



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

кафедра физики колебаний

**УПРАВЛЕНИЕ МИКРОМАГНИТНЫМИ
СТРУКТУРАМИ ПРИ ПОМОЩИ
СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В
ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ ГРАНАТОВ**

Дипломная работа студента 6-го курса
Мешкова Георгия Александровича

Допущен к защите " " декабря 2008 года

Научный руководитель

Зав. кафедрой физики колебаний
профессор

кандидат физ.-мат. наук
доцент

А.С. Логгинов

А.П. Пятаков

Москва 2008 г.

Оглавление

1	Введение	1
2	Литературный обзор	2
2.1	Магнитоэлектрики	2
2.2	Неоднородный магнитоэлектрический эффект	4
2.3	Магнитоэлектрическое управление намагниченностью	5
2.3.1	Магнитоэлектрическая запись информации	5
2.3.2	Поиск и создание магнитоэлектрических веществ	6
2.4	Выводы из литературного обзора и постановка задачи	10
3	Управление микромагнитными структурами при помощи электрического поля	12
3.1	Компьютерное моделирование неоднородного МЭ-эффекта	12
3.1.1	Метод расчета зарядовой плотности	12
3.2	Экспериментальное наблюдение перемещения доменных границ	15
3.2.1	Статические смещения доменных границ	15
3.2.2	Метод высокоскоростной фотографии	21
3.2.3	Динамика движения доменных границ	21
3.2.4	Связь наличия эффекта с параметрами образцов	24
3.3	Экспериментальное наблюдение перемещения вертикальных линий Блоха	25
4	Выводы	27
	Список литературы	28

1 Введение

Потребности современной техники стимулируют исследование материалов с новыми свойствами или с сочетаниями различных свойств. Такими веществами, например, являются магнитоэлектрики — вещества, в которых возникает намагниченность при приложении электрического поля и электрическая поляризация при приложении магнитного поля.

Одной из разновидностей взаимодействия магнитной и электрической подсистем в твердом теле является неоднородный магнитоэлектрический (МЭ) эффект. Он проявляется при наличии модуляции намагниченности в веществе. Например, в спиральных мультиферроиках с пространственно модулированными спиновыми структурами (ПМСС) неоднородный МЭ эффект вызывает электрическую поляризацию. В связи с этим возникает вопрос, порождают ли электрическую поляризацию *микромагнитные* структуры и можно ли воздействовать на них электрическим полем. Действительно, в них, как и в ПМСС, существует модуляция намагниченности, хотя она и обусловлена другими причинами.

Задача управления микромагнитными структурами имеет и большое практическое значение. В частности, магнитоэлектрики могут найти применение при создании устройств памяти (например, записывающих головок жестких дисков). Традиционное использование катушек для создания магнитного поля становится неприемлемым из-за возрастающих при миниатюризации тепловых потерь, и одной из альтернатив является использование магнитоэлектрического эффекта.

Таким образом, неоднородный МЭ эффект представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения, поэтому целями данной работы являлись:

- численное моделирование и экспериментальное изучение особенностей неоднородного МЭ эффекта, а также
- определение характеристик эффекта в пленках ферритов гранатов, позволяющих судить о возможности использования в спинтронике.

2 Литературный обзор

2.1 Магнитоэлектрики

Магнитоэлектрики (в широком смысле)¹ — это вещества, в которых возникает намагниченность при приложении электрического поля и электрическая поляризация при приложении магнитного поля.

Возможность существования материалов, которые могут приобретать электрическую поляризацию под действием магнитного поля и намагниченность под действием электрического, была предсказана П. Кюри еще в 1894 году [1], а термин магнитоэлектрический (МЭ) эффект был введен П. Дебаем в 1926 г. Но эти предсказания были слишком абстрактны, а круг поиска был настолько широк, что обнаружить эффект было практически невозможно. Дело сдвинулось с мертвой точки только тогда, когда Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц сузили определение магнитоэлектриков до веществ, в которых должен наблюдаться линейный (однородный) магнитоэлектрический эффект. В 1952 г. в своем известном учебнике [2] они на основании симметрии выделили кристаллические классы, в которых возможно существование линейного магнитоэлектрического эффекта: необходимым условием является отсутствие в них таких элементов симметрии, как инверсия пространства и обращение времени. Руководствуясь этой идеей, И. Е. Дзялошинский в 1959 г. [3] указал на Cr_2O_3 как на возможный кандидат в магнитоэлектрики. Предсказанные магнитоэлектрические эффекты были обнаружены в Cr_2O_3 Д. Н. Астровым в 1960 г. [4], измерившим индуцированную электрическим полем намагниченность, и обратный эффект — Фоленом и др. в 1961 г. [5].

Место магнитоэлектриков среди веществ, проявляющих какие-либо магнитные и электрические свойства, иллюстрирует рис. 1 [6]. Как видно, магнитоэлектриками могут быть вещества с магнитным упорядочением (ферромагнетики, ферримагнетики, антиферромагнетики), электрическим упорядочением (сегнетоэлектрики), мультиферроики (обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочением) и даже вещества, не обладающие ни магнитным, ни электрическим упорядочением. Таким образом, магнитоэлектрический эффект может наблюдаться в довольно широком классе веществ, что значительно расширяет возможности по его экспериментальному изучению и применению. Исследуемые в данной работе ферриты гранаты являются ферримагнетиками.

Взаимодействие магнитной и электрической подсистем в магнитоэлектриках по-

¹Магнитоэлектрики в узком смысле — вещества, в которых наблюдается линейный однородный магнитоэлектрический эффект. В дальнейшем под магнитоэлектриками будут пониматься магнитоэлектрики в широком смысле.

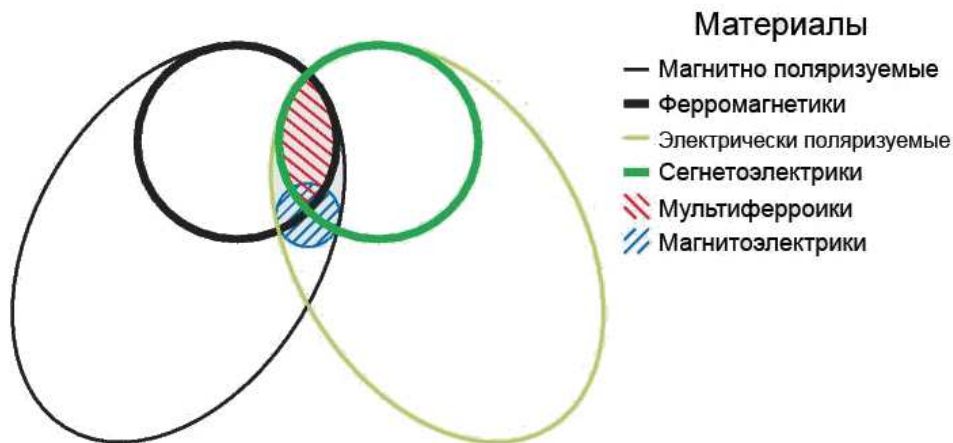


Рис. 1: Классификация веществ, обладающих магнитными и электрическими свойствами [6].

рождает целый ряд эффектов:

- линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект (индуцированная магнитным полем электрическая поляризация и индуцированная электрическим полем намагниченность)
- эффект магнитоёмкости (изменение диэлектрической постоянной под действием магнитного поля)
- эффект взаимного магнитоэлектрического контроля (переключения спонтанной поляризации магнитным полем и спонтанной намагниченности электрическим полем)
- возникновение пространственно модулированных спиновых структур (структур с периодически изменяющимся от точки к точке направлением векторов намагниченности магнитных подрешеток).

Теоретическое обоснование перечисленных выше эффектов осуществляется путем введения двух видов магнитоэлектрического взаимодействия: однородного и неоднородного. Последний характеризуется тем, что проявляется при наличии в образце магнитных неоднородностей, например доменных границ или линий Блоха («магнитных вихрей»). В дальнейшем будем рассматривать именно неоднородный МЭ эффект.

2.2 Неоднородный магнитоэлектрический эффект

Если в силу каких-либо причин в магнитном кристалле образуется магнитная неоднородность, то из группы симметрии кристалла могут исключаться центр симметрии и зеркальные плоскости. Это приводит к тому, что в области магнитной неоднородности возникает электрическая поляризация $\mathbf{P}(\mathbf{r})$, симметрия пространственного распределения которой определяется симметрией магнитной неоднородности. Именно так проявляется неоднородный магнитоэлектрический эффект [7]. Следует отметить, что возникновение электрической поляризации, связанной с наличием неоднородности (не обязательно магнитной природы), является весьма общим эффектом. Хорошо известен, например, флексоэлектрический эффект в жидких кристаллах.

Математически неоднородный магнитоэлектрический эффект можно описать вкладом в термодинамический потенциал (инвариант типа Лифшица) [8]

$$F_L = \gamma(\mathbf{P} \cdot [\mathbf{M}(\nabla \cdot \mathbf{M}) - (\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{M}]), \quad (1)$$

где γ — константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, \mathbf{P} — вектор электрической поляризации, ∇ — векторный оператор дифференцирования, $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$ — распределение намагниченности в образце.

Наличие в формуле (1) пространственных производных говорит о том, что эффект будет проявляться, если намагниченность образца меняется в пространстве, т.е. при наличии магнитных неоднородностей. Для сравнения, вклад однородного магнитоэлектрического эффекта записывается в виде $F_{ME} = -\alpha(\mathbf{E} \cdot [\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}])$, не содержащем пространственных производных.

Атомные механизмы магнитоэлектрического эффекта до сих пор не поняты полностью. Главная причина «сцепления» двух свойств кристалла — наличие дополнительных смещений ионов в кристаллической решетке. Было показано [9], что МЭ взаимодействие может быть реализовано как минимум двумя разными путями. Первый из них — обратный механизм Дзялошинского-Мории — приводит к индуцированию магнитной неоднородностью поляризации, пропорциональной векторному произведению магнитных моментов атомов (которые, естественно, не должны быть параллельны): $|\mathbf{P}| \propto |[\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j]|$. Второй описывается скалярным произведением тех же векторов (и, следовательно, симметричен; см. рис. 2).

