

Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах

А.П. Пятаков, А.С. Сергеев, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых,
А.В. Николаев, К.А. Звездин, А.К. Звездин

Дан краткий обзор исследований магнитоэлектрических материалов и мультиферроиков с учётом их доменной структуры. Особое внимание уделено магнитоэлектрическим явлениям в микромагнетизме на примере эпитаксиальных плёнок ферритов-гранатов (электроиндуцированное смещение и наклон доменных границ). Рассмотрено также влияние электрического поля на другие топологические дефекты в магнитоупорядоченных средах: линии и точки Блоха в доменных границах, магнитные вихри и скирмионы.

Ключевые слова: мультиферроики, магнитоэлектрический эффект, доменная граница, скирмион, линия Блоха, точка Блоха

PACS numbers: 75.85.+t, 85.70.-w, 85.75.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510k.1077

Содержание

1. Введение (1077).
 2. Экспериментальные результаты (1079).
 3. Теоретическая интерпретация результатов (1082).
 - 3.1. Возможные механизмы эффекта смещения доменных границ.
 - 3.2. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие.
 - 3.3. Изменение констант анизотропии.
 4. Микромагнитные структуры пониженной размерности (1084).
 - 4.1. Линии и точки Блоха.
 - 4.2. Скирмионы.
 - 4.3. Магнитные вихри.
 5. Заключение (1086).
- Список литературы (1087).

1. Введение

Магнитоэлектрическими называют среды, в которых наблюдаются перекрёстные эффекты, связанные с воздействием электрических полей на магнитную подсистему материала и обратным влиянием магнитного поля на диэлектрические характеристики или сегнетоэлектрическое состояние вещества. Последний случай относится

к магнитным сегнетоэлектрикам или мультиферроикам [1, 2].

Традиционный подход к изучению свойств магнитоэлектрических веществ подразумевает однородность среды, при этом исследуемый объём вещества представляет собой один магнитный или сегнетоэлектрический домен. Это предполагает проведение измерений в достаточно сильных магнитных и электрических полях, поляризующих образец до насыщения. Однако в последнее время наметилась отчётливая тенденция к исследованию материалов в спонтанном состоянии, с учётом наличия в них доменной структуры [3–6], что связано со следующими обстоятельствами.

- Всё большее количество синтезируемых в настоящее время материалов приходится на долю тонких плёнок, в которых, согласно закону Киттеля, размер доменов уменьшается с уменьшением толщины плёнки. При этом объёмная доля доменных границ в материале и их роль в формировании его свойств возрастают.

- Некоторые магнитоэлектрические эффекты могут проявляться на масштабе отдельных доменов или даже доменных границ. При этом измерение интегрального, усреднённого по многим доменам, сигнала не даёт информации об изменениях такого рода.

- Особый интерес представляют отсутствующие в однородных образцах эффекты, связанные непосредственно с доменными границами и другими неоднородностями, такими как вихри, скирмионы, линии Блоха и др.

Так, в сегнетоэлектриках доменные границы имеют электропроводящие свойства, отличные от свойств доменов, которые они разделяют. Всплеск интереса к этому явлению возник после обнаружения в мультиферроике феррите висмута BiFeO_3 повышенной проводимости доменных границ [7]. (Заметим, что в сегнетоэлектриках без магнитного упорядочения проводимость доменных границ была теоретически предсказана [8] и экспериментально обнаружена [9] значительно ранее.) Интересно, что даже при смещении доменной границы её "электропроводящий образ" остаётся запечатлённым в сегнетоэлектрике [10], что предположительно объясняется нако-

А.П. Пятаков, А.С. Сергеев, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых,
А.В. Николаев. Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Ленинские горы, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: pyatakov@physics.msu.ru

К.А. Звездин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация;
ООО "Лаборатория Кинтех",
3-я Хорошёвская ул. 12, 123298 Москва, Российская Федерация
E-mail: zvezdin@gmail.com

А.К. Звездин. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация;
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 1 июля 2015 г.

плением заряженных дефектов (кислородных вакансий или дислокаций) в месте расположения доменных границ.

Отметим, что в других перовскитах $RMnO_3$ (R — редкоземельный ион) имеет место противоположный эффект уменьшения проводимости в области расположения сегнетоэлектрических доменных границ (в манганите иттрия), а также изменения проводимости как в ту, так и в другую сторону (в манганите гольмия) в зависимости от знака связанного электрического заряда на сегнетоэлектрической доменной границе [5]. Проводящим, электростатическим, а также гипотетическим магнитным свойствам сегнетоэлектрических доменных границ посвящены специальные обзоры [3, 5].

Значительно меньшее внимание уделяется магнитоэлектрическим свойствам магнитных доменных границ и других микромагнитных структур, а также изучению возможности управления ими с помощью электрического поля. При этом, как правило, рассматриваются композитные среды, в которых слой обычного магнитного материала, такого как, например, пермаллой, нанесён на подложку из пьезоэлектрика. В этом случае воздействие электрического поля на микромагнитную структуру осуществляется за счёт механической связи двух слоёв: деформация, возникающая вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта, вызывает перестройку микромагнитной структуры, обусловленную магнитострикционными явлениями [11–16]. Такая схема представляется перспективной с практической точки зрения, поскольку позволяет контролировать положение магнитных доменных границ при комнатных температурах под действием малых управляющих напряжений, меньших 0,1 В [15].

В однофазных материалах также возможно проявление магнитоэлектрических свойств на доменных границах, например, когда магнитные доменные границы являются "по совместительству" границами сегнетоэлектрических доменов, как это имеет место в ортоферритах $RFeO_3$ [17, 18]. Такие границы называют "композитными" [18], но их следует отличать от микромагнитных структур в композитных материалах. К сожалению, данный эффект проявляется в ортоферритах только при низких температурах, когда упорядочивается редкоземельная магнитная подсистема. В недавней работе [19] для мультиферроиков другого типа — CuO и $MnWO_4$, характеризующихся несоразмерными спиновыми структурами в сегнетоэлектрическом состоянии, предсказано наличие электрической поляризации у магнитных доменных границ в параэлектрической фазе, но снова при низких температурах.

В то же время существуют однофазные материалы — эпитаксиальные плёнки ферритов-гранатов, в которых и при комнатных температурах наблюдается индуцированная электрическим полем трансформация микромагнитной структуры [20–22]. Помимо практической значимости данного высокотемпературного магнитоэлектрического (МЭ) эффекта, большой фундаментальный интерес представляет механизм явления, который до сих пор остаётся дискуссионным вопросом (подробнее см. раздел 3).

При изучении магнитоэлектрических свойств микромагнитных структур в плёнках ферритов-гранатов можно выделить три основных метода экспериментального наблюдения — они представлены на рис. 1 в порядке их появления. Исторически первым является электромагнитооптический способ наблюдения [26], основанный на измерении угла фарадеевского вращения плоскости по-

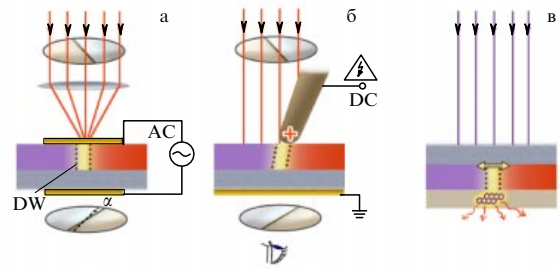


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Три способа наблюдения магнитоэлектрических свойств в плёнках феррита-граната: (а) электромагнитооптический [23, 24], (б) магнитоэлектрический зондовый [20, 21], (в) спектроскопия одиночных молекул [25]. α — угол фарадеевского вращения. AC (DC) — переменное (постоянное) электрическое напряжение. Красным и синим цветом обозначены магнитные домены с противоположной намагниченностью. Пунктирными линиями показана доменная граница (DW).

ляризации света, прошедшего сквозь плёнку феррита-граната, помещённую между двумя прозрачными плоскими электродами (рис. 1а). Приложение переменного электрического поля напряжённостью около 1 кВ см^{-1} приводило к модуляции угла вращения величиной порядка нескольких единиц или десятков угловых секунд [23, 24]. При фокусировке луча на место расположения доменной границы сигнал, обусловленный электромагнитооптическим эффектом, возрастал более чем на порядок по сравнению с таким же сигналом от однородно намагниченных доменов [24, 27], что говорило о большой чувствительности доменной границы к воздействию электрического поля.

Следующим этапом в исследовании МЭ-свойств доменных границ стали эксперименты, в которых электрическое воздействие было локализовано благодаря созданию поля большой напряжённости вблизи острия электрода (рис. 1б). При подаче постоянного напряжения на электрод наблюдались притяжение или отталкивание границы в зависимости от полярности приложенного напряжения [4, 20, 28–33]. При дальнейшем развитии данной методики заострённая проволока была заменена проводящим зондом сканирующего атомного силового микроскопа [21, 34], но разрешение при применении методики оставалось ограниченным дифракционным пределом, поскольку визуализация микромагнитной структуры осуществлялась магнитооптическими методами. Выходом из создавшегося положения могло бы послужить использование для визуализации доменной структуры методов магнитной силовой микроскопии, подобно тому как это делается в экспериментах на композитных структурах [11, 12], но данный метод не подходит для плёнок ферритов-гранатов в связи с их малой коэрцитивной силой и высокой подвижностью магнитных доменных границ: намагниченная игла зонда увлекает за собой доменную границу, делая невозможным детектирование на этом фоне электроиндуцированных смещений доменной границы [21]. Отметим, однако, что для исследования магнитожёстких материалов метод совмещения электрического воздействия и сканирующей зондовой микроскопии с успехом применяется под названием магнитоэлектрической силовой микроскопии [35].

