объемного заряда. Отметим, что экспериментальные образцы характеризуются большими значениями константы ромбической анизотропии, поэтому скрученные доменные границы в них не образуются.

Эксперименты показали [А3], что приложение магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости границ, оказывает существенное влияние на характер смещения доменных границ под действием электрического поля. Рассмотрим смещение двух соседних доменных границ, вызванное электрическим полем, полученным путем подачи на иглообразный электрод фиксированного напряжения  $U = +1000$  В. В отсутствие магнитного поля обе границы притягиваются к электроду. При достаточно большом значении напряженности магнитного поля смещение обеих границ увеличивается по модулю, а для одной из них притяжение сменяется отталкиванием.

Раздел **2.4** посвящен описанию наблюдаемой зависимости смещения доменной границы под действием электрического поля от напряженности магнитного поля. Для этого рассмотрена пара соседних доменных границ одной киральности при условии, что вектор намагниченности в доменах не лежит в плоскости доменной границы. Действие магнитного поля представлено как изменение угла  $\varphi$ , задающего направление вектора намагниченности в центре доменной границы. Для границ в отсутствие магнитного поля, изображенных в верхней части рисунка 1 а,  $\varphi = \pi/2$  (граница  $A_1$ ) и  $\varphi = -\pi/2$  (граница  $A_2$ ). Магнитное поле деформирует микромагнитную структуру границ так, что абсолютная величина угла  $\varphi$  стремится к нулю (в случае  $H_x > 0$ , границы  $B_1$  и  $B_2$  на рисунке 1 а). Сплошной линией показано распределение плотности электрического заряда  $\rho$  на верхней поверхности образца. График зависимости максимального значения этой величины по ширине границы от абсолютной величины угла скручивания представлен на рисунке 1 б.

Полученные зависимости находятся в качественном согласии с экспериментальными фактами: единообразным поведением границ под действием электрического поля при  $H = 0$  и разнонаправленным для соседних границ изменением величины смещения при  $H \neq 0$ . При некотором значении угла  $\varphi = \varphi_c$  вектор поляризации одной из границ лежит в плоскости пленки, поэтому поверхностные заряды обращаются в ноль. Это также соответствует экспериментальным данным: при некотором значении напряженности магнитного поля смещение одной из доменных границ равно нулю.

**В третьей главе** изложены результаты численного моделирования мик-

ромагнитной структуры и электростатических свойств доменных границ методом имитации отжига. В разделе **3.1** дана общая характеристика метода, а в разделе **3.2** обоснована необходимость его использования для решения поставленных задач, приведены детали реализации для поиска равновесного распределения вектора намагниченности и результаты тестирования на задаче, решение которой известно. Метод имитации отжига используется для поиска глобального минимума функции, заданной в многомерном пространстве. Поиск осуществляется путем случайных перемещений в этом пространстве с постепенным уменьшением длины шага. С некоторой вероятностью принимаются даже те шаги, в результате которых значение минимизируемой функции возрастает, что позволяет избежать “застревания” в локальных минимумах.

Модель, как и в главе 2, является одномерной:  $\vec{M} = \vec{M}(x)$ . Помимо обменной энергии и энергии взаимодействия с внешним магнитным полем, учитывается энергия наведенной магнитной анизотропии [11], имеющая вид

$$w_{ind} = -K_u(\vec{m} \cdot \vec{n}_u)^2 + K_r(\vec{m} \cdot \vec{n}_r)^2, \quad (2)$$

где  $K_u$ ,  $\vec{n}_u$  — константа и орт одноосной анизотропии,  $K_r$ ,  $\vec{n}_r$  — константа и орт ромбической анизотропии, а  $\vec{m} = \vec{M}/M_s$  — единичный безразмерный вектор, задающий направление вектора намагниченности. Направления ортов будем задавать полярным и азимутальным углами  $\theta_i$  и  $\varphi_i$  ( $i = u, r$ ) в сферической системе координат с осью  $z$ , направленной по нормали к пленке и осью  $x$ , направленной перпендикулярно доменной границе.