Как было показано в работе В. Г. Барьяхтара и др. [7], наличие неоднородного МЭ взаимодействия приводит к возникновению электрической поляризации в магнитоупорядоченных средах в области магнитных неоднородностей. С этой точки зрения были рассмотрены такие магнитные структуры как доменные границы [7], спиновая циклоида [10], магнитные вихри [11], и было показано, что с ними связаны различные

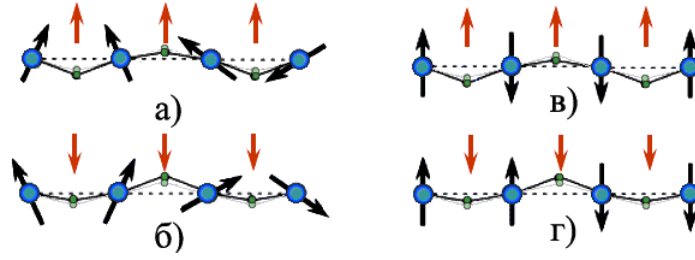


Рис. 2: Механизмы образования электрической поляризации (полярные смещения атомов обозначены красными стрелками) по несимметричному (а,б) и симметричному (в,г) механизмам [9]. Конфигурации а),в) связаны операцией инверсии, соответственно, с конфигурациями б),г)

распределения электрических зарядов.

Косвенным свидетельством влияния электрического поля именно на неоднородности магнитной структуры являются результаты работы [12]: измерения электромагнитооптического эффекта в локальных областях пленок ферритов гранатов показало, что в однородно намагниченной пленке значения эффекта исчезающе малы, но резко возрастают в окрестности доменных границ, являющихся неоднородностями.

2.3 Магнитоэлектрическое управление намагниченностью

2.3.1 Магнитоэлектрическая запись информации

Измерения электромагнитооптического эффекта в локальных областях пленок ферритов гранатов показало, что в однородно намагниченной пленке значения эффекта исчезающе малы, но резко возрастают в окрестности доменных границ [12], что косвенно свидетельствует о наличии влияния электрического поля на микромагнитные неоднородности. В последние годы наблюдается всплеск интереса к магнитоэлектрическим средам в связи с острой необходимостью поиска альтернативных методов записи информации на магнитные носители. Традиционный способ записи, основанный на создании магнитного поля электрическим током, является существенным препятствием увеличению плотности записи данных на жесткие диски и MRAM. Катушки индуктивности и токовые шины, используемые для генерации поля, потребляют много энергии и могут вызывать электромиграцию при дальнейшем уменьшении размеров узлов, а кроме того сложны для изготовления в рамках планарной технологии. Существуют и другие способы записи, такие как перенос спина, индуцированный спин-поляризованным током [13], однако, перенос спина требует высокой плотности тока, порядка 10^7 А/см², что очень близко к величине, при которой становится существенной электромиграция. Альтернативой является магнитоэлек-

трическая запись, которая лишена всех вышеперечисленных недостатков.

Идея магнитоэлектрической записи следующая. Пусть имеется магнитный носитель (к примеру, дорожка жесткого диска), на который необходимо записать информацию. Информация хранится в виде распределения намагниченности в носителе. На это распределение нельзя непосредственно повлиять электрическим полем, однако если поместить в это поле магнитоэлектрический материал, в нем индуцируется намагниченность, а вокруг него появится магнитное поле. Под воздействием этого поля и изменяется намагниченность в носителе.

На практике это можно реализовать, изготовив головку записи,двигающуюся над носителем и представляющую собой конденсатор, заполненный магнитоэлектриком (см. рис. 3). Или еще проще: в качестве носителя можно использовать магнитоэлектрический материал, а запись производить непосредственным приложением электрического поля.

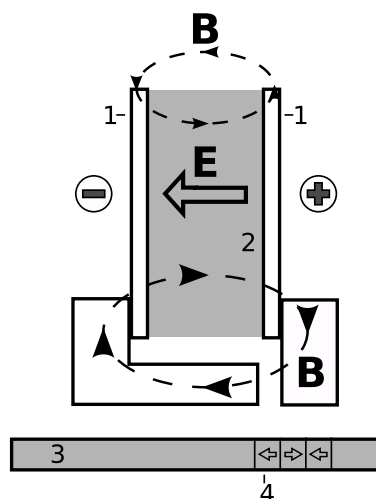


Рис. 3: Простейшая система записи с использованием магнитоэлектрического эффекта. Под действием электрического поля конденсатора (1) в магнитоэлектрике (2) возникает магнитное поле, которое перемагничивает участок (4) магнитного носителя (3) [14].

2.3.2 Поиск и создание магнитоэлектрических веществ

Рассмотрим несколько работ, в которых предлагаются различные решения и различные материалы для магнитоэлектрической записи.

Прежде всего, исследуются вещества, являющиеся естественными магнитоэлектриками. Например, группе японских ученых [15] удалось переключать намагниченность электрическим полем в устройстве на основе полупроводника $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Принцип действия устройства схож с основной идеей полевого транзистора (рис. 4): изменение электрического потенциала на затворе изменяет концентрацию дырок в

полупроводниковом материале, отделенном от затвора слоем изолятора. Спецификой данного устройства является то, что изменение концентрации сказывается не только на проводимости материала, но и на магнитной анизотропии вещества, изменяя направление оси легкого намагничивания от $[1\bar{1}0]$ к $[110]$, что, в свою очередь, приводит к повороту намагниченности на 90 градусов. Недостатком этого метода, препятствующим его применению в технике, является необходимость поддержания низких температур: температура точки Кюри $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ составляет порядка 70 К.

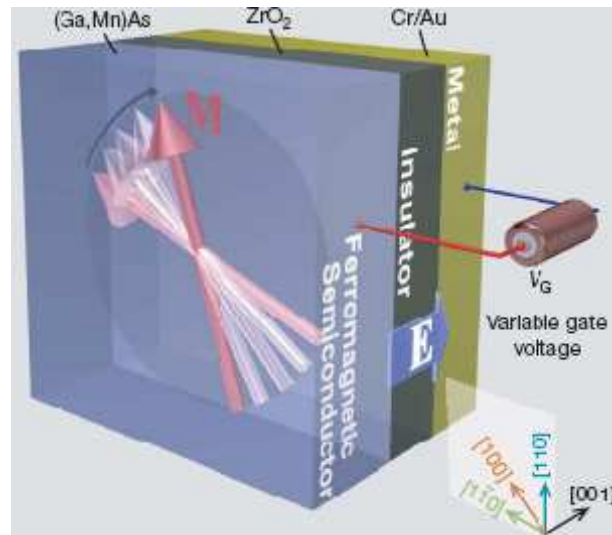


Рис. 4: Контроль намагниченности в $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ [15]. Потенциал V_g в металлическом слое Cr/Au , отделенном изолятором ZrO_2 от полупроводника $(\text{Ga,As})\text{Mn}$, приводит к изменению концентрации дырок в полупроводнике. Изменение концентрации дырок влияет на магнитную анизотропию материала, из-за чего переориентируется намагниченность.

К сожалению, почти все естественные магнитоэлектрики являются таковыми только при низких температурах. Работать при комнатной температуре позволяет создание искусственных материалов. В настоящее время хорошо изучены и уже применяются в МЭ датчиках композитные материалы на основе ферритов и пьезоэлектриков [16, 17]. Например, в работе [18] исследовался композитный материал, представляющий собой структуру из множества слоев (рис. 5 а). На подложке находится слой пьезоэлектрика, «зажатый» между двумя платиновыми электродами и магнитная пленка из никеля поверх всей структуры. При подаче напряжения 10 В между электродами пластинка пьезоэлектрика деформировалась и в магнитной пленке возникали механические напряжения, которые вследствие явления магнитострикции приводили к перестройке микромагнитной структуры образца (рис. 5 б). При снятии напряжения доменный узор возвращался к исходной конфигурации.

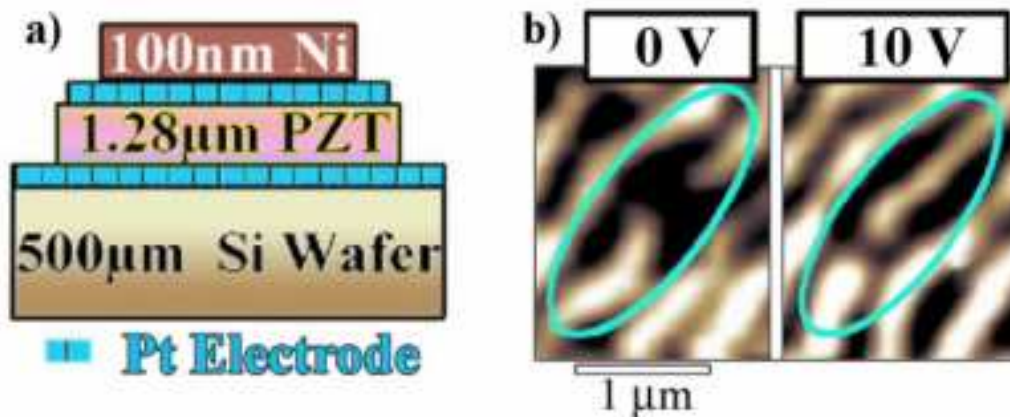


Рис. 5: Действие электрического поля на магнитные домены в композитном материале [18]. а) Поперечный разрез структуры (снизу вверх): подложка из Si, пьезоэлектрик, «зажатый» между двумя платиновыми электродами, магнитный слой из Ni. б) Изменение микромагнитной структуры пленки Ni под действием электрического напряжения 10 В, приложенного между электродами (изображение получено с помощью магнитно-силового микроскопа, темные и светлые области – домены различной полярности).

Неровные поверхности контактов пьезоэлектрик-электрод и электрод-никель приводят к довольно сложной конфигурации магнитных полей рассеяния. Этим и объясняется замысловатый характер доменных структур в магнитной пленке композита, а также тот факт, что в различных областях образца магнитная структура изменялась по-разному.