Наконец, наиболее прецизионным методом измерений магнитоэлектрических эффектов на доменных границах призвана стать описанная в недавней статье [25] спектроскопия одиночных молекул. Она позволяет измерять распределение электрических полей, создаваемых

доменными границами, по смещению в результате эффекта Штарка частоты линии излучения органической молекулы дибензантантрена (ДВАТТ), расположенной в слое из гексадекана, нанесённом на поверхность плёнки феррита-граната (рис. 1в). Переменное магнитное поле заставляет двигаться магнитную неоднородность относительно положения молекулы, вызывая модуляцию частоты люминесцентного излучения молекулы. Данный метод имеет чувствительность порядка 10 В см^{-1} , а разрешающая способность определяется точностью позиционирования молекулярного зонда относительно доменной границы, т.е. в пределе может достигать атомарного разрешения. Заметим, что спектроскопия одиночных молекул позволяет измерять индуцированное магнитным полем изменение электрической поляризации, т.е. магнитоэлектрический эффект, обратный по отношению к тому, который измерялся первыми двумя методами.

Описанные выше способы исследования электростатических свойств доменных структур применимы не только при изучении плёнок ферритов-гранатов, они могут оказаться полезными и в смежных областях физики материалов, в которых имеет место магнитное фазовое разделение с зарядовыми неоднородностями и наблюдаются устойчивые электрически заряженные структуры магнитного происхождения [36] (в случае непрозрачных материалов магнитооптическую визуализацию предлагается осуществлять за счёт эффекта Керра при отражении света).

В разделе 2 подробно изложены экспериментальные результаты наблюдения магнитоэлектрических эффектов на микромагнитных структурах в эпитаксиальных плёнках ферритов-гранатов, полученные с помощью второго из описанных выше методов.

В разделе 3 обсуждаются теоретические модели, предложенные для описания явления электроиндуцированного движения доменных границ.

В разделе 4 представлены результаты численного моделирования магнитоэлектрических свойств микромагнитных объектов, которые позволят взглянуть на проблему магнитоэлектрических явлений в микромагнетизме несколько шире: не только как на электроиндуцированное движение доменных границ, но и как на электрическое управление микромагнитными структурами пониженной размерности — линиями и точками Блоха, а также скирмионами.

Основные выводы и анализ перспектив практического использования данных эффектов приведены в разделе 5.

2. Экспериментальные результаты

Наличие магнитоэлектрических свойств у микромагнитных структур впервые было обнаружено в виде смещения доменных границ в плёнках ферритов-гранатов под действием статического неоднородного электрического поля на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ) в лаборатории под руководством А.С. Логгинова [20]. В последующих работах этой научной группы было исследовано поведение доменной стенки в зависимости от её формы в образцах с различной кристаллографической ориентацией подложки, на которой выращена плёнка [28–30]. Позднее было изучено влияние внешних магнитных полей на движение доменных границ, вызванное электрическим полем: обнаружено изменение направления [31], величины смещения [32] и скорости [33] в зависимости от величины и направления магнитного поля. Для исследования особенностей движения доменных стенок использовался динамический метод, в котором стенка смещается под действием импульсного электрического поля. Кроме того, были изучены особенности поведения доменных границ под действием электрического поля, создаваемого электродом полосковой формы [37]. Ниже изложены результаты исследований свойств доменных структур в электрическом поле заряженного электрода.

Исследуемые образцы представляли собой эпитаксиальные плёнки ферритов-гранатов $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенные А.М. Балбашовым в Московском энергетическом институте методом жидкофазной эпитаксии на подложках из $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ толщиной 500 мкм [38]. Параметры исследованных образцов приведены в сводной таблице [39].

Общая схема экспериментов представлена на рис. 2. Электрическое поле создавалось подачей постоянного напряжения на заострённую проволоку из диамагнитного материала. Доменная структура визуализировалась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. При измерениях регистрировалось положение доменной границы в первоначальном состоянии и после приложения электрического поля к игле. Обнаружено, что под дей-

Таблица. Параметры исследуемых образцов* $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$

№	Ориентация подложки	h , мкм	$4\pi M_s$, Гс	p , мкм	(θ_0, φ_0)	Эффект
1	(111)	8,5	63,0	77,0	(0, 0)	Нет
2	(111)	19,0	78,0	39,0	(0, 0)	Нет
3	(110)	4,0	162,0	9,2	(10, -53)	Есть
4	(110)	6,0	76,0	14,0	(10, 1,5)	Есть
5	(210)	7,4	77,0	44,0	(46, 207)	Есть
6	(210)	10,0	62,0	28,0	(46, 189)	Есть
7	(210)	10,0	53,5	34,0	(40, 189)	Есть
8	(210)	11,0	43,5	36,0	(46, -17)	Есть
9	(210)	18,7	62,2	26,0	(50, -203)	Есть
10	(111)	10,0	144,0	8,7	(0, 0)	Нет**

* h — толщина плёнки, M_s — намагниченность насыщения, p — период доменной структуры в невозмущённом состоянии, θ_0, φ_0 — угловые координаты вектора намагниченности в доменах в координатной системе с нормалью к плёнке в качестве полярной оси и азимутальной осью вдоль направлений $[\bar{1}10]$ и $[\bar{1}20]$ для плёнок (110) и (210) соответственно.

** Образец 10 (состав $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$) использовался при наблюдении МЭ-свойств вертикальных блоховских линий; на участках доменных границ без вертикальных блоховских линий эффект отсутствовал, как и во всех образцах с ориентацией подложки (111) [39].

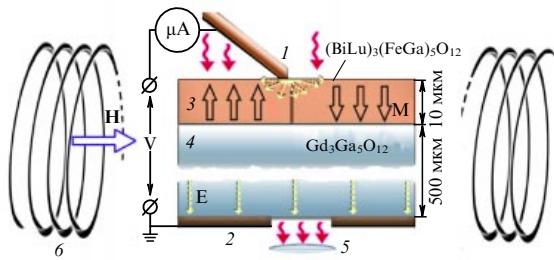


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 — электрический зонд, 2 — заземлённый электрод, 3 — образец, 4 — подложка, 5 — оптическая система микроскопа, 6 — намагничивающие катушки. Волнистыми стрелками показано лазерное излучение [28].

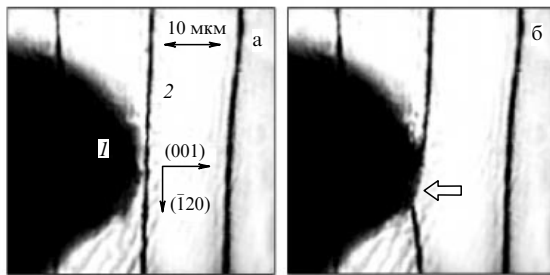


Рис. 3. Магнитооптическое изображение плёнки в проходящем свете: (а) 1 — заострённая проволока из диамагнитного металла (в данном случае из меди), 2 — изображение доменной границы; (б) смещение доменной границы при подаче положительного относительно подложки потенциала на иглу [20].

ствием электрического поля доменная граница смещается (рис. 3). При отключении напряжения доменная граница возвращалась в исходное положение. При смене полярности электрического напряжения на игле направление смещения менялось на противоположное. Направление смещения доменной границы относительно иглы (притяжение или отталкивание) не зависело от того, со стороны какого домена подводилась игла.

Особый интерес представляет влияние электрического поля на движение доменных головок (рис. 4). В отличие от границ полосовых доменов, головки доменов находятся в метастабильном состоянии, и даже при небольших изменениях внешних условий головка домена может сместиться на значительное расстояние. В [40] измерена зависимость смещения доменной головки от величины электрического напряжения на игле. Показано, что в области напряжений до 1 кВ смещение доменной стенки возрастает практически линейно, а при дальней-

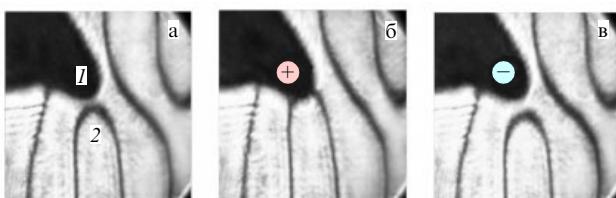


Рис. 4. Магнитооптическое наблюдение воздействия электрического поля на головки магнитных доменов (образец № 8 из таблицы). Диффузные тёмные линии — изображения доменных границ. (а) 1 — изображение зонда-электрода, 2 — головка магнитного домена; (б) притяжение головки к игле при положительном потенциале относительно подложки; (в) отталкивание головки от иглы при отрицательном потенциале [30].