Кроме того, в модели учитывается энергия взаимодействия присущей микромагнитной структуре электрической поляризации  $\vec{P}$  с эффективным электрическим полем  $\vec{E}_0$ :

$$w_{me} = -\vec{P}\vec{E}_0 = -\gamma\chi_e M_s^2 (\vec{m}(\nabla \cdot \vec{m}) - (\vec{m} \cdot \nabla)\vec{m}) \cdot \vec{E}_0, \quad (3)$$

где  $\vec{P}$  — вектор электрической поляризации,  $\gamma$  — коэффициент магнитоэлектрического взаимодействия,  $\chi_e$  — диэлектрическая восприимчивость. Эффек-

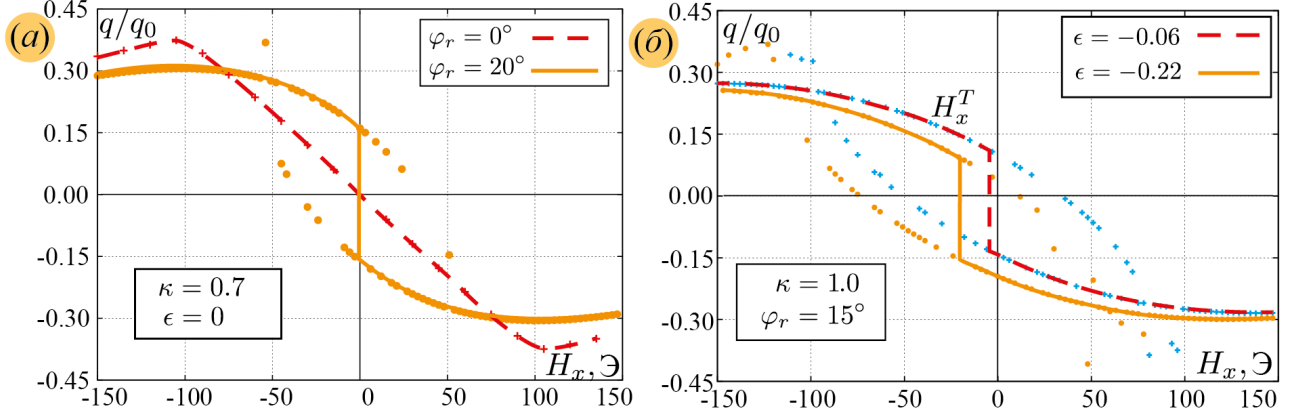


Рис. 2: Влияние характеристик кристалла на зависимость линейной плотности поверхностного электрического заряда границы  $q$  от напряженности магнитного поля  $H_x$ :  $a$  — зависимости  $q(H_x)$  при различных значениях угла ромбической анизотропии  $\varphi_r$ ;  $b$  — зависимости  $q(H_x)$  при различных значениях эффективного электрического поля  $\epsilon$ .

тивное электрическое поле  $\vec{E}_0$  вводится как полярный вектор, характеризующий нарушение центральной симметрии кристалла. Введем соответствующий безразмерный параметр  $\epsilon = \gamma\chi_e M_s^2 E_0 / (K_u \Delta)$ .

Предметом моделирования являются зависимости линейной плотности поверхностного электрического заряда доменной границы  $q$  от напряженности внешнего магнитного поля  $H_x$ . Линейная плотность поверхностного электрического заряда вычисляется по формуле  $q = \int P_z dx$ . Значения линейной плотности поверхностного заряда  $q$  нормированы на величину  $q_0 = e/\mu\text{км}$ , равную заряду электрона на микрометр длины границы. В разделе **3.3** изложены результаты моделирования зависимости  $q(H_x)$  при различных значениях параметров образца: азимутального угла  $\varphi_r$  и константы  $K_r$  ромбической анизотропии (при  $\theta_r = \pi/2$ ), а также параметра  $\epsilon$ , характеризующего напряженность эффективного электрического поля. Константа ромбической анизотропии характеризуется безразмерным параметром  $\kappa = K_r/K_u$ .

На рисунке 2  $a$  изображены зависимости  $q(H_x)$  для двух значений угла  $\varphi_r$  между плоскостью ромбической анизотропии и плоскостью доменной границы. Штриховая линия соответствует значению  $\varphi_r = 0^\circ$ , при котором анизотропия способствует образованию доменной границы блоховского типа. В отсутствие магнитного поля такая граница не обладает поверхностным зарядом. Под действием магнитного поля ее микромагнитная структура при-

ближается к структуре границ Нееля, что сопровождается ростом величины поверхностного заряда. По мере увеличения напряженности магнитного поля рост величины поверхностного заряда  $q$  сменяется убыванием, поскольку магнитное поле наклоняет вектор намагниченности в доменах, что приводит к уменьшению полного угла разворота вектора намагниченности.