Значительно лучших результатов в плане контроля качества поверхностей удалось достичь при изготовлении гетероструктур на основе магнитоэлектрика феррита висмута BiFeO_3 (BFO) и ферромагнитного сплава $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ (CoFe) [19]. В них удается управлять намагниченностью CoFe с помощью электрического поля приложенного к BFO (рис. 6).

В BFO магнитные моменты антиферромагнитных подрешеток практически полностью компенсируют друг друга и суммарная намагниченность невелика (~ 5 Гс). Усилить ее можно путем напыления поверх кристалла феррита висмута слоя ферромагнетика CoFe, обменно-связанного с ним: переключая электрическим полем электрическую поляризацию феррита висмута и меняя, тем самым, оси анизотропии, можно поворачивать спины антиферромагнитных подрешеток, а значит, посредством обменной связи слоев, управлять большой намагниченностью (1500 Гс) в слое CoFe.

Однако неконтролируемое влияние дефектов поверхности на свойства композитов все равно остается большой проблемой. Оригинальное решение нашли авторы работы [20]. Они искусственно объединили магнитные и электрические частицы внутри

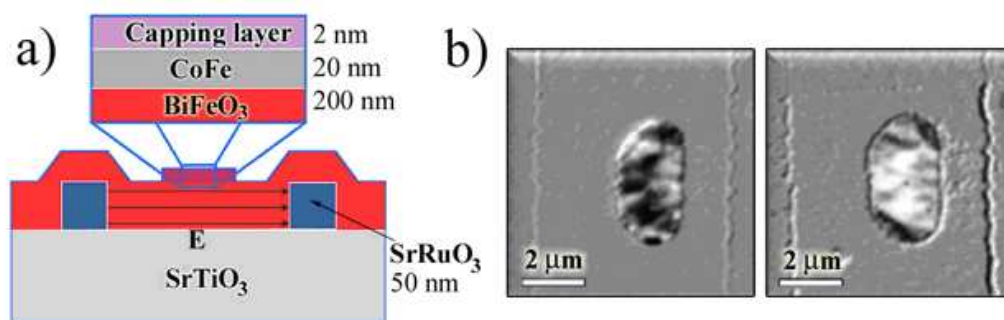


Рис. 6: Гетероструктура на основе BiFeO_3 [19]. а) поперечный разрез структуры: электрическое поле в феррите висмута BiFeO_3 создается между электродами из SrRuO_3 ; на кристалле BiFeO_3 располагается слой ферромагнетика CoFe и защитный слой (capping layer) б) магнитооптические изображения в рентгеновских лучах начального состояния и микромагнитной конфигурации после воздействия электрического поля: намагниченность в плоскости пленки CoFe поворачивается на 90 градусов [19]

одного вещества: внедрили продолговатые намагниченные наночастицы никеля (наностержни) в жидкий кристалл (рис. 7). При подаче электрического напряжения молекулы жидкого кристалла переориентируются и, механически взаимодействуя с ними, поворачиваются наностержни и меняется намагниченность. При этом проекция индукции магнитного поля на нормаль к подложке меняется от 0.8 до 2 гс. Однако и этот метод не лишен недостатков: механические перемещения частиц системы сильно ограничивают скорость переключения намагниченности, а ведь малое время записи является очень важным фактором при записи информации.

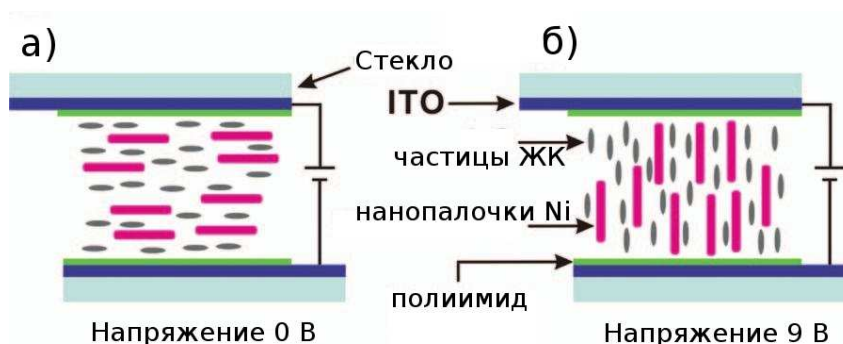


Рис. 7: Магнитоэлектрический материал на основе жидкого кристалла (ЖК) [20]. Частицы ЖК и наностержни никеля находятся между подложками из стекла, оксида никеля-олова (ИТО) и полиимида а) в отсутствии напряжения и б) при наличии напряжения в 9 В.

Интересных результатов при комнатной температуре удалось добиться в пленках феррита висмута с добавлением диспрозия $\text{Bi}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{FeO}_3$. В них наблюдается

отчетливая магнитная структура (рис. 8 а), которая, к тому же, реагирует на электрическое поле: при подаче напряжения в 10 В между поверхностью пленки и ее подложкой магнитные домены вытягиваются в полосы (рис. 8 б) [21]. Как полагают исследователи, это происходит вследствие механических деформаций, вызываемых электрическим полем в пленке (за счет пьезоэффекта), которые, в свою очередь, посредством магнитострикции изменяют магнитную анизотропию, приводя к перестройке магнитной структуры. Полосовые домены в феррите висмута сохраняются и после снятия напряжения (рис. 8 в) и, поскольку они видны в магнитный силовой микроскоп, могут быть считаны также магнитной головкой жесткого диска, что свидетельствует о возможности реализации схемы электрическая запись/магнитное считывание.

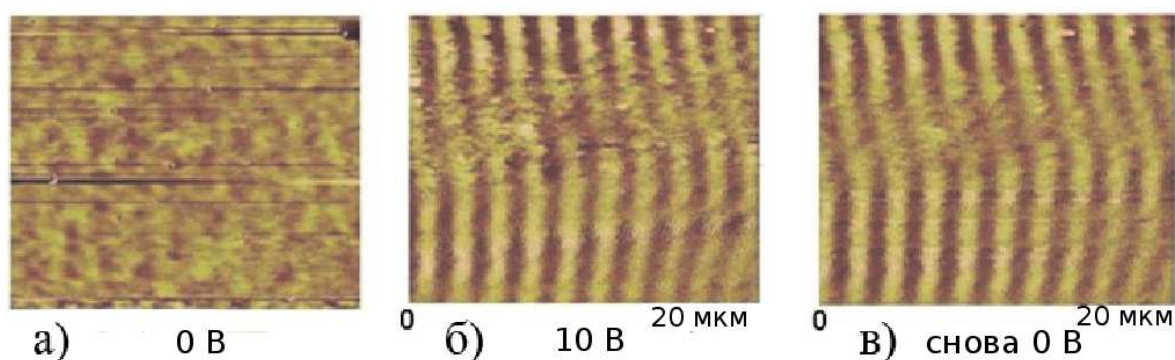


Рис. 8: Магнитная доменная структура в $\text{Bi}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{FeO}_3$ [21] а) до приложения напряжения б) при напряжении 10 В в) после приложения напряжения.

2.4 Выводы из литературного обзора и постановка задачи

Методы магнитоэлектрического контроля намагниченности, предложенные в имеющихся работах, имеют ряд ограничений:

- в рассматриваемых в них веществах магнитоэлектрические свойства проявляются при низких температурах, как в большинстве мультиферроиков;
- те немногие вещества, в которых магнитоэлектрический эффект наблюдается при комнатной температуре, являются антиферромагнетиками. В них намагниченности кристаллических подрешеток, управляемые электрическим полем, компенсируют друг друга, поэтому их магнитные свойства внешне не проявляются. Необходимы специальные обменно связанные структуры антиферромагнетик-ферромагнетик, чтобы преобразовать изменение парамет-

ра антиферромагнитного порядка, вызванное действием электрического поля, в изменение намагниченности;

- в искусственных магнитоэлектрических материалах (композитах) электрическая и магнитная подсистемы пространственно разделены. Зависимость силы взаимодействия этих подсистем от качества и локальных особенностей поверхности раздела приводит к непредсказуемости изменения намагниченности и сложной структуре магнитных доменов. Изготовлению композитов путем смешивания частиц различных материалов в одном веществе сильно ограничивает быстроедействие.

Таким образом:

- Влияние электрического поля на магнитные неоднородности в магнитоэлектриках недостаточно изучено.
- Отсутствуют сообщения о непосредственном наблюдении влияния электрического поля на микромагнитные структуры в однофазных материалах при комнатной температуре, за исключением работы [21] (в которой, однако, достигнуто лишь переключение магнитной структуры как целого, без воздействия на отдельные ее участки и возможности записи информации).

В связи с этим для данной работы были поставлены следующие задачи:

- провести теоретическое изучение и численное моделирование неоднородного магнитоэлектрического эффекта,
- рассчитать влияние неоднородного МЭ эффекта на типичные микромагнитные неоднородности: доменные стенки и вертикальные линии Блоха,
- на основании результатов численного моделирования поставить эксперимент, позволяющий обнаружить и исследовать действие электрического поля на доменные границы и вертикальные линии Блоха в пленках ферритов гранатов,
- измерить характеристики эффекта, являющиеся важными для практических приложений в спинтронике.

3 Управление микромагнитными структурами при помощи электрического поля

3.1 Компьютерное моделирование неоднородного МЭ-эффекта

Как было описано в параграфе 2.2, неоднородный магнитоэлектрический эффект характеризуется вкладом в свободную энергию следующего вида (инвариант Лифшица, формула 1):

$$F_L = \gamma(\mathbf{P} \cdot [\mathbf{M}(\nabla \cdot \mathbf{M}) - (\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{M}]),$$

где γ — константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, \mathbf{P} — вектор электрического поля, ∇ — векторный оператор дифференцирования, $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$ — распределение намагниченности в образце.