шем увеличении напряжения возрастание её смещения замедляется. Можно предположить, что это связано с быстрым уменьшением напряжённости электрического поля при удалении от зонда и значительным увеличением магнитостатической энергии из-за деформации домена.

Для того чтобы исследовать особенности электроиндуцированного движения доменных головок, использовался метод высокоскоростной фотографии [28]. Особенностью метода являлось то, что на иглу подавалось напряжение в виде прямоугольного импульса с длительностью 300 нс и фронтом 20 нс, мгновенный снимок доменной структуры получался с помощью импульса лазерной подсветки длительностью 10 нс. Изменяя время задержки между импульсом электрического напряжения и лазерным импульсом, можно наблюдать последовательные фазы движения доменной стенки. Динамический метод позволил измерить скорость доменных головок и её зависимость от электрического поля (рис. 5).

Эффект смещения доменных стенок в наибольшей степени был выражен в плёнках, выращенных на подложках с кристаллографической ориентацией (210), заметные, но меньшие смещения наблюдались в образцах (110). В плёнках (111) смещений доменных границ под действием электрического поля не выявлено.

Следует отметить, что домены в плёнках ферритовгранатов с кристаллографической ориентацией подложки (111), исследуемых в [20, 28], имеют лабиринтную структуру, намагниченность в них направлена перпендикулярно плёнке. Доменная структура в образцах с кристаллографической ориентацией подложки (110) и (210) вследствие наличия лёгкой оси в плоскости плёнки (орторомбическая анизотропия) становится полосовой. Вследствие совместного действия кубической, орторомбической и одноосной анизотропий направление намагниченности в доменах образцов (110) и (210) отличается от нормального к плёнке и задаётся углами в сферической системе координат θ_0, φ_0 соответственно, где θ_0 — полярный угол, отсчитываемый от нормали к плёнке, φ_0 — азимутальный угол, отсчитываемый от направления $[\bar{1}10]$ для плёнок (110) и от направления $[\bar{1}20]$ для плёнок (210) (рис. 6а).

В образцах (210) и (110) магнитное поле в плоскости изменяет полосовую доменную структуру. Домены с одним направлением намагниченности становятся шире, чем домены с противоположным направлением; до-

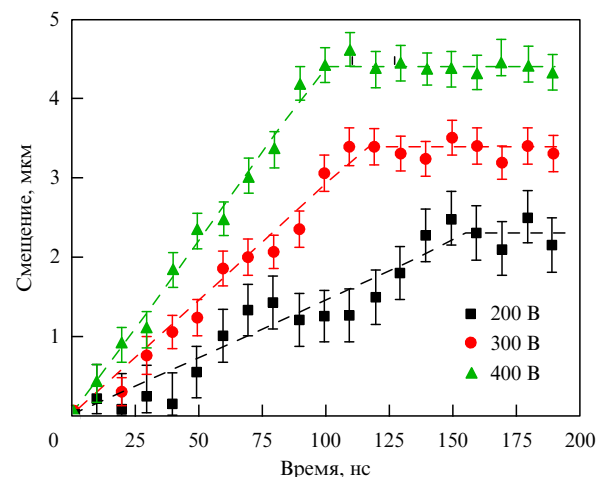


Рис. 5. Зависимость смещения доменной головки от времени при различных значениях потенциала на электроде для образца № 6 из таблицы [28].

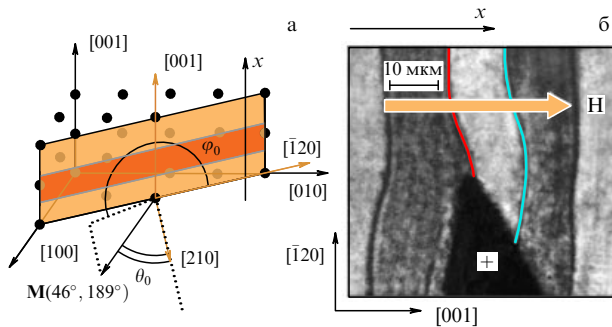


Рис. 6. (В цвете онлайн.) (а) Направление вектора намагниченности в доменах образца (210) для образца № 6 из таблицы. (б) Смещение доменной границы в образце (210) [32].

менная структура искажается, либо, при достаточно большой величине поля в плоскости, плёнка феррита-граната переходит в монодоменное состояние. Постоянное магнитное поле в плоскости плёнки влияет также на магнитоэлектрические свойства доменных границ, приводя к гигантским (порядка ширины домена) электроиндуцированным смещениям доменных границ [31–33]. Наиболее это заметно в случае, когда поле перпендикулярно плоскости доменной стенки.

Магнитооптическое изображение на рис. 6б демонстрирует смещение доменной границы под действием положительно заряженного электрода при наличии магнитного поля. В равновесном состоянии доменные границы лежат вдоль направления $[120]$. В отсутствие магнитного поля направление смещения доменной границы определяется только знаком поданного на иглу электрического напряжения.

Внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости плёнки перпендикулярно доменной стенке, существенно изменяет характер наблюдаемого эффекта. В частности, при достаточно большом значении напряжённости магнитного поля величина смещения доменных границ возрастает, а его направление относительно иглы начинает чередоваться от границы к границе.

Зависимость смещения доменной границы от магнитного поля при постоянном напряжении на игле была измерена для двух соседних доменных границ в образце с кристаллографической ориентацией (210) (стенки 1 и 2 на рис. 7). Положительное значение смещения соответствует притяжению границы к игле, а отрицательное — отталкиванию границы от иглы. Положительные и отрицательные значения магнитного поля соответствуют направлению поля по оси x и против неё соответственно. В отсутствие магнитного поля смещение обеих границ положительно; по мере изменения величины магнитного поля в ту или иную сторону смещение доменной границы монотонно возрастает или убывает. Для каждой доменной границы существует критическое значение магнитного поля H_c , при котором граница не реагирует на электрическое поле (на рис. 7 $|H_c| = 25 \pm 5$ Э).

Для увеличения электроиндуцированного смещения головки домена прикладывалось магнитное поле вдоль полосового домена и перпендикулярно стенке головки (т.е. вдоль оси $[120]$ в образце с кристаллографической ориентацией (210)). На рисунке 8 показана зависимость смещения доменной головки под действием электрического поля от величины магнитного поля в плоскости головок, аналогично тому, как это было сделано для

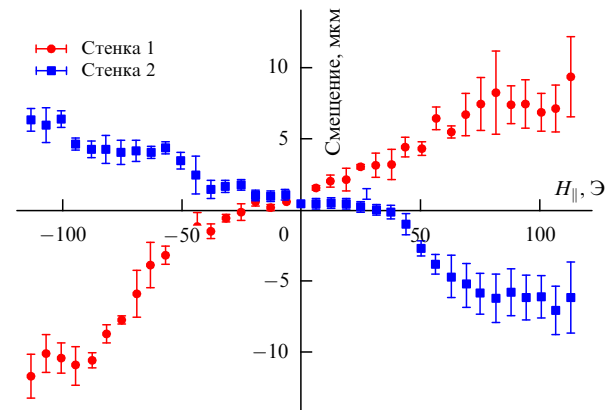


Рис. 7. Зависимость смещения доменной границы для образца № 6 (см. таблицу) из положения равновесия под действием электрического поля от величины внешнего магнитного поля в плоскости плёнки. Напряжение на игле 1500 В. Две ветви соответствуют двум соседним доменным границам [32].

двух типов доменных стенок в [28]. Сравнивая графики на рис. 7 и 8 (экспериментальные данные представлены для одного и того же образца № 6 — плёнки феррита-граната с кристаллографической ориентацией (210)), можно отметить следующие характерные особенности. Показано, что направление движения доменной головки, вызванное электрическим полем, может изменяться в зависимости от величины и направления поля в плоскости (так же, как и в случае прямых участков доменных стенок). Величины критических полей переключения для головок примерно в три раза выше, чем для прямых участков стенки. Кроме того, смена направления движения доменной головки не сопровождается дальнейшим возрастанием модуля смещения (см. область отрицательных смещений на рис. 8).

Магнитоэлектрический эффект проявляется при воздействии электрического поля не только на стенки доменов, но и на микромагнитные структуры в самих доменных границах — вертикальные блоховские линии (ВБЛ). Визуализация участков доменных стенок с ВБЛ проводилась методом тёмного поля [41] (режим наблюдений, при котором в объектив микроскопа попадает только свет, рассеянный на неоднородностях) в плёнке феррита-граната $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с кристаллографической ориентацией (111) [39] (образец № 10 из таблицы). ВБЛ идентифицируется как область доменной стенки с изменённым контрастом (более светлый или более тёмный участки). Под действием электрического поля

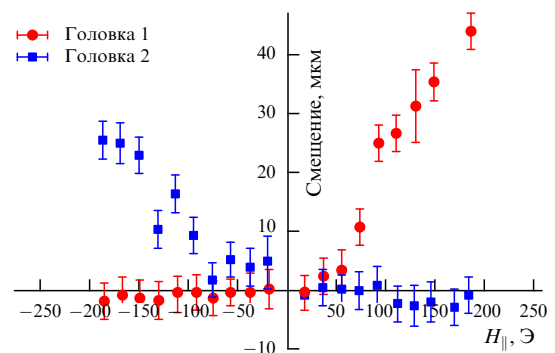


Рис. 8. Зависимость смещения доменной головки под действием электрического поля от величины магнитного поля в плоскости образцов № 6. Напряжение на игле $U = 1$ кВ [40].