Сплошной линией на рисунке 2 *a* показана зависимость  $q(H_x)$  при  $\varphi_r = 20^\circ$ . Она содержит две ветви, переход между которыми осуществляется при  $H_x = 0$ . Разные ветви соответствуют двум возможным киральностям границы. Из-за скоса плоскости, в которой происходит разворот вектора намагниченности, при отличном от нуля значении напряженности магнитного поля одна из киральностей является энергетически более выгодной.

На рисунке 2 *б* приведены зависимости  $q(H_x)$  для двух значений параметра  $\epsilon$ , характеризующего напряженность эффективного электрического поля  $E_0$ . Из графиков следует, что действие эффективного электрического поля приводит к изменению значения напряженности магнитного поля  $H_x^T$ , при котором энергии границ различной киральности равны. Установлено, что зависимость  $H_x^T(E_0)$  является линейной, причем  $H_x^T$  не зависит ни от угла  $\varphi_r$ , ни от константы  $K_r$  ромбической анизотропии.

Раздел 3.4 посвящен рассмотрению альтернативной модели магнитоэлектрического взаимодействия, согласно которой наблюдаемое смещение доменных границ вызвано изменением констант магнитной анизотропии под действием неоднородного электрического поля [12]. Произведено сравнение конфигурации эффективного магнитного поля, обусловленного изменением констант анизотропии, с конфигурацией, соответствующей неоднородному магнитоэлектрическому эффекту. Показано, что изменение констант анизотропии приводило бы к единообразному смещению доменных границ при данной полярности электрического напряжения. Это противоречит данным экспериментов в присутствии внешнего магнитного поля, согласно которым направление смещения доменной границы (притяжение или отталкивание от электрода) чередуется от границы к границе.

В **четвертой главе** рассмотрены электростатические свойства топологических дефектов пониженной размерности, находящихся внутри доменных