Рассчитывать влияние эффекта можно, рассчитывая поляризацию магнитоэлектрика и распределение зарядовой плотности, возникающее в магнитоэлектрике в области магнитной неоднородности, и далее определяя влияние на эту электрическую структуру внешнего электрического поля

3.1.1 Метод расчета зарядовой плотности

Продифференцировав вклад в свободную энергию по электрическому полю, получим выражение для расчета электрической поляризации, возникающей в области магнитной неоднородности в магнитоэлектрике:

$$\mathbf{P} = -\frac{\partial F_L}{\partial \mathbf{E}} = \chi_e \gamma (\mathbf{M}(\nabla \cdot \mathbf{M}) - (\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{M}), \quad (2)$$

где χ_e — диэлектрическая восприимчивость.

Зная P , можно рассчитать распределение плотности объемных (ρ) и поверхностных (σ) зарядов в данной области:

$$\begin{aligned} \rho &= -div \mathbf{P}, \\ \sigma &= (\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}), \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{n} — нормаль к поверхности, в данном случае (при рассмотрении доменных стенок в пленках ферритов гранатов) — нормаль к поверхности пленки. При традиционном выборе оси z вдоль нормали $(\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) = P_z$.

Мной был проведен компьютерный расчет зарядовой плотности вертикальной линии Блоха (ВБЛ) — микромагнитной неоднородности в доменной стенке.

Доменные стенки образуются в магнитоупорядоченных средах на границах магнитных доменов. Само образование доменной структуры является результатом конкуренции нескольких вкладов в полную энергию ферромагнетика: обменной

энергии, магнитостатической энергии, энергии кристаллографической анизотропии и других [22].

В большинстве веществ, если магнитостатическая энергия мала, доменные стенки имеют форму, описанную в 1932 году Блохом. Распределение намагниченности в доменной стенке блоховского типа описывается выражением:

$$\begin{aligned}\theta(y) &= 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{y}{\Delta_0} \right) \right), \\ \varphi(y) &= 0, \pi\end{aligned}\quad (4)$$

где Δ_0 – ширина доменной стенки, θ – полярный угол (угол между M и осью z). При этом азимутальный угол φ (угол между M_{xy} и осью x) может принимать значения 0 либо π (два противоположных направления вращения намагниченности в доменных стенках). Если в одной доменной стенке возникают области с противоположным направлением вращения намагниченности, то на стыке возникает вертикальная линия Блоха, изменение полярного угла в которой описывается формулой:

$$\varphi(y) = \pm 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{x}{\Lambda_0} \right) \right), \quad (5)$$

где Λ_0 – эффективная ширина ВБЛ.

Доменная стенка, содержащая линию Блоха, изображена на рис. 9,а .

Для расчетов была написана программа в среде «Matlab». Расчет зарядовой плотности показал, что в магнитоэлектрике *вертикальной блоховской линии соответствует электрический диполь* (рис. 9,б), а также поверхностный заряд (рис. 9,в). При смене полярности ВБЛ (знака в выражении для φ) заряды тоже меняли полярность. И на диполи, и на поверхностные заряды можно действовать неоднородным электрическим полем, значит *ВБЛ в доменной стенке Блоха должна поддаваться электрическому контролю*.

Также, как видно из рис. 9, области стенки, в которых отсутствует ВБЛ, не обладают зарядом. Т.о. действие электрического поля на стенку Блоха не даст результата. Однако в ферромагнетиках не всегда реализуются стенки Блоха. Если поля рассеяния (магнитостатическая энергия) сравнительно велики, как например в очень тонких пленках, то в доменной стенке появляется компонента вдоль оси, ортогональной стенке (на рис. 9,а – ось y). Тогда

$$\begin{aligned}\theta(y) &= 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{y}{\Delta_0} \right) \right), \\ \varphi(y) &= \pm \frac{\pi}{2}.\end{aligned}\quad (6)$$

Объемная плотность заряда такой структуры по-прежнему равна нулю, однако появляются поверхностные заряды (рис. 10). Значит на доменную стенку неелевского типа также можно влиять при помощи неоднородного электрического поля.

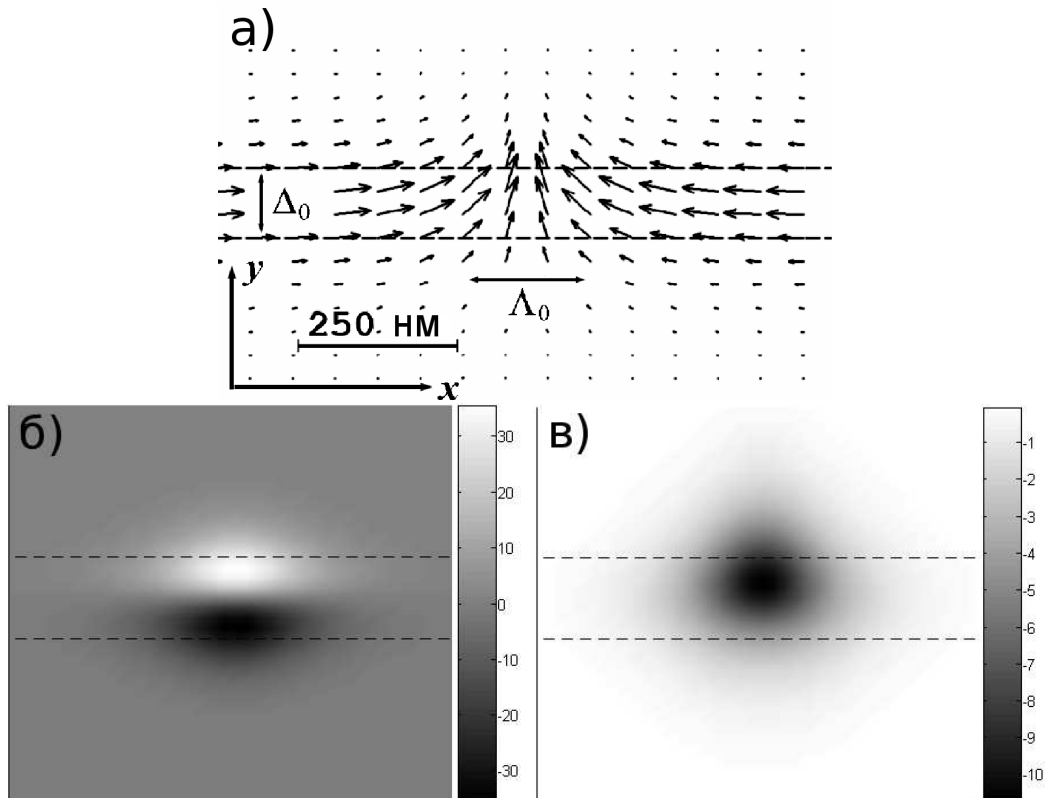


Рис. 9: Распределение намагниченности (а) и плотности объемного (б) и поверхностного (в) зарядов в блоховской доменной стенке, содержащей ВБЛ в тонкой пленке. Ось z направлена по нормали к пленке.

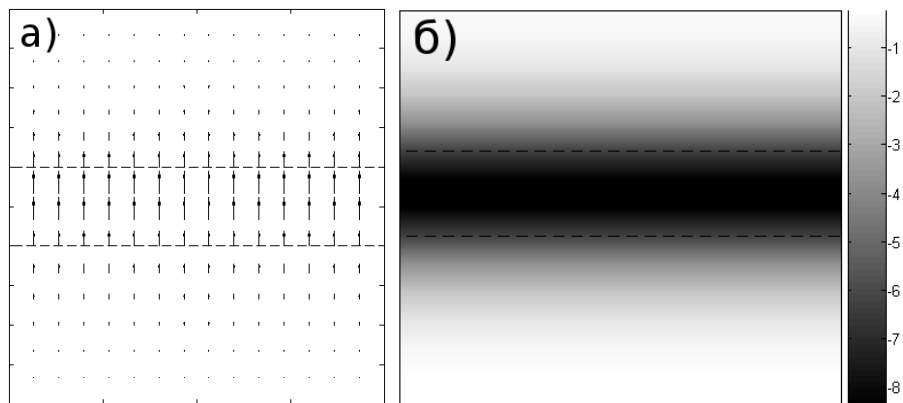


Рис. 10: Распределение намагниченности (а) и плотности поверхностного заряда (б) в доменной стенке Нееля в тонкой пленке. Ось z направлена по нормали к пленке.

Таким образом, метод расчета зарядовой плотности позволяет наглядно показать проявления неоднородного МЭ эффекта в микроструктурах, а также качественно предсказать результат воздействия на них электрическим полем. Однако следует отметить, что для более подробного анализа реальных доменных стенок и линий

Блоха недостаточно ограничиться вкладом неоднородного МЭ эффекта в свободную энергию из формулы 1. Необходимо учитывать вклады всех взаимодействий, участвующих в образовании микромагнитной структуры: обменного, полей рассеяния, анизотропии и др., потому что реальная конфигурация намагниченности доменных стенок отличается от чисто блоховской или чисто неелевской. Решив эту, гораздо более сложную, задачу минимизации полной энергии системы, можно было бы построить картину движения микромагнитных неоднородностей в электрическом поле.

Тем не менее, метод расчета зарядовой плотности помогает найти объекты, в которых можно экспериментально искать проявления неоднородного МЭ эффекта. Это серьезно помогает выбирать оптимальную геометрию эксперимента, подготавливать микромагнитные структуры, прикладывать поля нужного вида к нужным частям образца.

Мы выяснили, что в магнитоэлектрике стенки Блоха не обладают зарядом, стенки Нееля обладают поверхностным зарядом, а ВБЛ — не только поверхностным, но даже объемным зарядом. Поэтому и проявления неоднородного МЭ эффекта мы будем искать в последних двух структурах.

Перейдем к описанию эксперимента по наблюдению воздействия статического электрического поля на микромагнитные структуры в пленках ферритов гранатов.