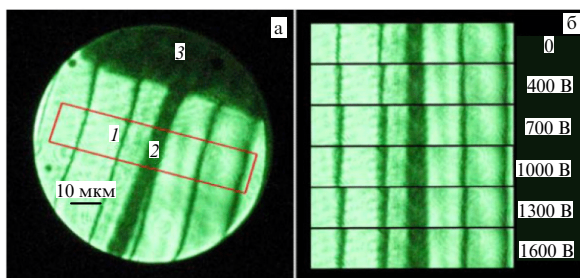


Рис. 9. Магнитооптические изображения доменной структуры в плёнке феррита-граната, подвергнутой воздействию электрического поля: (а) 1 — доменная граница, 2 — полосковый электрод, 3 — контактная площадка; (б) магнитооптические изображения участка, выделенного прямоугольником на рис. а, при различных величинах напряжения на электроде. Образец № 9 из таблицы [37].

заряженной иглы ВБЛ смещаются вдоль доменной стенки. Однозначной зависимости направления и величины смещения ВБЛ от полярности и величины электрического напряжения не наблюдалось, что, вероятно, связано с неустановленной внутренней структурой линий Блоха.

Помимо изучения воздействия на микромагнитную структуру точечного электрода, представляет также интерес исследование влияния электрического поля от электродов иных геометрий, в частности от электрода типа "заряженная нить". В [37] представлены результаты эксперимента с плёнкой феррита-граната, на поверхность которой фотолитографическим методом нанесена система полосковых палладиевых электродов. Между электродом и подложкой прикладывалось напряжение от высоковольтного источника; наблюдения микромагнитной структуры образца производились магнитооптическим методом в проходящем свете (рис. 9а).

При расположении полоскового электрода параллельно доменным границам наблюдалось уширение изображений доменных границ, монотонно возрастающее в три раза при увеличении напряжения от 0 до 1600 В (рис. 9б). Данное изменение видимой ширины доменной границы может быть интерпретировано как наклон плоскости доменной границы на угол $\approx 10^\circ$. При этом доменные границы (за исключением ближайшей к электроду) практически не смещались в сторону электрода, как это имело место в случае точечного зонда, что, по-видимому, объясняется стремлением сохранить неизменными размеры доменов.

3. Теоретическая интерпретация результатов

3.1. Возможные механизмы эффекта смещения доменных границ

Наблюдаемые особенности смещения доменных границ под действием электрического поля позволяют утверждать, что данный эффект имеет магнитоэлектрическое происхождение. Явления другой природы могут быть исключены по соображениям симметрии [20]: вызванная давлением электрода на плёнку магнитострикция не зависела бы от полярности электрического напряжения, а создаваемые токами магнитные поля притягивали или отталкивали бы границу в зависимости от того, над каким доменом находится игла, что противоречит данным экспериментов.

В настоящее время для объяснения наблюдаемого явления предложено два механизма магнитоэлектри-

ческой природы: неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие [20] и изменение констант магнитной анизотропии под действием неоднородного электрического поля [42]. Эти механизмы соответствуют разным "неоднородностям": в первом случае речь идёт о неоднородности распределения вектора намагниченности внутри доменной границы, а во втором — о неоднородности электрического поля, создаваемого иглообразным электродом. Рассмотрим оба эффекта подробнее.

Необходимым условием возникновения электрической поляризации является нарушение центральной симметрии. Если центр инверсии отсутствует в группе симметрии кристаллической решётки, то кристалл может обладать спонтанной поляризацией, т.е. сегнетоэлектрическими свойствами. Однако нарушение центральной симметрии может быть осуществлено в любом магнитном кристалле — за счёт образования микромагнитной структуры. Таким образом, если микромагнитная структура нарушает центральную симметрию в некоторой области кристалла, то в ней может возникнуть сопутствующая электрическая поляризация. В этом заключается идея неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [1, 43, 44] (называемого также флексомагнитоэлектрическим ввиду схожести с флексоэлектрическим эффектом в диэлектриках и жидких кристаллах [22, 39]).

Симметрия микромагнитной структуры доменной границы определяется геометрией распределения вектора намагниченности. Выделяют два основных типа доменных границ: граница Блоха, в которой разворот вектора намагниченности происходит в плоскости доменной границы, и граница Нееля, в которой разворот происходит в перпендикулярной плоскости. Доменная граница блоховского типа не может обладать электрической поляризацией, поскольку её "винтовая" геометрия центрально-симметрична. Неелевская граница, подобная "вееру", напротив, может обладать электрической поляризацией [43, 45] и, следовательно, смещаться под действием неоднородного электрического поля [46, 47].

Второй механизм заключается в том, что электрическое поле деформирует кристаллическую ячейку — смещает ионы и облака электронной плотности, в результате чего изменяются константы магнитной анизотропии [21]. Если электрическое поле обладает сильной пространственной неоднородностью, то изменение констант анизотропии также будет неоднородным. Это приведёт к возникновению силы, действующей на любой микромагнитный объект.

С этим явлением также связывают линейный магнито-электрический эффект в плёнках железо-иттриевого граната в однородном электрическом поле [24, 27]. Предметом прямого измерения является изменение угла фарадеевского вращения под действием электрического поля (рис. 1а). В присутствии магнитного поля, наклоняющего вектор намагниченности в доменах, изменение констант анизотропии должно приводить к смещению границ даже в однородном электрическом поле. Согласно [27], при значениях напряжённости электрического и магнитного полей $E = 10^7$ В м⁻¹ и $H = 300$ Э смещение доменной границы может быть оценено в 0,01 мкм. Относительное изменение констант анизотропии под действием электрического поля $E = 1,2 \times 10^6$ В м⁻¹ составляет 4×10^{-5} [23].

В разделах 3.2, 3.3 будет показано, что оба предложенных механизма позволяют объяснить качественные особенности поведения доменных границ под действием электрического поля в присутствии магнитного поля в плоскости плёнки.

3.2. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие

Распределение электрической поляризации \mathbf{P} , возникающей в области неоднородного распределения вектора намагниченности \mathbf{M} вследствие неоднородного магнитоэлектрического эффекта, описывается следующим соотношением [45, 48]:

$$\mathbf{P} = \gamma\chi_e [(\nabla\mathbf{V})\mathbf{M} - \mathbf{M}(\nabla\mathbf{M})], \tag{1}$$

где γ — коэффициент магнитоэлектрического взаимодействия, χ_e — диэлектрическая восприимчивость. Сила, действующая на доменную границу со стороны электрического поля, определяется поверхностным связанным электрическим зарядом. Линейная плотность связанного заряда по длине границы выражается как $q = \int P_z dx$, где ось x направлена перпендикулярно доменной границе. Этот интеграл имеет наглядное геометрическое представление. Перейдём от интеграла к дискретной сумме по соседним векторам намагниченности:

$$\begin{aligned} \int P_z dx &\sim \int \left(M_x \frac{\partial M_z}{\partial x} - M_z \frac{\partial M_x}{\partial x} \right) dx = \\ &= \int \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \times \mathbf{M} \right]_y dx = \sum_i \left[\frac{(\mathbf{M}_{i+1} - \mathbf{M}_i)}{\Delta x_i} \times \mathbf{M}_i \right]_y \Delta x_i = \\ &= \sum_i [\mathbf{M}_{i+1} \times \mathbf{M}_i]_y. \end{aligned} \tag{2}$$

Полученная сумма равна $2S$, где S — площадь, заметаемая вектором намагниченности $\mathbf{M}(x)$ в плоскости xz при движении вдоль оси x внутри доменной границы. Знак элемента площади для каждого участка траектории определяется направлением обхода начала координат на этом участке.

Отметим, что образцы, в которых наблюдается смещение доменных границ, обладают "низкосимметричной" кристаллографической ориентацией (210) и (110) и, следовательно, ось лёгкого намагничивания в них не совпадает с нормалью к поверхности плёнки. Эти образцы характеризуются также сложной магнитной анизотропией: помимо кубической анизотропии, она включает в себя наведённую анизотропию — ростовую и орторомбическую [49]. Поэтому доменные границы в данных образцах обладают сложной микромагнитной структурой и не принадлежат ни блоховскому, ни неелевскому типу. Кроме того, энергия анизотропии существенно превышает энергию полей размагничивания, что позволяет не учитывать действие последних и воспользоваться одномерной моделью доменной границы.

Траектории, описываемые концом вектора намагниченности в двух соседних доменных границах, показаны на рис. 10а. Тёмным и светлым кружками отмечены положения вектора намагниченности в доменах. Будем считать, что доменные границы имеют одну и ту же киральность, что соответствует одинаковому направлению обхода траекторией начала координат. Тогда при $H = 0$ все границы обладают поверхностным связанным электрическим зарядом одного знака.