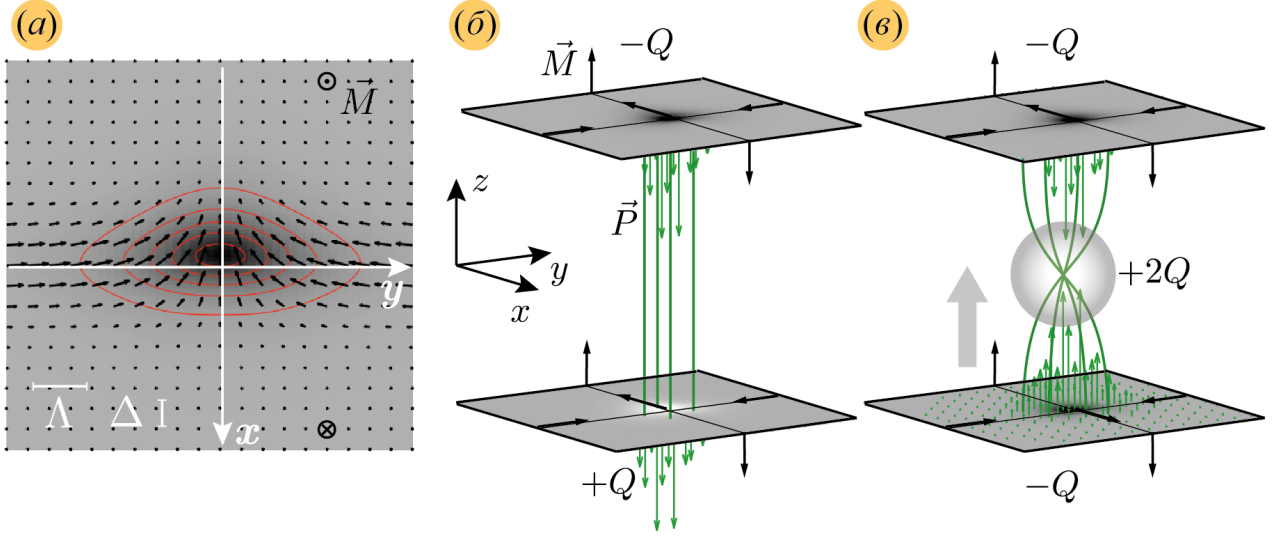


Рис. 3: Распределение вектора намагниченности  $\vec{M}$  и электростатические характеристики магнитных неоднородностей внутри доменных границ: *a* — распределение плотности электрического заряда вертикальной блоховской линии (показано цветом). Плоскость рисунка совпадает с плоскостью пленки. Показаны масштабные элементы, соответствующие ширине доменной границы  $\Delta$  и ширине вертикальной блоховской линии  $\Lambda$ ; *b* — поверхностные электрические заряды и распределение электрической поляризации  $\vec{P}$  на двух поверхностях образца вблизи вертикальной блоховской линии; *c* — вертикальная блоховская линия, содержащая точку Блоха с объемным электрическим зарядом  $+2Q$ .

границ — вертикальной блоховской линии и точки Блоха. Кроме того, показано, что магнитный скирмион может быть зарожден с помощью электрического поля.

Как отмечено в разделе 4.1, вертикальная блоховская линия представляет собой область, разделяющую участки доменной границы блоховского типа с различной киральностью. На рисунке 3 *a* стрелками показано соответствующее распределение вектора намагниченности  $\vec{M}$  (плоскость рисунка совпадает с плоскостью пленки). В вертикальной блоховской линии доменная граница принадлежит к неелевскому типу. При этом киральность неелевского участка произвольна, что соответствует двум возможным знакам проекции вектора намагниченности:  $M_x(0, 0) < 0$  (показано на рисунке) или  $M_x(0, 0) > 0$ . В том случае, если знаки проекции  $M_x$  на противоположных поверхностях образца отличаются, вертикальная блоховская линия содержит в себе сингулярную точку распределения вектора намагниченности — точку Блоха.



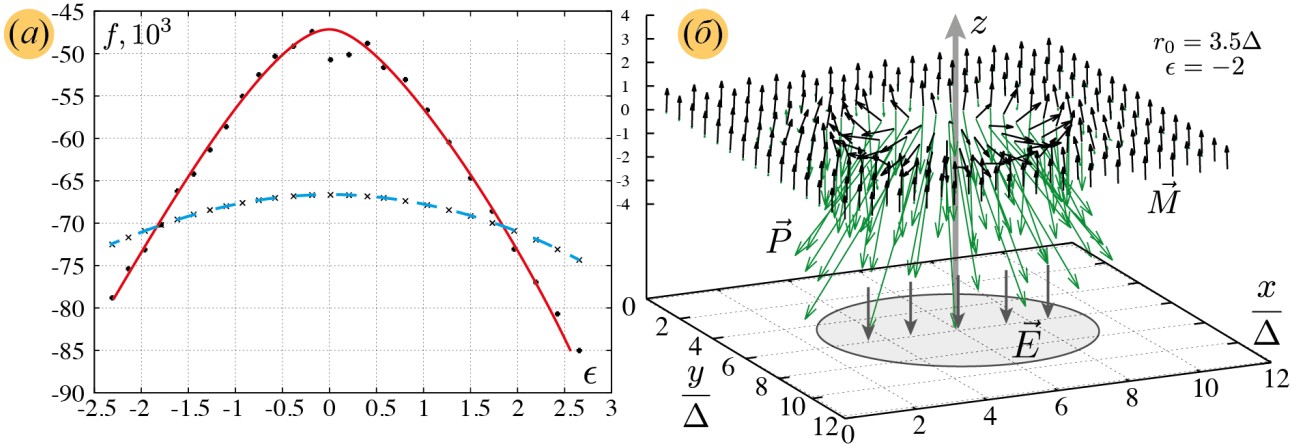


Рис. 4: Магнитоэлектрический скирмион: *a* — зависимости свободной энергии  $f$  микромагнитной конфигурации, содержащей скирмион (сплошная линия) и топологически тривиальной (штриховая линия) от параметра  $\epsilon$ , характеризующего напряженность электрического поля; *б* — распределения векторов намагниченности  $\vec{M}$  и электрической поляризации  $\vec{P}$  в магнитоэлектрическом скирмионе.