3.2 Экспериментальное наблюдение перемещения доменных границ

3.2.1 Статические смещения доменных границ

В данной работе исследуются особенности неоднородного МЭ эффекта в эпитаксиальных пленках ферритов гранатов, поскольку, с одной стороны, в них возможно магнитооптическое наблюдение микромагнитных структур [23–26], а с другой стороны они при комнатной температуре характеризуются магнитоэлектрическим эффектом, на порядок превышающим таковой в классической магнитоэлектрике Cr_2O_3 [27]. Магнитоэлектрические свойства ферритов гранатов впервые были обнаружены в [28], и исследовались различными методами, в том числе и по изменению угла фарадеевского вращения под действием электрического поля (электромагнитооптический эффект) [29, 30].

В качестве образцов были выбраны эпитаксиальные пленки феррита граната $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ (толщина порядка 10 мкм) выращенные на подложке из гадолиний-галиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с различной кристаллографической ориентацией. Толщина подложки составляла ~ 0.5 мм.

Для создания электрического поля большой напряженности в диэлектрической пленке феррита граната использовалась медная проволока толщиной ~ 50 мкм с заостренным концом, касающаяся поверхности образца (рис. 11). Диаметр острия получаемой «иголки» составлял ~ 20 мкм, что при подаче напряжения на иглу до 1500 В, позволяло получать вблизи острия значения напряженности электрического поля до 1500 кВ/см. Пробой диэлектрика не возникал, поскольку поле быстро спадало с расстоянием от иглы. Отсутствие возможных токов утечки между иглой и заземляющим электродом (например, по поверхности образца) контролировалось с помощью миллиамперметра. Для ограничения тока возможного пробоя/разряда использовалось балластное сопротивление в 20 МОм.

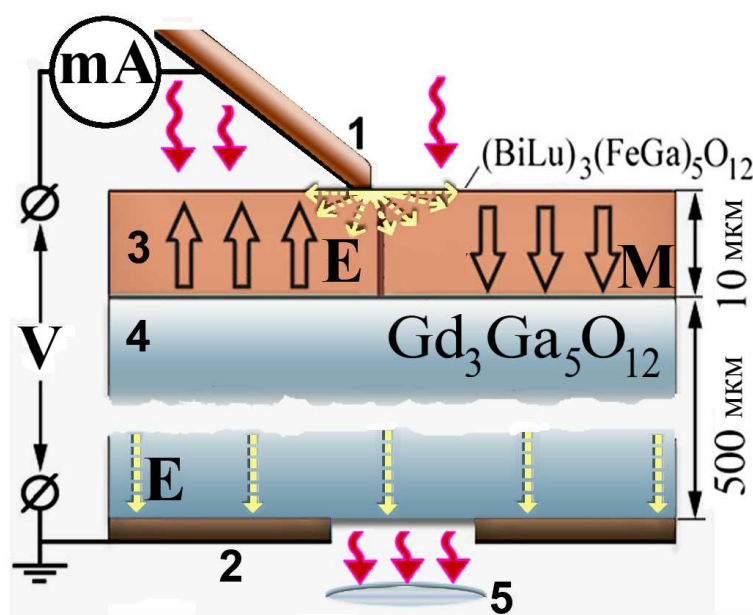


Рис. 11: Схематическое изображение геометрии эксперимента, конфигураций электрического поля и намагниченности. Электрическое поле (силовые линии показаны штриховыми стрелками) формируется в диэлектрической среде образца между иглой (1) и диафрагмой из металлической фольги (2), выполняющей роль заземляющего электрода; максимальной напряженности (свыше 1 МВ/см) поле достигает в магнитной пленке (3) вблизи иглы, быстро спадая в толще подложки (4), и у заземленного электрода (2) не превышает 600 В/см. Широкие стрелки показано распределение намагниченности в пленке: доменная стенка (DW) разделяет два домена с противоположным направлением намагниченности. Острие иглы касается поверхности феррит-граната вблизи места расположения доменной границы. Волнистыми стрелками показана лазерная подсветка, 5 — объектив микроскопа.

Использование иглы удобно тем, что, во-первых, у ее острия создается высокая напряженность электрического поля, а во-вторых, с ее помощью можно получить поле, направленное произвольным образом (в частности, вдоль осей x или y). Важна

также возможность свободно позиционировать иглу на любую точку поверхности образца. Недостатки — невозможность более-менее точно контролировать форму и структуру поля, потому что при изготовлении иглы форма ее кончика получается неровной, а также невозможность создания электрического поля строго вдоль одной определенной оси.

Для наблюдения доменной структуры был использован магнитооптический поляризационный метод, основанный на эффекте Фарадея. Для наблюдения в проходящем свете в заземляющем электроде было сделано отверстие диаметром ~ 0.3 мм. Изображение магнитной структуры через микроскоп фокусировалось на фотокатод электронно-оптического усилителя яркости и считывалось с его экрана ПЗС-камерой, соединенной с персональным компьютером. Общая схема установки представлена на рис. 12.

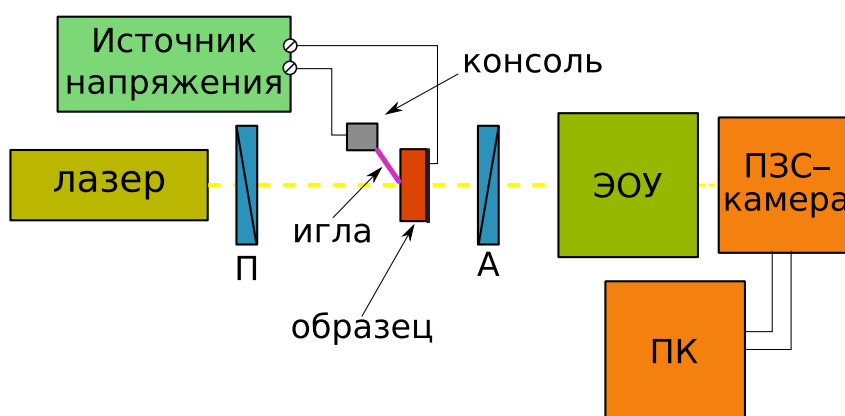


Рис. 12: Общая схема экспериментальной установки. П — поляризатор, А — анализатор, ЭОУ — электронно-оптический усилитель яркости, ПЗС-камера — камера на основе матрицы с зарядовой связью, ПК — персональный компьютер. Консоль позволяет позиционировать иглу на поверхности образца.

В эксперименте фиксировалось статическое распределение намагниченности до и после включения электрического поля. В результате измерений были получены пары изображений (кадров), снятые при различной полярности электрического напряжения и положении иглы. При подаче постоянного напряжения между иглой и подложкой наблюдалось локальное смещение доменной стенки в месте расположения иглы (рис. 13). Величина смещения возрастала при увеличении напряжения. При величинах смещения до 5 мкм магнитная конфигурация возвращалась в исходное состояние после снятия напряжения, при больших смещениях изменения становились необратимыми.

При смене полярности напряжения на игле стенка сдвигалась в противоположную сторону. На рис. 14 представлен комбинированный кадр с изображением доменной

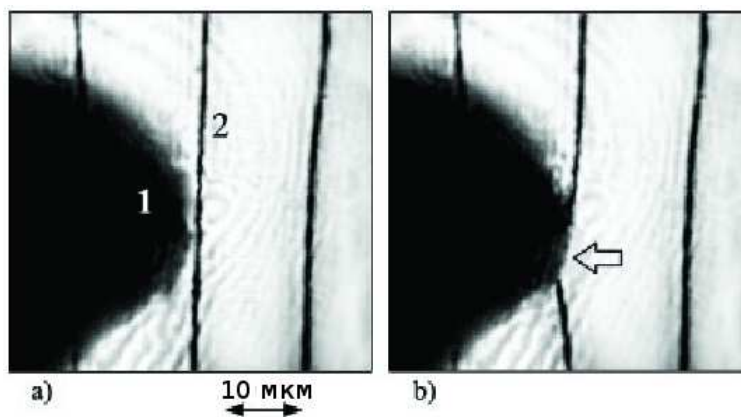


Рис. 13: Пример смещения доменной стенки под действием электрического поля. (1) — игла, (2) — доменная граница. (а) исходная конфигурация, (b) — смещение стенки в присутствии поля.

стенки и иглы, собранный из кадров, сделанных в отсутствие напряжения и при положительной и отрицательной полярности напряжения. Как мы видим, при подаче положительного напряжения на иглу стенка притягивается к игле (движется влево), а при подаче отрицательного — отталкивается от иглы.

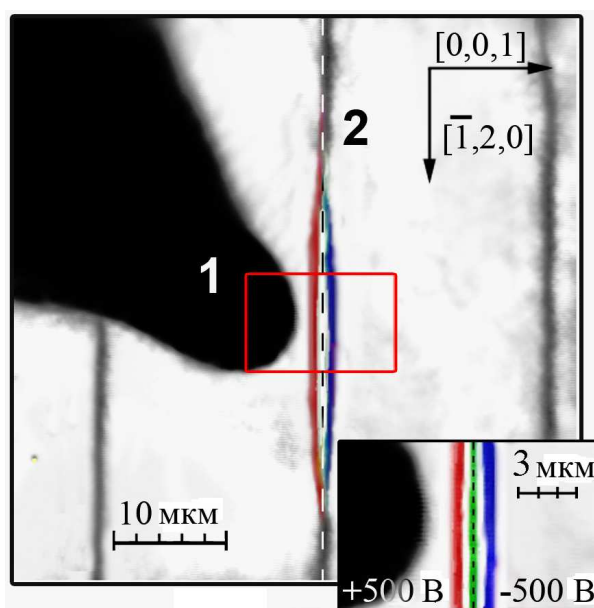


Рис. 14: Смещение доменной стенки под действием электрического поля. 1 — игла, 2 — доменная стенка. Пунктиром и зеленым цветом показано исходное положение стенки (при напряжении $U = 0$). Красным цветом (слева) — положение при $U = +500$ В, синим (справа) — при $U = -500$ В.