Магнитное поле в плоскости приведёт к наклону вектора намагниченности в доменах и к искажению микромагнитной структуры доменной границы. В достаточно сильном поле заряды обеих границ возрастут по абсолютной величине, причём заряд одной из них сменит знак (рис. 10в). Поскольку заметаемая вектором площадь меняется непрерывно при вариации траектории, при некотором значении магнитного поля связанный поверхностный заряд одной из границ обратится в нуль

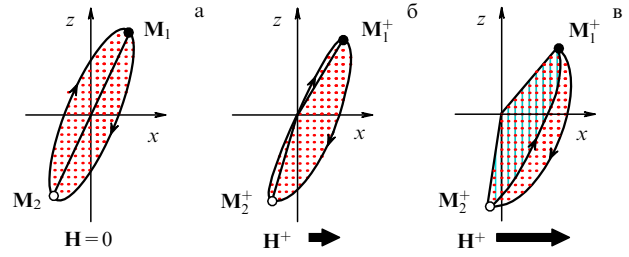


Рис. 10. К вычислению линейной плотности электрического заряда доменной границы. Стрелками показаны траектории концов вектора намагниченности в двух соседних доменных границах. Тёмным и светлым кружками отмечено направление вектора намагниченности в доменах. Штриховки разного типа соответствуют поверхностному электрическому заряду разных знаков. Ось z направлена по нормали к плёнке, ось x — от одного домена к другому.

(рис. 10б). Если магнитное поле будет направлено в противоположную сторону, то доменные границы "поменяются ролями", что соответствует экспериментальным данным.

Таким образом, в рамках гипотезы неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия наблюдаемые особенности движения доменных границ могут быть объяснены на основе следующих предположений:

- 1) доменные границы не принадлежат ни блоховскому, ни неелевскому типу и характеризуются отличной от нуля площадью траектории вектора намагниченности в плоскости xz ;
- 2) все доменные границы изначально обладают одной киральностью.

Как уже отмечалось, предположение 1 с большой вероятностью соответствует действительности. Предположение 2 может быть обосновано нарушением центральной симметрии в процессе роста кристалла и возникновением однородной спонтанной поляризации, определяющей киральность доменных границ. Действительно, границы различной киральности вырождены по магнитной энергии, и даже небольшого возмущения достаточно для того, чтобы одна из киральностей стала предпочтительной. Однако экспериментальных свидетельств наличия в образцах такой поляризации на данный момент нет.

3.3. Изменение констант анизотропии

Вклад в плотность свободной энергии, соответствующий изменению констант анизотропии под действием неоднородного электрического поля, имеет следующий вид [21]:

$$w = f_{ijkl} M_i M_j \frac{\partial E_k}{\partial x_l}, \tag{3}$$

где тензор f_{ijkl} вместе с производной от напряжённости электрического поля задают пространственно неоднородное распределение констант анизотропии (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Сила, действующая на доменную границу, определяется тем, насколько изменяется энергия системы при смещении границы из её текущего положения.

Поскольку энергия анизотропии квадратична по компонентам вектора намагниченности, доменные границы различных киральностей обладают микромагнитными структурами, идентичными с точностью до замены $\mathbf{M}(x) \rightarrow -\mathbf{M}(x)$ (в рамках одномерной модели без учёта полей размагничивания). Следовательно, вклад (3) также не зависит от киральности границы. Поведение границы под действием электрического поля — притяжение или

отталкивание — будет определяться исключительно знаком компонент тензора f_{ijkl} и знаком приложенного к игле электрического потенциала. Обозначим соответствующий вклад в силу, действующую на границу, как F_1 .

Ввиду того что производные от вектора намагниченности не входят в выражение (3), магнитоэлектрические свойства доменной границы в рамках данного механизма уже не будут характеризоваться универсальной зависимостью от вида микромагнитной структуры. Изменение вклада (3) при искажении распределения вектора намагниченности под действием магнитного поля будет определяться соотношением компонент тензора f_{ijkl} . Тем не менее можно выделить универсальный фактор, который позволит воспроизвести характерные особенности поведения доменных границ в магнитном поле, — это скачок вектора намагниченности в доменах.

Магнитное поле приводит к отклонению вектора намагниченности в доменах от направления оси лёгкого намагничивания, поэтому домены перестают быть эквивалентными с точки зрения выражения (3). Такая неэквивалентность означает появление вклада в силу, действующую на доменную границу, связанного с изменением объёма доменов. Величина этого вклада будет непосредственно связана с напряжённостью магнитного поля, а знак будет чередоваться от границы к границе. Следовательно, сложение такого вклада с силой F_1 , действующей на все границы одинаково, приведёт к возрастанию смещения одних границ и уменьшению смещения других до нулевого значения с последующим переходом в отрицательную область.

Таким образом, данный механизм также позволяет объяснить наблюдаемое смещение доменных границ, и отличить его проявления от проявлений неоднородного магнитоэлектрического эффекта на основании только экспериментальных данных, приведённых в разделе 2, не представляется возможным (о новых экспериментальных фактах в поддержку теории магнитоэлектрического эффекта см. раздел 5).

4. Микромагнитные структуры пониженной размерности

4.1. Линии и точки Блоха

Доменные границы в плёнках ферритов-гранатов с ориентацией (111) могут обладать богатой внутренней

структурой [50–53]. Если граница блоховского типа содержит области с различной киральностью, то разделять эти области будет линейный топологический дефект — линия Блоха (существование подобного объекта недавно было предсказано и в сегнетоэлектрических границах [54]). Действие полей размагничивания может привести к тому, что направление вектора намагниченности в разных частях линии Блоха окажется различным. В таком случае эти части будут разделены так называемой точкой Блоха — точечным дефектом, являющимся дискретным аналогом магнитного монополя. Если механизмом, вызывающим смещение доменных границ, является неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, то естественно предположить наличие магнитоэлектрических свойств у вертикальных блоховских линий и точек Блоха.

Вертикальная блоховская линия представляет собой участок неелевского типа в доменной границе Блоха, поэтому она может обладать электрической поляризацией. Результаты расчётов по формуле (1) показывают, что интегральная величина поверхностного электрического заряда блоховской линии на одной из поверхностей плёнки составляет $Q = \gamma \chi_e M_s^2 \pi^2 A$, где A — параметр ширины линии Блоха. Подставляя в последнюю формулу типичные для ферритов-гранатов значения параметров, получим оценку $Q \approx 4e$, где e — заряд электрона.

На рисунке 11 показан гипотетический сценарий переключения электрического диполя поверхностных зарядов блоховской линии посредством внедрения и продвижения точки Блоха, обладающей зарядом $2Q$.

Отметим, что в настоящее время структура и динамика точки Блоха привлекают внимание многих исследователей. Особенностью этого объекта является сингулярный характер распределения вектора намагниченности, приводящий, в частности, к возникновению силы трения о кристаллическую решётку [56] и требующий специального подхода для корректного численного моделирования [57].

4.2. Скирмионы

Наиболее компактными микромагнитными объектами с плавным распределением вектора намагниченности являются скирмионы — магнитные солитоны, обладающие цилиндрической симметрией [58–60]. Скирмионы, как и доменные границы, представляют собой топологически устойчивые солитоны. Подобно тому как струк-

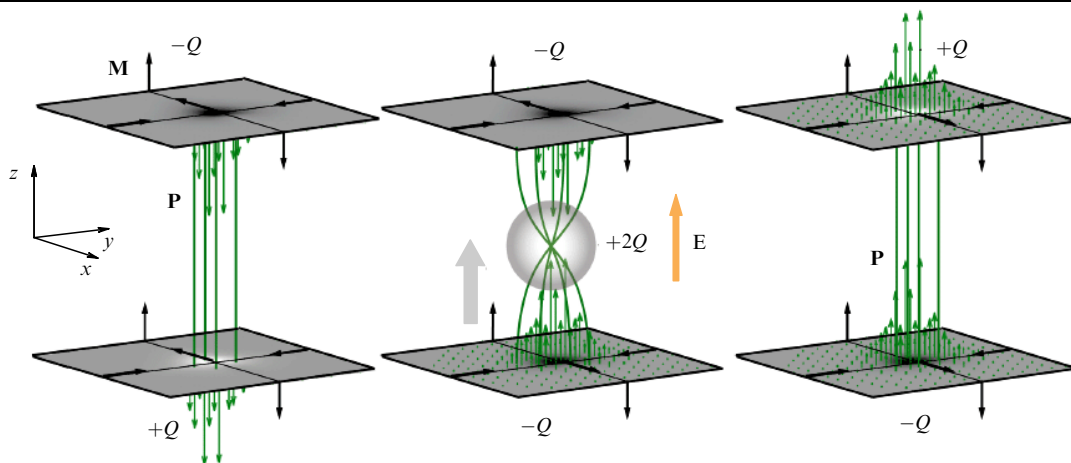


Рис. 11. Возможный сценарий переключения электрической поляризации вертикальной блоховской линии под действием электрического поля посредством продвижения точки Блоха. Ось x направлена от одного домена к другому, а плоскость yz совпадает с плоскостью доменной границы [55].