В разделе 4.2 рассчитаны распределения поверхностной и объемной плотностей электрического заряда вертикальной блоховской линии и точки Блоха, а также соответствующие интегральные значения. Показано, что полный поверхностный заряд вертикальной блоховской линии на одной из поверхностей образца равен по абсолютной величине  $Q = \gamma\chi_e M_s^2 \pi^2 \Lambda$ , где  $\Lambda$  — параметр ширины вертикальной линии Блоха (рис. 3 *a*). Проекция вектора электрической поляризации на ось  $z$  имеет одинаковые знаки на противоположных поверхностях образца, поэтому знаки поверхностных электрических зарядов отличаются (рис. 3 *б*).

Полный электрический заряд точки Блоха равен поверхностному заряду с обратным знаком, и определяется распределением вектора намагниченности на поверхностях образца. Так, в случае внедрения точки Блоха в вертикальную блоховскую линию с нижней поверхности образца (рис. 3 *в*) ее электрический заряд положителен и равен  $+2Q$ .

В разделе 4.3 путем численного моделирования показана принципиальная возможность стабилизации кирального скирмиона с помощью электрического поля. Рассмотрено двумерное распределение вектора намагниченности  $\vec{M}(x, y)$  под действием электрического поля  $\vec{E} = (0, 0, E_z)$ , создаваемого идеальным конденсатором с круглыми обкладками, лежащими в плоскости

$xy$ . Радиус обкладок конденсатора составляет  $r_0 = 3.5\Delta$ , где  $\Delta$  — параметр ширины доменной границы. Производилось сравнение энергий равновесных конфигураций вектора намагниченности, полученных из начальных условий двух типов. На рисунке 4 *a* изображены зависимости значения минимизируемой функции  $f$  от безразмерного параметра, характеризующего напряженность внешнего электрического поля  $\epsilon = \gamma\chi_e M_s^2 E_z / (K_u \Delta)$ . Штриховая линия соответствует зависимости  $f(\epsilon)$  в случае, когда начальные условия представляют собой однородное распределение вектора намагниченности. Сплошной линией показана зависимость  $f(\epsilon)$  для начальных условий вида

$$\begin{cases} \vec{M} = (0, 0, -1) & r < 1.8\Delta \\ \vec{M} = (0, 0, 1), & r \geq 1.8\Delta, \end{cases} \quad (4)$$

представляющих собой основу для получения топологически нетривиальной конфигурации  $\vec{M}(x, y)$ . Здесь  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  — радиальная координата в цилиндрической системе координат, ось  $z$  которой проходит через центр обкладок конденсатора. Из графиков следует, что при некотором значении  $|\epsilon|$  такая конфигурация оказывается энергетически более выгодной по сравнению с полученной из однородного распределения вектора намагниченности. Отклонение двух точек от сплошной линии вблизи значения  $\epsilon = 0$  связано с тем, что в отсутствие электрического поля топологически нетривиальная конфигурация распределения вектора намагниченности является нестабильной.

На рисунке 4 *б* представлены распределения вектора намагниченности  $\vec{M}$  и электрической поляризации  $\vec{P}$  для значения  $\epsilon = -2$ . Знак  $z$ -компоненты внешнего электрического поля  $E_z$  задает киральность полученного скирмиона, определяемую знаком радиальной проекции  $M_r$ . Отметим, что в системах, где скирмионы были обнаружены экспериментально, их стабильность обуславливалась взаимодействием Дзялошинского-Мория. Его знак и сила не могли быть изменены, поскольку определялись кристаллической структурой образца. Стабильность рассматриваемой структуры, напротив, контролируется внешним электрическим полем, что создает дополнительную степень

свободы в управлении магнитоэлектрическими скирмионами.

В **заключении** приведены основные результаты и выводы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Построена аналитическая модель микромагнитной структуры доменных границ в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом, позволяющая качественно изучать их электростатические свойства. В рамках этой модели показано, что отклонение вектора намагниченности в доменах от плоскости доменной границы с необходимостью приводит к наличию у границы электрической поляризации. Установлено, что действие внешнего магнитного поля может приводить к изменению поверхностного электрического заряда доменной границы. Полученные зависимости поверхностного заряда доменных границ от угла скручивания находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.
2. Рассчитано распределение электрического заряда в скрученной доменной границе в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом. Показано, что скрученная доменная граница обладает поверхностным и объемным электрическими зарядами разных знаков; знак зарядов каждого вида совпадает у разных границ.
3. Проведено численное моделирование микромагнитной структуры доменных границ в феррит-гранатовых пленках с учетом кубической и наведенной магнитной анизотропии согласно модели, описанной в [11], а также неоднородного магнитоэлектрического эффекта. Микромагнитное моделирование проводилось методом имитации отжига. Основные результаты моделирования заключаются в следующем:
  - Установлено, что наличие ромбической анизотропии, плоскость которой отклонена от плоскости доменной границы, приводит к наличию у границы поверхностного электрического заряда в отсутствие внешнего магнитного поля. При отличных от нуля значениях