Однако смещение стенок не всегда (не во всех образцах) было таким большим, как

на рис. 14, поэтому для визуализации смещения был использован разностный метод обработки изображений. При попиксельном вычитании двух кадров, на которых соответственно отображена доменная стенка при включенном и отключенном поле, на получившемся изображении становится четко видно смещение стенки. По контрасту в области смещения (черно-белый или бело-черный) можно определить направление смещения стенки. На рис. 15 представлены разностные кадры для положительной (слева) и отрицательной (справа) полярности. Смещение стенки, которое было бы очень трудно заметить на исходных кадрах, ясно проявляется на разностных кадрах.

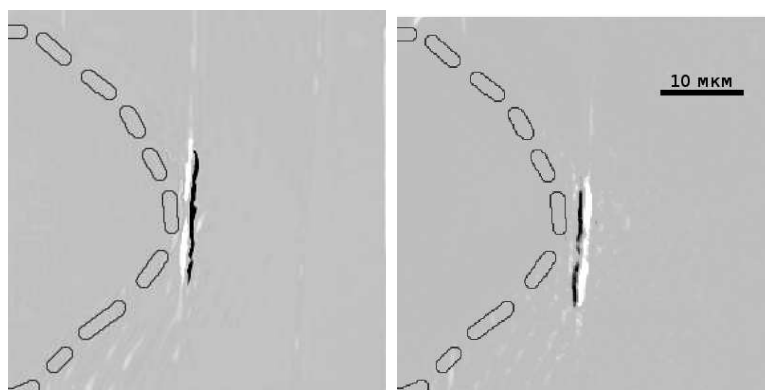


Рис. 15: Разностные кадры, показывающие смещение доменной границы при положительной (слева) и отрицательной (справа) полярности приложенного напряжения. Положение иглы показано схематически.

Можно выделить три особенности явления, на которые мы будем опираться в дальнейших рассуждениях:

- (i) направление смещения доменной границы зависит от полярности напряжения (а следовательно и направления электрического поля): при положительной полярности стенка притягивалась к игле, при отрицательной — отталкивалась;
- (ii) Направление смещения стенки не зависит от направления намагниченности в домене (по оси z и против нее — см. вставку на рис. 11);
- (iii) Величина эффекта сильно возрастает при уменьшении расстояния между иглой и доменной стенкой. Наиболее выраженный эффект наблюдался при положительном напряжении, когда доменная граница затягивалась в область высокой напряженности электрического поля в непосредственной близости от точки касания острого электрода поверхности (рис. 13).

Перечисленные особенности позволяют исключить эффекты не магнитоэлектрической природы, которые могли бы приводить к перемещению доменных границ:

магнитные поля, создаваемые возможными электрическими токами утечки, и магнитострикционные явления, обусловленные давлением острия иглы на образец за счет электростатического притяжения. Действительно, зависимость от полярности поданного напряжения (i) позволяет исключить эффект давления иглы на образец, поскольку игла, поляризуя поверхность образца, притягивается к ней независимо от знака потенциала на игле, и значит эффект, вызванный давлением иглы, также не должен зависеть от полярности. Особенность (ii) говорит о том, что даже в случае возникновения токов утечки эффект не может быть связан с магнитным полем, порожденным электрическими токами, иначе бы наблюдалось смещение доменной границы в противоположных направлениях для доменов с противоположным направлением намагниченности. Таким образом, особенности (i) и (ii) позволяют утверждать, что эффект имеет магнитоэлектрическую природу.

В связи с особенностью (i) следует отметить, что в объемных образцах ферритов гранатов вследствие наличия центра инверсии возможны эффекты пропорциональные только четным степеням электрического поля, что проявляется в виде квадратичных магнитоэлектрических [28] и электромагнитооптических эффектов [30]. Зависимость направления смещения доменных границ от электрической полярности (нечетность эффекта по электрическому полю) свидетельствует о нарушении пространственной инверсии в пленках, в отличие от объемных образцов ферритов гранатов.

Наконец, третья особенность эффекта — резкое возрастание его величины, наблюдающееся при затягивании доменной границы, говорит о том, что электрическое поле избирательно действует на области с неоднородной намагниченностью, т.е. на доменные границы. Действительно, в этом случае доменная граница находится ближе к точке касания острием поверхности, а значит в области большей напряженности поля (рис. 11). Если бы мы имели дело с однородным магнитоэлектрическим эффектом [1, 27, 31, 32], то электрическое поле действовало бы также и на области однородной намагниченности — домены, уменьшая (увеличивая) тот домен, над которым находится игла. В этом случае можно было бы ожидать обратной закономерности для абсолютной величины эффекта в зависимости от расстояния между иглой и доменной границей, поскольку при смещении стенки в сторону иглы соседний домен также попадал бы в область сильного электрического поля.

Этот факт избирательного действия иглы на доменные границы позволяет предположить, что наблюдаемый эффект является проявлением неоднородного магнитоэлектрического эффекта, связанного с микромагнитными неоднородностями в веществе. Тем не менее, для окончательного вывода о том, действует ли в данном случае однородный или неоднородный МЭ эффект, необходимы количественные измерения

данной особенности эффекта.

3.2.2 Метод высокоскоростной фотографии

Наряду с информацией о статическом отклонении стенки, для изучения особенностей эффекта важно исследование динамики движения доменной стенки в электрическом поле.

Для наблюдения динамики движения стенки был использован метод высокоскоростной фотографии [33]. Этот метод является развитием идеи стробоскопических измерений. Стробоскопические измерения производятся следующим образом.

Пусть имеется последовательность коротких (длительностью $n \cdot \tau$) сигналов, следующих с большим интервалом T (рис. 16, а). При этом временное разрешение имеющегося прибора (например, осциллографа) не позволяет непосредственно наблюдать столь короткие сигналы: прибор может снимать измерения с частотой не выше f , причем $f \ll \frac{1}{\tau}$. Однако пусть частота следования импульсов мала ($\frac{1}{T} \ll f$) и возможна точная синхронизация прибора с началом импульса. Тогда можно снимать измерения с интервалом T , получая набор значений — величин сигнала в соответствующих точках импульсов (y_1 на рис. 16, а). Так как все импульсы одинаковые, то и все значения y_1 равны между собой.

Изменяя задержку момента измерения относительно начала импульса, получаем набор значений y_1, y_2, y_3, \dots (рис. 16, а,б,в), по которым можно восстановить форму импульса (рис. 16, г). Таким образом, разрешение оказывается ограничено точностью синхронизации и установления задержки, которая может быть гораздо выше исходной разрешающей способности прибора (осциллографа).

Теперь перейдем к высокоскоростной фотографии. Ее единственное отличие от обычных стробоскопических измерений состоит в том, что результатом измерения является не амплитуда сигнала, а фотография доменной структуры образца. Последовательность сигналов синхронизации задается искусственно с персонального компьютера и подается на тиратронный генератор, который генерирует электрический импульс заданной формы (рис. 17). Задавая задержку стробоскопической системы, также синхронизированной с компьютером, мы можем «попадать» в различные участки этого импульса. Так мы можем наблюдать различные стадии движения доменной стенки в электрическом поле.

3.2.3 Динамика движения доменных границ

В наших экспериментах по исследованию динамики движения доменных границ на иглу подавалось импульсное напряжение с тиратронного генератора, синхронизированного с импульсами подсветки. Амплитуда импульса электрического напря-

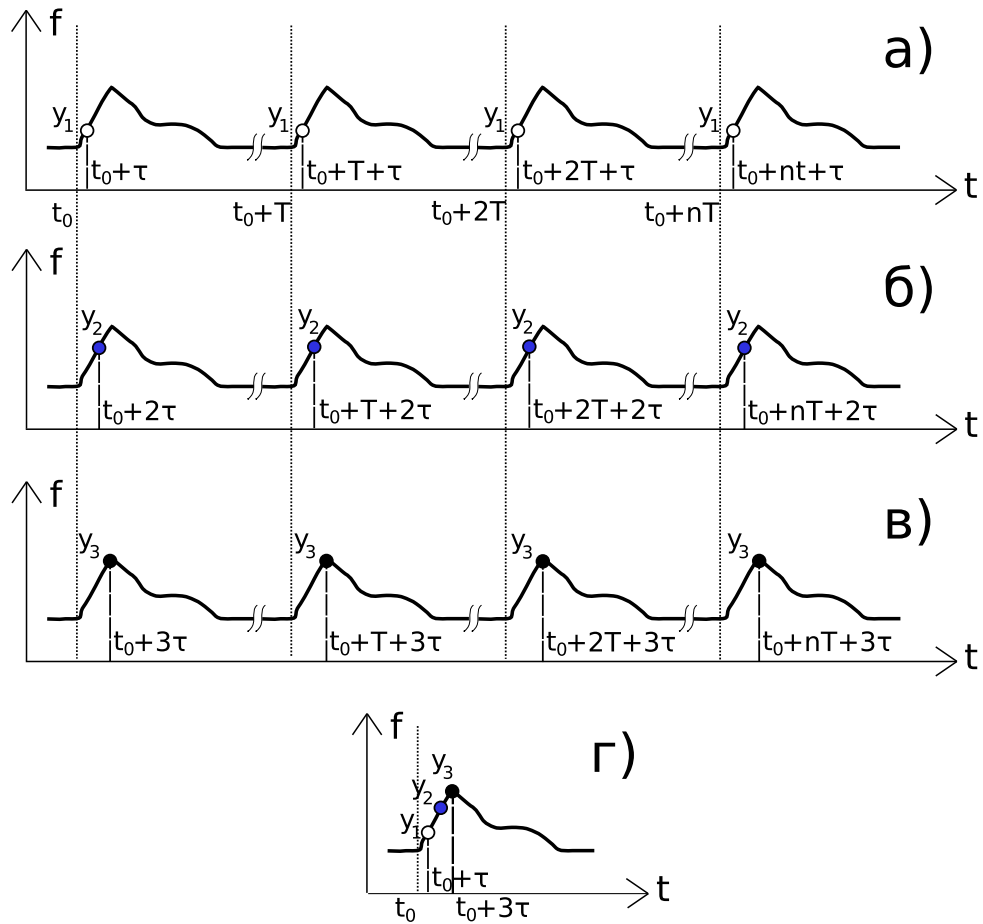


Рис. 16: Метод высокоскоростной фотографии. а,б,в) Последовательность исследуемых импульсов, повторяющихся с интервалом T . Измерения $y_{1,2,3}$ проводятся с интервалом T и задержкой $\tau_{1,2,3}$ соответственно относительно начал импульса. г) Реконструкция импульса по полученным измерениям.