тура доменных границ определяется локальной конкуренцией между энергией обменного взаимодействия и энергией анизотропии, стабильность скирмионов определяется конкуренцией обменного взаимодействия и взаимодействия Дзялошинского–Мории [61]. Это является ключевым отличием скирмионов от других цилиндрически-симметричных структур (вихрей и цилиндрических магнитных доменов), устойчивость которых обеспечивается "дальнодействующим" диполь-дипольным взаимодействием.

Гексагональная решётка скирмионов экспериментально впервые была обнаружена в гелимагнетике MnSi [62], кристаллическая структура которого характеризуется определённой киральностью. Роль киральности решётки наглядно отражена на изображении границы раздела двух зёрен поликристаллического образца FeGe [63], полученном с помощью лоренцевой электронной микроскопии (схематично показано на рис. 12в). Инверсия яркости свидетельствует о смене киральности скирмионов, которая определяется знаком взаимодействия Дзялошинского–Мории, различающимся в соседних зёрнах. Скирмионы в этих кристаллах обладают "блоховской" структурой, т.е. радиальная компонента вектора намагниченности в них равна нулю (рис. 12а).

Скирмионы являются многообещающими объектами для использования в устройствах магнитной памяти [64]. Отчасти это обусловлено наличием у скирмионов необычных транспортных свойств. Топологически нетривиальное распределение вектора намагниченности приводит к тому, что электрон, движущийся сквозь скирмион, приобретает фазу Берри и испытывает действие эффективных электрического и магнитного полей [65]. Следствием этого является уменьшение силы спин-поляризованного тока, необходимого для движения скирмионов в образце MnSi, на пять-шесть порядков по сравнению с аналогичной величиной для доменных границ [66].

Управление микромагнитными объектами с помощью электрического тока не является оптимальным с точки зрения джоулевых потерь. В связи с этим представляет интерес возможность перемещать скирмионы электрическим полем. Первым магнитоэлектрическим материалом, в котором были обнаружены скирмионы, является Cu_2OSeO_3 [67]. Микроскопический механизм, связывающий поляризацию и намагниченность в данном кристалле, получил название d–p-гибридизации [68, 69]. Однако Cu_2OSeO_3 не является мультиферроиком в строгом смысле этого слова, поскольку не обладает сегнетоэлект-

рическим упорядочением [70]. Поляризация возникает под действием магнитного поля, что позволяет говорить о магнитоэлектрическом эффекте, однако спонтанной поляризации, переключаемой электрическим полем, обнаружено не было.

Недавно появились свидетельства существования скирмионов в кристалле, решётка которого обладает полярной симметрией — именно о таком кристалле идёт речь в первых теоретических работах, посвящённых магнитным скирмионам [58, 59]. Скирмионы в магнитном полупроводнике GaV_4S_8 , характеризующемся ромбоэдрической симметрией, являются "неелевскими", т.е. вектор намагниченности в них разворачивается в плоскости, содержащей радиальное направление (рис. 12б) [71]. В отличие от плоскости решётки скирмионов в гелимагнетиках, перпендикулярной внешнему магнитному полю, в GaV_4S_8 эта плоскость перпендикулярна оси анизотропии.

Кроме того, кристалл GaV_4S_8 является мультиферроиком, о чём свидетельствует изменение электрической поляризации, сопровождающее магнитные фазовые переходы, в том числе образование решётки скирмионов [72]. Вероятным микроскопическим механизмом, обеспечивающим магнитоэлектрическое взаимодействие, является обменно-стрикционный. Несмотря на то что описанные эффекты пока наблюдаются только при низких температурах ($T < 13$ К), эти исследования являются важным шагом в изучении возможности электрического управления магнитными скирмионами. Следующим этапом могут стать вызванное электрическим полем зарождение и последующая стабилизация неелевского скирмиона в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием (рис. 12г) [6].

4.3. Магнитные вихри

В структурированных материалах, где магнитная фаза образует так называемые наноточки — дисковидные области нанометровых размеров, микромагнитная конфигурация с наименьшей энергией представляет собой магнитный вихрь, в котором намагниченность всюду, за исключением центральной области, лежит в плоскости магнитной наночастицы. Центральную область называют ядром или "кором" (от англ. core — сердцевина) вихря.

Магнитный вихрь, являясь магнитной неоднородностью с отличными от нуля пространственными производными, входящими в выражение для магнитоэлектрической поляризации (1), также может испытывать дей-

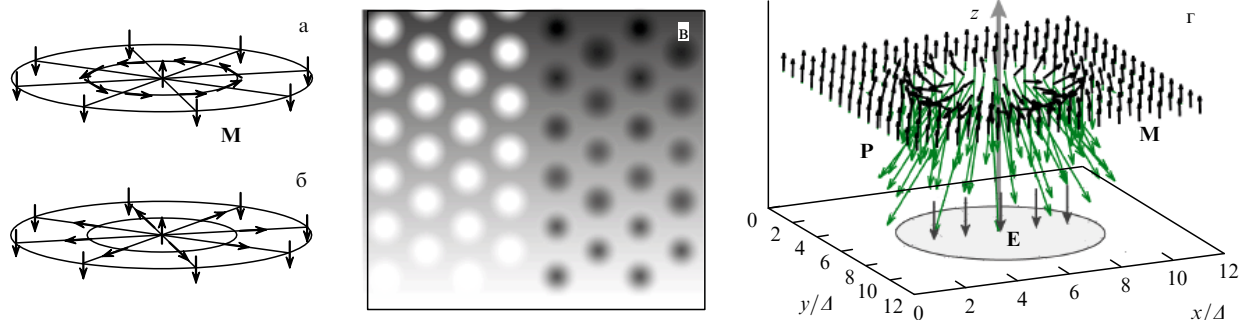


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Скирмион с блоховской структурой. (б) Скирмион с неелевской структурой. (в) Решётка скирмионов в поликристаллическом образце FeGe. (г) Скирмион, стабилизированный электрическим полем в кристалле с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. $E \approx 10^6$ В см⁻¹ — напряжённость электрического поля, **P** — магнитоиндуцированная поляризация, $\Delta = \sqrt{A/K}$ — параметр ширины доменной границы. Чёрными стрелками показано распределение намагниченности в скирмионе, зелёными — соответствующее распределение электрической поляризации [6].

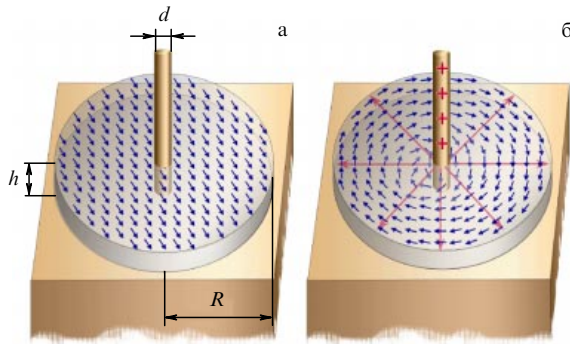


Рис. 13. Моделирование электрического зарождения вихря в наноточке: $d = 5$ нм, $R = 120$ нм, $h = 10$ нм. (а) Однородно намагниченное состояние. (б) Вихревая структура [73].

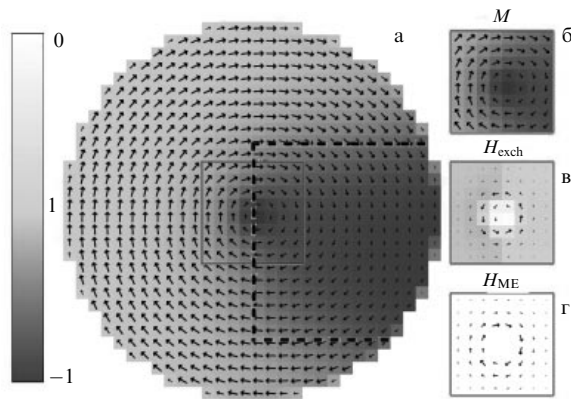


Рис. 14. (В цвете онлайн.) (а) Распределение намагниченности в наноточке. Выделенная штриховой линией область — зона с анизотропией типа лёгкая ось (дефект). Распределения (б) намагниченности M , (в) эффективного обменного поля H_{exch} и (г) эффективного магнитоэлектрического поля H_{ME} (4) в области ядра вихря. x , y -компоненты показаны стрелками, z -компонента показана цветом [73].

ствие электрического поля. Как предсказано в работе [73], электрическое поле способно стабилизировать вихревое распределение намагниченности, даже если начальное распределение соответствовало однородно намагниченной частице (рис. 13). При численном моделировании размер частицы полагался равным 100 нм (порядка обменной длины для среды с намагниченностью в несколько десятков гауссов и температурой упорядочения около 500 К), для того чтобы спонтанное состояние частицы соответствовало однородно намагниченному. Управляющее электрическое поле в модели создавалось 5-нанометровой проволокой, проходящей через центр частицы перпендикулярно её плоскости (см. рис. 13).