напряженности внешнего магнитного поля отклонение плоскости ромбической анизотропии приводит к появлению разницы в энергиях доменных границ различной киральности.

- Установлено, что при наличии в кристалле эффективного электрического поля  $\vec{E}_0 = (0, 0, E_0)$  равенство энергий доменных границ разной киральности осуществляется при отличном от нуля значении напряженности внешнего магнитного поля  $H_x = H_x^T$ .
  - Показано, что переходное значение напряженности внешнего магнитного поля  $H_x^T$  не зависит от величин константы  $K_r$  и азимутального угла  $\varphi_r$  ромбической анизотропии. Установлено, что величина  $H_x^T$  прямо пропорциональна напряженности эффективного электрического поля  $E_0$ .
  - Установлено, что характер зависимости линейной плотности поверхностного электрического заряда доменной границы от напряженности внешнего магнитного поля определяется соотношением констант одноосной анизотропии  $K_u$  и ромбической анизотропии  $K_r$ .
4. Рассмотрен альтернативный неоднородному магнитоэлектрическому эффекту механизм магнитоэлектрического взаимодействия, основанный на изменении констант магнитной анизотропии под действием неоднородного электрического поля [12]. Показано, что эффект разнонаправленного смещения доменных границ под действием электрического поля одной полярности, наблюдаемый в присутствии магнитного поля, не может быть описан в рамках данной модели.
5. Показано, что в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом вертикальная блоховская линия обладает поверхностным электрическим зарядом, имеющим разный знак на противоположных поверхностях пленки и равным по модулю  $Q = \gamma\chi_e M_s^2 \pi^2 \Lambda$ . Точка Блоха обладает объемным электрическим зарядом, равным по модулю  $2Q$ . Методом непрерывных деформаций распределения вектора намагниченно-

сти показано, что знак электрического заряда точки Блоха не связан со знаком ее топологического заряда.

6. Продемонстрирована принципиальная возможность зарождения магнитного скирмиона посредством локального воздействия электрического поля в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим эффектом. Необходимая для этого величина напряженности электрического поля может быть оценена по порядку величины как  $10^6$  В/см, что лежит в диапазоне экспериментально достижимых значений. Показано, что направление внешнего электрического поля определяет киральность микромагнитной структуры.

## Список литературы

1. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37, № 12. С. 565.
2. Mostovoy M. Ferroelectricity in Spiral Magnets // Physical Review Letters. 2006. Vol. 96, No. 6. P. 067601.
3. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир. 1982.
4. Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V. et al. Electric field control of micromagnetic structure // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. Vol. 310, No. 2. P. 2569–2571.
5. Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V. et al. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93, No. 18. P. 182510.
6. Милов Е.В., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П. и др. Обнаружение переключения спонтанной электрической поляризации в мультиферроике  $\text{DyMnO}_3$  // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85, № 10. С. 610–614.

7. Murakawa H., Onose Y., Kagawa F. et al. Rotation of an Electric Polarization Vector by Rotating Magnetic Field in Cycloidal Magnet  $\text{Eu}_{0.55}\text{Y}_{0.45}\text{MnO}_3$  // Physical Review Letters. 2008. Vol. 101, No. 19. P. 197207.
8. Fiebig M., Lottermoser Th., Fröhlich D. et al. Observation of coupled magnetic and electric domains. // Nature. 2002. Vol. 419, No. 6909. P. 818–20.
9. Mühlbauer S., Binz B., Jonietz F. et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet. // Science (New York, N.Y.). 2009. Vol. 323, No. 5916. P. 915–919.
10. Cambel V., Karapetrov G. Control of vortex chirality and polarity in magnetic nanodots with broken rotational symmetry // Physical Review B. 2011. Vol. 84, No. 1. P. 014424.
11. Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. Наведенная и магнитокристаллическая анизотропия эпитаксиальных магнитных пленок. Препринт №17(492). М.: ИРЭ АН СССР. 1988.
12. Кабыченков 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. Т. 97, № 5. С. 304–308.