жения — 100–400 В, длительность — 300 нс, длительность переднего фронта — 20 нс, заднего фронта — 40 нс. Длительность импульса подсветки — ~ 10 нс.

На полученных при разных задержках фотографиях определялось положение доменной стенки. Зависимость положения стенки от времени представлена на рис. 18. Аппроксимируя участки линейного роста смещения функцией $y = ax$, находим скорости движения стенки: $v = 14 \pm 3$, 29 ± 5 и 44 ± 4 м/с при амплитудах импульса в 200, 300 и 400 В соответственно. Как мы видим, при увеличении амплитуды импульса возрастает как максимальное отклонение стенки от равновесного положения, так и скорость ее движения. Скорость является более адекватной характеристикой для описания эффекта, так как зависит только от подвижности стенки, которая легко измеряется в импульсном магнитном поле. Максимальное отклонение же зависит от дальнедействующих магнитостатических сил, для учета которых требуется сложное микромагнитное моделирование.

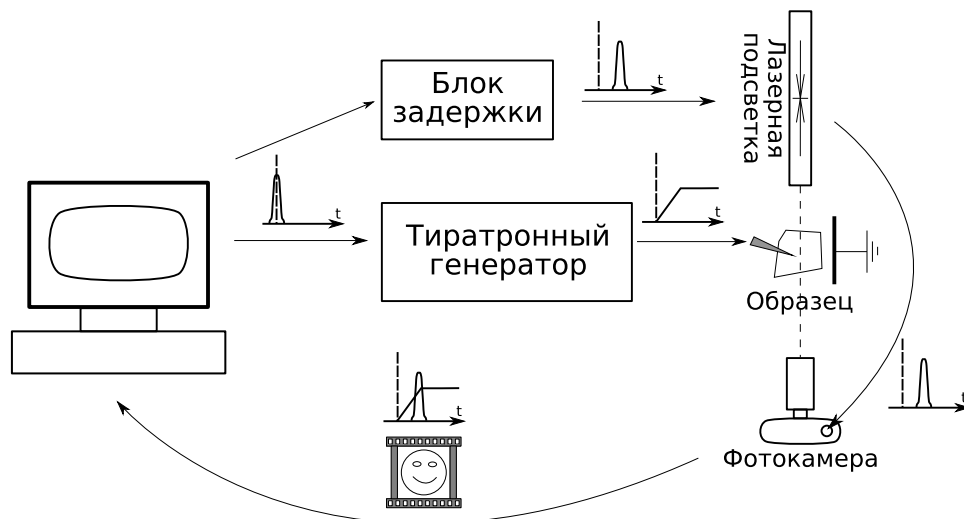


Рис. 17: Синхронизация в экспериментальной установке для высокоскоростной фотографии. Синхроимпульс с компьютера подается на тиратронный генератор и блок задержки. Генератор создает импульс напряжения на игле, создающей электрическое поле в образце. В блоке задержки синхроимпульс сдвигается по времени на нужную величину и подается на лазер (подсветку) и затвор фотокамеры. Таким образом, камера снимает кадр, соответствующий состоянию образца в заданный момент времени относительно начала импульса электрического поля (а значит и при заданном поле).

Выход графиков на плато (рис. 18, б) связан с наличием в магнитоупорядоченном материале обменных и магнитоэлектрических сил, которые приводят к упругому поведению доменной стенки. Так как исходная доменная конфигурация являлась состоянием с минимальной энергией, то при выводе ее из положения равновесия возникает эффективная сила, стремящаяся вернуть систему в исходное состояние. Стенка прекращает движение (график выходит на плато) в том положении, в котором магнитоэлектрическая и упругая силы равны. Как видно из графика, результирующее смещение стенки возрастает при увеличении приложенного напряжения (равенство сил достигается при больших значениях).

Для определения сравнительной величины наблюдаемого эффекта было проведены стандартные измерения скорости движения стенки в импульсном магнитном поле. Скорость в 50 м/с была достигнута в магнитном поле порядка 50 Э. Таким образом, сравнения скорости движения стенки в электрическом поле со средними скоростями движения в магнитном поле, можно заключить, что электрическое поле 400 кВ/см посредством магнитоэлектрического эффекта производит воздействие, эквивалентное воздействию магнитного поля в 50 Э.

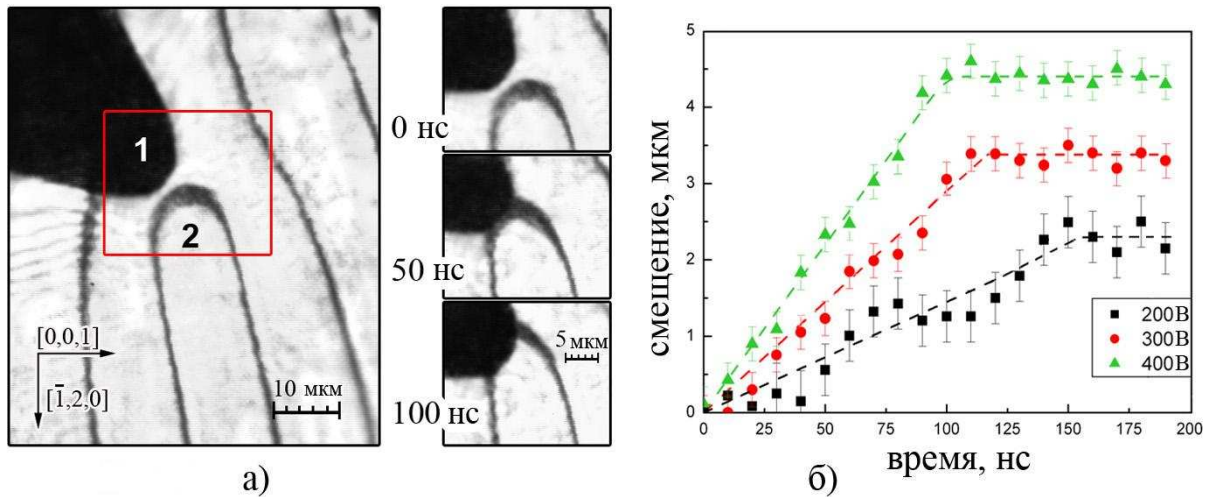


Рис. 18: Зависимость положения доменной границы, движущейся под действием импульса электрического поля, от времени. а) Фотографии положения доменной границы (2) в момент включения электрического импульса, через 50 и 100 нс после включения импульса. 1 — игла. б) Графики движения стенок (зависимости смещения от времени) при трех значениях амплитуды электрического импульса: 200, 300 и 400 В.

3.2.4 Связь наличия эффекта с параметрами образцов

Связь наличия эффекта с параметрами была установлена на основании серии изменений на образцах с различной кристаллографической ориентацией подложки, различного химического состава, толщины (h), намагниченности насыщения ($4\pi M_s$) и периода доменной структуры. Таблица наличия эффекта представлена ниже.

N	Подложка	Хим. состав	h , [мкм]	$4\pi M_s$, [Гс]	p , [мкм]	Эффект
1	(111)	$(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	10	144	8,7	нет
2	(111)	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	19	78	39	нет
3	(110)	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	4	162	9,2	есть
4	(110)	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	6	76	14,4	есть
5	(210)	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	10	53.5	34	есть
6	(210)	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	10	62	28	есть
7	(210)	$(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	8.6	55	27	есть

Из таблицы видно, что эффект наблюдается в образцах низкой симметрии, т.е. с ориентацией подложки (210) и (110). В высокосимметричных образцах (111) эффект не наблюдается. Установлено, что в образцах (210) эффект в целом выражен сильнее, чем в образцах (110). Таким образом, наличие эффекта связано с анизотропией пленок.

Обратимся вновь к выражению для вклада неоднородного МЭ эффекта в свобод-

ную энергию (формула 1). В образцах (111) стенки полностью блоховские, поэтому в них $div(\mathbf{M}) = 0$ и $(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{M} = 0$, и электрическое поле не действует на доменную стенку. В образцах (210) и (110) ось анизотропии направлена не по нормали к поверхности пленки и имеет составляющую в плоскости пленки [34–36]. Поэтому у доменной стенки появляется неелевская компонента, для которой $div(\mathbf{M}) \neq 0$, $(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{M} \neq 0$ и вклад неоднородного МЭ эффекта в свободную энергию отличен от нуля. Эти рассуждения подтверждаются результатами компьютерного моделирования (параграф 3.1.1): стенки, имеющие неелевскую компоненту, обладают поверхностным зарядом, в отличие от чисто блоховских стенок.

3.3 Экспериментальное наблюдение перемещения вертикальных линий Блоха

Эксперименты по наблюдению перемещения вертикальных блоховских линий (ВБЛ) под действием электрического поля также были проведены.

Для визуализации ВБЛ необходимо использовать режим микроскопии темного поля и производить наблюдения в рассеянном свете. Для этого в конструкции экспериментальной установки предусмотрен механизм, позволяющий поворачивать регистрирующую систему (ЭОУ с микроскопом и ПЗС-камеру) относительно вертикальной оси, проходящей через образец.

На рис. 19 представлены три изображения (в инвертированном контрасте) доменной структуры, содержащей ВБЛ, которые видны как изменение контраста доменных границ и дополнительно обведены на рисунках.