Соответствующие вычисления были проведены с помощью пакета программ микромагнитного моделирования SpinPM [74], который был модифицирован с учётом вклада в эффективное магнитное поле, вносимого неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием:

$$H_i^{\text{ME}} = \gamma \chi_e [2(E_i \nabla_j M_j - E_j \nabla_i M_j) - M_j (\nabla_i E_j - \nabla_j E_i)]. \quad (4)$$

Распределение эффективного магнитоэлектрического поля H_{ME} , соответствующее вихревому состоянию, показано на рис. 14г. Эффективное магнитоэлектрическое поле H_{ME} стабилизирует вихревое состояние, в то время как эффективное поле обменного взаимодействия H_{exch} (рис. 14в) пытается раскрутить вихрь. Поскольку в

идеальной частице с однородно намагниченным состоянием эффективное поле (4) тождественно равно нулю, для зарождения вихря был искусственно образован дефект посредством локального изменения константы анизотропии от легкоплоскостной до легкоосной (см. рис. 14).

Расчитанные значения управляющих напряжений, переключавших частицу из вихревого состояния в однородное и обратно, составляли около 100 В, но подбором размера частицы или величины спонтанной намагниченности за счёт баланса магнитоэлектрического диполь-дипольного и обменного взаимодействий можно было добиться возникновения метастабильных состояний при напряжённости электрического поля, близкой к нулю (для частицы данных размеров намагниченность в этом случае должна составлять 150 Гс [73]).

5. Заключение

Магнитоэлектрический эффект на доменных границах в плёнках ферритов-гранатов представляет собой наиболее яркий пример проявления магнитоэлектрических эффектов в микромагнитных структурах однофазных материалов. Данный эффект наблюдается при комнатной температуре и атмосферном давлении, что может представлять практический интерес для приложений в спиновой электронике, магноники, а также магнитоплазмонике. В настоящее время в этих отраслях техники применяются методы управления магнитным состоянием элементов, основанные либо на генерации магнитных полей с помощью индуктивных элементов, либо на эффекте передачи спинового момента при протекании через магнитную среду поляризованного по спину тока [75]. И тот и другой методы предполагают чрезвычайно высокие плотности токов, протекающих через нанозлемент ($10^6 - 10^7$ А см⁻²). В то же время возможность магнитоэлектрического управления позволяет реализовать электростатический принцип воздействия, подобный тому, который используется в полевых транзисторах. Это позволит радикально снизить плотность электрических токов, а также существенно уменьшить энергопотребление [76]. Последнее зависит от величины управляющих напряжений, которые пока остаются ещё слишком большими для электронных применений (в экспериментах, описанных в разделе 2, заметные в оптический микроскоп смещения доменных границ были достигнуты при напряжениях на точечном электроде порядка нескольких сотен вольт).

Существенно снизить управляющие напряжения и энергию переключения магнитного состояния позволит миниатюризация электрода, так как при этом увеличивается напряжённость поля. Значительно усилить эффект магнитоэлектрического воздействия (на порядок величины и более (см. рис. 7, 8)) позволяет приложение дополнительных магнитных полей, которые могут быть созданы с помощью постоянных магнитов, не потребляющих энергии. Выбор "рабочей точки", в которой основные микромагнитные силы — обменное взаимодействие, стремящееся перевести систему в однородно намагниченное состояние, и магнитоэлектрическое диполь-дипольное взаимодействие, порождающее магнитные неоднородности, — уравновешивают друг друга, также позволяет малым воздействием внешнего электрического поля управлять фазовым переходом первого рода из однородного состояния в неоднородное и обратно [73].

Механизм магнитоэлектрического эффекта на доменных границах в плёнках ферритов-гранатов остаётся дискуссионным вопросом. Обе рассмотренные в разделе 3

гипотезы — электрическая поляризация, наведённая магнитными неоднородностями (неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие) [4, 43, 77], и наведённое неоднородным электрическим полем локальное изменение магнитной анизотропии в месте расположения иглы [21, 42] — позволяют объяснить основные особенности эффектов, описанных в разделе 2. В то же время обнаружение методом спектроскопии одиночных молекул электрического поля, связанного с магнитными неоднородностями в плёнках ферритов-гранатов [25], свидетельствует в пользу первого механизма. Решающим экспериментом, позволяющим отличить один механизм от другого, явилось бы прямое наблюдение направления разворота намагниченности в доменной границе и его взаимосвязи с эффектом электроиндуцированного смещения границ. К сожалению, проведение таких экспериментов представляет большие трудности ввиду ничтожно малого объёма, занимаемого в образце доменными границами (толщина доменной границы порядка 100 нм при ширине доменов 10 мкм), что не позволяет использовать традиционные методы рассеяния поляризованных нейтронов.

Механизм неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия может вызвать также другие эффекты, которые были предсказаны, но пока не подтверждены экспериментально:

- перестройку под воздействием электрического поля микромагнитной структуры доменной границы — от стенки типа Блоха до стенки типа Нееля [78], что должно проявляться в динамике доменных границ под действием магнитного поля в виде задержки наступления уокеровского предела и значительного увеличения скорости движения доменной границы [79–81];

- влияние электрического поля на подвижность линий Блоха [82], а также на динамику и структуру линий в доменных границах антиферромагнетиков [83]. Можно предположить, что наиболее ярко выраженный эффект электрического поля будет проявляться при воздействии на кластеры из линий Блоха, в которых суммарный угол разворота намагниченности составляет $N\pi$, где N — число линий в кластере. Такие кластеры образуются при движении доменной границы [51, 53];

- переключение направления вращения намагниченности в доменной границе под действием электрического поля [37, 78];

- пиннинг магнитных доменных стенок на сегнетоэлектрических доменных границах в мультиферроиках [84, 85] и наличие магнитной структуры у сегнетоэлектрических доменных границ [86];

- зарождение под воздействием электрического поля магнитной неоднородности (в том числе, доменной границы [46]). В условиях экспериментов, описанных в разделе 2, требуемые электрические поля достаточно велики (на порядок превышают используемые в эксперименте), но они могут быть существенно снижены при работе в области вблизи спин-переориентационных фазовых переходов [52];

- переключение состояния магнитной наночастицы из вихревого состояния в однородное (см. раздел 4.3) и антивихревое [4, 87] состояния;

- стабилизацию одиночного скирмиона в электрическом поле и электрическое воздействие на точку Блоха (см. раздел 4.1).

Как видим, список задач довольно обширный, и они могут составить программу дальнейших исследований в области микромагнетизма на ближайшие годы.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 13-02-12443 офи_м2 и 14-29-08216 офи_м) и Министерством образования и науки Российской Федерации (проект REMEF157614X0023). А.П.П., К.А.З. и А.К.З. также благодарят за поддержку совместную российско-турецкую программу РФФИ № 14-02-91374 ST_a – TUBITAK (No. 213M524).

Список литературы

1. Смоленский Г А, Чупис И Е *УФН* **137** 415 (1982); Smolenskii G A, Chupis I E *Sov. Phys. Usp.* **25** 475 (1982)
2. Пятаков А П, Звездин А К *УФН* **182** 593 (2012); Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **55** 557 (2012)
3. Catalan G et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 119 (2012)
4. Pyatakov A P, Meshkov G A, Zvezdin A K *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 3551 (2012)
5. Matzen S, Fusil S *Comptes Rendus Phys.* **16** 227 (2015)
6. Pyatakov A P et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **383** 255 (2015)
7. Seidel J et al. *Nature Mater.* **8** 229 (2009)
8. Vul B M, Guro G M, Ivanchik I I *Ferroelectrics* **6** 29 (1973)
9. Grekov A A, Adonin A A, Protsenko N P *Ferroelectrics* **13** 483 (1976)
10. Stolichnov I et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 132902 (2014)
11. Chung T-K, Carman G P, Mohanchandra K P *Appl. Phys. Lett.* **92** 112509 (2008)
12. Chung T-K, Keller S, Carman G P *Appl. Phys. Lett.* **94** 132501 (2009)
13. Brintlinger T et al. *Nano Lett.* **10** 1219 (2010)
14. Lei N et al. *Nature Commun.* **4** 1378 (2013)
15. Chen H T, Soh A K *Mater. Res. Bull.* **59** 42 (2014)
16. Petrov V M, Srinivasan G *Phys. Rev. B* **90** 144411 (2014)
17. Звездин А К, Мухин А А *Письма в ЖЭТФ* **88** 581 (2008); Zvezdin A K, Mukhin A A *JETP Lett.* **88** 505 (2008)
18. Tokunaga Y et al. *Nature Mater.* **8** 558 (2009)
19. Lobzenko I P, Goncharov P P, Ter-Oganessian N V *J. Phys. Condens. Matter* **27** 246002 (2015)
20. Логгинов А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 124 (2007); Logginov A S et al. *JETP Lett.* **86** 115 (2007)
21. Арзамасцева Г В и др. *ЖЭТФ* **147** 793 (2015); Arzamastseva G V et al. *JETP* **120** 687 (2015)
22. Звездин А К, Пятаков А П *УФН* **179** 897 (2009); Zvezdin A K, Pyatakov A P *Phys. Usp.* **52** 845 (2009)
23. Кричевцов Б Б, Павлов В В, Писарев Р В *Письма в ЖЭТФ* **49** 466 (1989); Krichevstov B B, Pavlov V V, Pisarev R V *JETP Lett.* **49** 535 (1989)
24. Koronovskyy V E, Ryabchenko S M, Kovalenko V F *Phys. Rev. B* **71** 172402 (2005)
25. Veshchunov I S et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 027601 (2015)
26. Кричевцов Б Б, Писарев Р В, Селицкий А Г *Письма в ЖЭТФ* **41** 259 (1985); Krichevstov B B, Pisarev R V, Selitskii A G *JETP Lett.* **41** 317 (1985)
27. Кричевцов Б Б, Писарев Р В, Селицкий А Г *ЖЭТФ* **101** 1056 (1992); Krichevstov B B, Pisarev R V, Selitskii A G *Sov. Phys. JETP* **74** 565 (1992)
28. Logginov A S et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 182510 (2008)
29. Logginov A et al. *Solid State Phenomena* **152** 143 (2009)
30. Pyatakov A P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **200** 032059 (2010)
31. Pyatakov A P et al. *Europhys. Lett.* **93** 17001 (2011)
32. Сегреев А С и др. *Изв. РАН. Сер. физическая* **77** 1523 (2013)
33. Sechin D A, Nikolaeva E P, Pyatakov A P et al. *Solid State Phenomena* **233–234** 443 (2015)
34. Bodunova A S et al., in *Moscow Intern. Symp. on Magnetism, August 21–25, 2011, Book of Abstracts 2011* (Eds N Petrov et al.) (Moscow: Department of Physics, Lomonosov Moscow State Univ., 2011) p. 486
35. Geng Y, Wu W *Rev. Sci. Instrum.* **85** 053901 (2014)
36. Mamin R F, Bdikin I K, Kholkin A L *Appl. Phys. Lett.* **94** 222901 (2009)
37. Pyatakov A P et al. *Ferroelectrics* **438** 79 (2012)