## Список публикаций

### ПУБЛИКАЦИИ В РЕЦЕНЗИРУЕМЫХ ЖУРНАЛАХ

- A1. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K, **Sergeev A.S.**, Sechin D.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S. Spin Flexoelectricity and New Aspects of Micromagnetism // Advances in Science and Technology. 2010. Vol. 67. P. 149-157.
- A2. Pyatakov A.P., **Sergeev A.S.**, Sechin D.A., Meshkov G.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S., Zvezdin A.K. Magnetic domain wall motion

triggered by electric field // Journal of Physics: Conference Series. 2010. Vol. 200. P. 0320059.

- A3. Pyatakov A.P., Sechin D.A., **Sergeev A.S.**, Nikolaev A.V., Nikolaeva E.P., Logginov A.S., Zvezdin A.K. Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films // Europhysics Letters. 2011. Vol. 93. P. 17001.
- A4. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., Vlasov A.M., **Sergeev A.S.**, Sechin D.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Chou H., Sun S.J., Calvet L.E. Spin Structures and Domain Walls in Multiferroics // Ferroelectrics. 2012. Vol. 438. P. 79–88.
- A5. **Сергеев А.С.**, Сечин Д.А., Павленко О.В., Николаева Е.П., Николаев А.В., Косых Т.Б., Пятаков А.П. Влияние магнитного поля на микромагнитную структуру и электростатические свойства доменных границ // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2013. Т. 77, №10. С. 1523–1526.

#### ПУБЛИКАЦИИ В СБОРНИКАХ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ

- A6. **Сергеев А.С.**, Сечин Д.А. Теория магнитоэлектрических свойств доменных границ в пленках феррит-гранатов // Материалы докладов XVI Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2009», секция «Физика», подсекция «Физика магнитных явлений». Москва. 2009. С. 18.
- A7. Сечин Д.А., **Сергеев А.С.** Магнитоэлектрические свойства доменных границ в пленках феррит-гранатов // XXI Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, сборник трудов. Москва. 2009. С. 329-330.
- A8. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K., **Sergeev A.S.**, Sechin D.A., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V., Logginov A.S. Spin Flexoelectricity and new aspects of magnetism // 12th International Ceramics Congress, book of abstracts. Montecatini Terme, Tuscany, Italy. 2010. P. 149-157.

- A9. Pyatakov A.P., Sechin D.A., **Sergeev A.S.**, Nikolaev A.V., Nikolaeva E.P., Meshkov G.A., Logginov A.S., Zvezdin A.K. Ferroelectricity of micromagnetic structure // Euro-Asian Symposium on Magnetism: Nanospintronics. Ekaterinburg, Russia. 2010. P. 171.
- A10. **Sergeev A.S.**, Sechin D.A., Pavlenko O.V., Pyatakov A.P., Nikolaeva E.P., Nikolaev A.V. Magnetic-field-tuned electric polarization of micromagnetic structures // Moscow International Symposium on Magnetism, book of abstracts. Moscow, Russia. 2011. P. 906-907.
- A11. **Sergeev A.S.**, Sechin D.A., Pavlenko O.V., Magnetic-field-tunable electrostatic properties of the domain walls // International School of Oxide Electronics, book of abstracts. Cargese, Corsica, France. 2011. P. 100
- A12. **Сергеев А.С.**, Сечин Д.А., Пятаков А.П. Скирмионы и неоднородный магнитоэлектрический эффект // XXII Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, сборник трудов. Астрахань, 2012. С. 586-589.
- A13. Пятаков А.П., Сечин Д.А., **Сергеев А.С.**, Николаева Е.П., Николаев А.В. Поворот плоскости магнитных доменных границ, вызванный электрическим полем // XXII Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, сборник трудов. Астрахань. 2012. С. 601-604.
- A14. Сечин Д.А., **Сергеев А.С.**, Павленко О.В., Николаева Е.П., Николаев А.В., Пятаков А.П. Магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов-гранатов // XXII Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, сборник трудов. Астрахань. 2012. С. 590-592.



*Для заметок*

*Для заметок*