38. Балбашов А М, Логгинов А С, Шабаева Е П *ЖТФ* **61** (6) 159 (1991); Balbashov A M, Logginov A S, Shabaeva E P *Sov. Phys. Tech. Phys.* **36** 680 (1991)
39. Пятаков А П "Магнитоэлектрические и флексомагнитоэлектрические эффекты в мультиферроиках и магнитных диэлектриках", Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013)
40. Pyatakov A et al., in *Intern. Workshop on Phase Transitions and Inhomogeneous States in Oxides, June 22–25, 2015, Kazan, Russia, Book of Abstracts* (Kazan: Kazan Federal Univ., 2015) p. 24
41. Логгинов А С и др. *ЖЭТФ* **117** 571 (2000); Logginov A S et al. *JETP* **90** 499 (2000)
42. Кабычченков А Ф, Лисовский Ф В, Мансветова Е Г *Письма в ЖЭТФ* **97** 304 (2013); Kabychenkov A F, Lisovskii F V, Mansvetova E G *JETP Lett.* **97** 265 (2013)
43. Барьяхтар В Г, Львов В А, Яблонский Д А *Письма в ЖЭТФ* **37** 565 (1983); Bar'yakhtar V G, L'vov V A, Yablonskii D A *JETP Lett.* **37** 673 (1983)
44. Khalfina A A, Shamsutdinov M A *Ferroelectrics* **279** 19 (2002)
45. Mostovoy M *Phys. Rev. Lett.* **96** 067601 (2006)
46. Dzyaloshinskii I *Europhys. Lett.* **83** 67001 (2008)
47. Шамсутдинов М А, Харисов А Т, Николаев Ю Е *ФММ* **111** 472 (2011); Shamsutdinov M A, Kharisov A T, Nikolaev Yu E *Phys. Met. Metallogr.* **111** 451 (2011)
48. Sparavigna A, Strigazzi A, Zvezdin A *Phys. Rev. B* **50** 2953 (1994)
49. Балбашов А М, Лисовский Ф В, Мансветова Е Г, Препринт № 25(500) (М.: ИРЭ АН СССР, 1988)
50. Malozemoff A P, Slonczewski J C *Magnetic Domain Walls in Bubble Material* (New York: Academic Press, 1979); Малоземов А, Слонзуски Дж *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (М.: Мир, 1982)
51. Четкин М В и др. *ЖЭТФ* **94** (5) 164 (1988); Chetkin M V et al. *Sov. Phys. JETP* **67** 2269 (1988)
52. Кандаурова Г С, Памятных Л А *ФТТ* **31** (8) 132 (1989); Kandaurova G S, Pamyatnykh L A *Sov. Phys. Solid State* **31** 1351 (1989)
53. Четкин М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **49** 174 (1989); Chetkin M V et al. *JETP Lett.* **49** 204 (1989)
54. Salje E K H, Scott J F *Appl. Phys. Lett.* **105** 252904 (2014)
55. Сергеев А С, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2014)
56. Kim S K, Tchernyshyov O *Phys. Rev. B* **88** 174402 (2013)
57. Andreas C, Kákay A, Hertel R *Phys. Rev. B* **89** 134403 (2014)
58. Богданов А Н, Яблонский Д А *ЖЭТФ* **95** 178 (1989); Bogdanov A N, Yablonskii D A *Sov. Phys. JETP* **68** 101 (1989)
59. Bogdanov A N et al. *Phys. Rev. B* **66** 214410 (2002)
60. Rössler U K, Bogdanov A N, Pfeleiderer C *Nature* **442** 797 (2006)
61. Kiselev N S et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 179701 (2011)
62. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
63. Yu X Z et al. *Nature Mater.* **10** 106 (2011)
64. Kiselev N S et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **44** 392001 (2011)
65. Zang J et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 136804 (2011)
66. Schulz T et al. *Nature Phys.* **8** 301 (2012)
67. Seki S et al. *Science* **336** 198 (2012)
68. Murakawa H et al. *Phys. Rev. B* **85** 174106 (2012)
69. Seki S, Ishiwata S, Tokura Y *Phys. Rev. B* **86** 060403(R) (2012)
70. Ruff E et al., arXiv:1504.03918
71. Kézsmárki I et al. *Nature Mater.* (2015) doi:10.1038/nmat4402
72. Ruff E et al., arXiv:1504.00309
73. Meshkov G A et al. *J. Magn. Soc. Jpn.* **36** (1–2) 46 (2012)
74. Звездин К А *ФТТ* **42** 116 (2000); Zvezdin K A *Phys. Solid State* **42** 120 (2000)
75. Khvalkovskiy A V et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **46** 074001 (2013)
76. Сизов А Д и др. *Учен. зап. Физ. фак-та Моск. ун-та* (6) 136302 (2013)
77. Попов А И, Плокхов Д И, Звездин А К *Phys. Rev. B* **90** 214427 (2014)
78. Вахитов Р М, Харисов А Т, Николаев Ю Е *Докл. РАН* **455** 150 (2014); Vakhitov R M, Kharisov A T, Nikolaev Yu E *Dokl. Phys.* **59** 119 (2014)
79. Tretiakov O A, Abanov Ar *Phys. Rev. Lett.* **105** 157201 (2010)
80. Thiaville A et al. *Europhys. Lett.* **100** 57002 (2012)
81. Chen H-B, Liu Y-H, Li Y-Q *J. Appl. Phys.* **115** 133913 (2014)
82. Кротенко Н Б, Мелихов Ю В, Яблонский Д А *ФТТ* **27** 3230 (1985)
83. Екомасов Е Г *ФНТ* **29** 878 (2003); Ekomasov E G *Low Temp. Phys.* **29** 657 (2003)
84. Гареева З В, Звездин А К *ФТТ* **52** 1595 (2010); Gareeva Z V, Zvezdin A K *Phys. Solid State* **52** 1714 (2010)
85. Gareeva Z V, Zvezdin A K *Europhys. Lett.* **91** 47006 (2010)
86. Gareeva Z et al. *Phys. Rev. B* **91** 060404(R) (2015)
87. Пятаков А П, Мешков Г А, Логгинов А С *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика и астрономия* (4) 92 (2010); Pyatakov A P, Meshkov G A, Logginov A S *Moscow Univ. Phys. Bull.* **65** 329 (2010)

Micromagnetism and topologic defects in magnetoelectric media

A.P. Pyatakov, A.S. Sergeev, E.P. Nikolaeva, T.B. Kosykh, A.V. Nikolaev

Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University,

Leninskie gory, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: pyatakov@physics.msu.ru

K.A. Zvezdin

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,

ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation;

Kintech Laboratory Ltd, 3-ya Khoroshevskaya ul. 12, 123298 Moscow, Russian Federation

E-mail: zvezdin@gmail.com

A.K. Zvezdin

A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,

ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation,

P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,

Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

This paper briefly reviews research into magnetoelectric materials and multiferroics as domain-structured media. The review is focused on magnetoelectric phenomena in epitaxial iron garnet films (electrically induced displacement and tilting of domain boundaries) as a striking example of magnetoelectricity in micromagnetism. The paper also considers the effect of an electric field on other topological defects in magnetically ordered media, including Bloch lines and Bloch points at domain boundaries, magnetic vortices, and skyrmions.

Keywords: multiferroics, magnetoelectric effect, domain wall, skyrmion, Bloch line, Bloch point

PACS numbers: **75.85.+t**, **85.70.-w**, **85.75.-d**

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510k.1077

Bibliography — 87 references

Received 1 July 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (10) 1077–1088 (2015)

Physics–Uspekhi **58** (10) (2015)