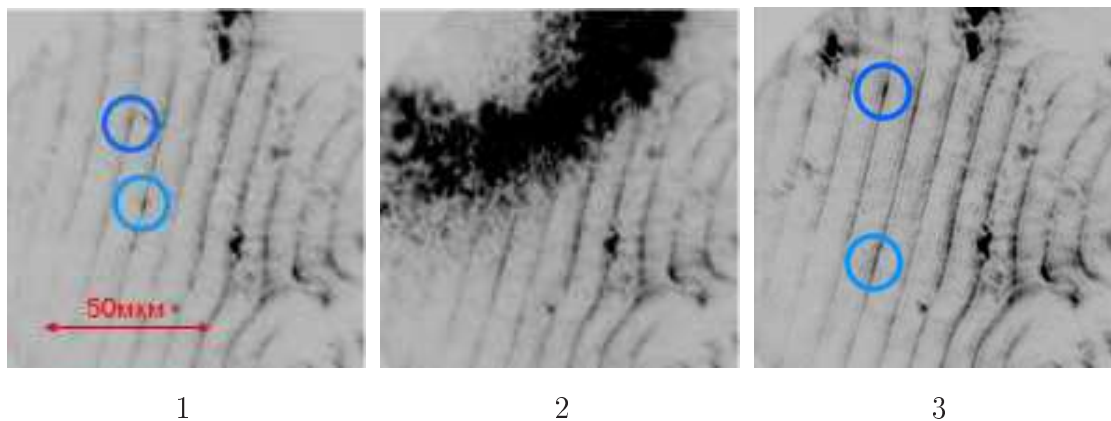


Рис. 19: Наблюдение перемещения ВБЛ.

На первом кадре рис. 19 показано исходное положение линий Блоха. В процессе опыта игла подводилась к области образца, содержащей ВБЛ (второй кадр рис. 19),

на нее подавалось электрическое напряжение, после чего игла отводилась от образца. Измененная полем иглы структура изображена на кадре 3 рис. 19.

Как видно из рисунков, под действием электрического поля, создаваемого иглой, линии Блоха изменили свое положение. Различное направление движения ВБЛ на соседних стенках обусловлено разницей в направлении вращения намагниченности в данных блоховских линиях (такое поведение наблюдалось и в численном эксперименте). Итоговое положение ВБЛ определяется наличием дефектов в кристалле, обуславливающих зависимость энергии ВБЛ от ее положения вдоль доменной стенки.

Таким образом, влияние электрического поля в магнитоэлектрике на данный вид микромагнитной неоднородности, вертикальную линию Блоха, подтверждено экспериментально.

4 Выводы

В результате работы:

1. Теоретически исследовано влияние неоднородного МЭ эффекта на микромагнитные неоднородности:
 - разработан численный метод расчета электрических свойств микромагнитных неоднородностей в магнитоэлектриках,
 - обнаружено наличие поверхностного заряда стенок Нееля и поверхностного и объемного заряда ВБЛ.
2. Проведены экспериментальные исследования МЭ эффекта в пленках ферритов гранатов:
 - обнаружено действие электрического поля на доменные стенки и ВБЛ в пленках ферритов гранатов,
 - *впервые* продемонстрирована возможность управления микромагнитной структурой при помощи электрического поля в однофазных материалах при комнатной температуре,
 - определены качественные особенности эффекта: знак эффекта зависит от полярности электрического поля и не зависит от магнитной полярности доменов, эффект наблюдается в пленках с анизотропией в плоскости $([210],[110])$ и не наблюдается в высокосимметричных пленках $[111]$.
 - динамическими методами определены количественные характеристики эффекта, важные для практических применений: величины обратных смещений стенок (до 5 мкм), характерные скорости процессов (до 50–100 м/с), управляющие напряжения (150 В) и поля (~ 150 кВ/см), эквивалентное магнитное поле ($E = 500$ кВ/см эквивалентно $B \approx 50$ Э).

Автор выражает искреннюю благодарность коллективу лаборатории за ценные советы и помощь при проведении работы: А. С. Логгинову, А. П. Пятакову, А. В. Николаеву, Е. П. Николаевой, Б. Ю. Терлецкому, Т. Б. Косых, З. А. Пятаковой.

Список литературы

- [1] *Fiebig M.* Revival of the magnetoelectric effect // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2005. — Vol. 38, no. 8. — Pp. R123–R152.
- [2] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматгиз, 1959.
- [3] *Дзялошинский И. Е.* К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ.* — 1959. — Т. 37. — С. 881–882.
- [4] *Астров Д. Н.* Магнитоэлектрический эффект в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ.* — 1960. — Т. 38. — С. 984.
- [5] *Folen V. J., Rado G. T., Stalder E. W.* Anisotropy of the Magnetoelectric Effect in Cr_2O_3 // *Phys. Rev. Lett.* — 1961. — Vol. 6, no. 11. — Pp. 607–608.
- [6] *Eerenstein W., Mathur N. D., Scott J. F.* Multiferroic and magnetoelectric materials. // *Nature.* — 2006. — Vol. 442, no. 7104. — Pp. 759–65.
- [7] *Барьяхтар В. Г., Львов В. А., Яблонский Д. А.* // *Письма в ЖЭТФ.* — 1983. — Т. 37, № 12. — С. 565–567.
- [8] *Sosnowska I., Zvezdin A. K.* // *JMMM.* — 1995. — Vol. 167. — Pp. 140–144.
- [9] *Kimura T.* Origin of multiferroicity: Magnetism induces ferroelectricity // *JPSJ Online — News and Comments.* — 2006. — Vol. 75. — P. 113701.
- [10] *Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A.* // *Phys. Rev. B.* — 1994. — Vol. 50, no. 5. — P. 2953.
- [11] *Mostovoy M.* // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 067601.
- [12] *Koronovskyy V. E., Ryabchenko S. M., Kovalenko V. F.* // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 72402.
- [13] *Chappert C., Fert A., Van Dau F. N.* // *Nature Materials.* — 2007. — Vol. 6. — P. 813.
- [14] *Ghoshal U. Sh.* — US Patent Number 6535342.
- [15] Magnetization vector manipulation by electric fields / D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani et al. // *Nature.* — 2008. — September. — Vol. 455, no. 7212. — Pp. 515–518.
- [16] Магнитоэлектрические материалы / М. И. Бичурин, В. М. Петров, Д. А. Филипов и др. — М.: Академия Естествознания, 2006.

- [17] Устинов А. Б., Фетисов Ю. К., Srinivasan G. Планарный феррит-пьезоэлектрический сверхвысококачастотный резонатор с электрической и магнитной перестройкой частоты // *Письма в ЖТФ*. — Письма в ЖТФ. — Т. 34, № 14. — С. 16.
- [18] Chung T. K., Carman G. P., Mohanchandra K. P. Reversible magnetic domain-wall motion under an electric field in a magnetoelectric thin film // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 92, no. 11.
- [19] Electric-field control of local ferromagnetism using a magnetoelectric multiferroic / Y.H. Chu, L.W. Martin, M.B. Holcomb et al. // *Nature Materials*. — 2008. — Vol. 7, no. 6. — P. 478.
- [20] Electrical manipulation of magnetic anisotropy in the composite of liquid crystals and ferromagnetic nanorods / T.J. Lin, C.C. Chen, W. Lee et al. // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 93, no. 1. — P. 013108.
- [21] Palkar V. R., Prashanthi K. Observation of magnetoelectric coupling in $\text{Bi}_{0.7}\text{Dy}_{0.3}\text{FeO}_3$ thin films at room temperature // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 93. — P. 132906.
- [22] Божов В. Физика магнетиков. — СПб.: ВHV-СПб, 2004.
- [23] М. В. Четкин, В. Б. Смирнов, А. Ф. Попков и др. // *ЖЭТФ*. — 1988. — Т. 94. — С. 164.
- [24] Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. — М.: Наука, 1988.
- [25] Малоземов А., Слопзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. — М.: Мир, 1982.
- [26] Зарождение мезоскопических магнитных структур локальным лазерным воздействием / А. С. Логгинов, А. В. Николаев, В. Н. Онищук, П. А. Поляков // *Письма в ЖЭТФ*. — 1997. — Т. 66, № 6. — С. 398.
- [27] Кричевцов Б. Б., Павлов В. В., Писарев Р. В. // *Письма в ЖЭТФ*. — 1989. — Т. 49. — С. 466.
- [28] O'Dell T. H. // *Philos. Mag.* — 1967. — Vol. 16. — P. 487.
- [29] Коваленко В. Ф., Короновский В. Е. // *Укр. физ. журнал*. — 2002. — Т. 47. — С. 855.

- [30] Кричевцов Б. Б., Писарев Р. В., Селицкий А. Г. Электромагнитооптический эффект в феррите-гранате иттрия $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ // *Письма в ЖЭТФ*. — 1985. — Т. 41. — С. 259.
- [31] Звездин А. К., Пятаков А. П. // *УФН*. — 2004. — Т. 174. — С. 465.
- [32] Специфика магнитоэлектрических эффектов в новом сегнетомагнетике GdMnO_3 / А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 81, № 1. — С. 22–26.
- [33] Logginov A. S., Nikolaev A. V., Dobrovitski V. V. Direct optical observation of vertical bloch lines propagation by in-plane field pulses // *IEEE Trans. Magn.* — 1993. — Vol. 29. — Pp. 2590–2592.
- [34] Балбашев А. М., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г. Свойства пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией: препринт 25(500), с. 26. — Москва: АН СССР, Институт радиотехники и электроники, 1988.
- [35] Наведенная и магнитокристаллическая анизотропия эпитаксиальных магнитных пленок: препринт 17(492), с. 28 / И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Е. С. Чижик. — Москва: АН СССР, Институт радиотехники и электроники, 1988.
- [36] Dynamic properties of domain wall in ferrite-garnet films with (210) orientation / A.M. Balbashov, A.S. Logginov, E.P. Shabaeva, D.L. Book // *Sov. Phys. Tech. Phys.* — 1991. — Vol. 36, no. 6. — Pp. 680–682.

Список публикаций

- [37] Electric field control of micromagnetic structure / A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2007. — Vol. 310, no. 2. — Pp. 2569–2571.
- [38] Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита граната / А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. В. Николаев, А. П. Пятаков // *Письма в ЖЭТФ*. — 2007. — Т. 86, № 2. — С. 124–127.
- [39] Мультиферроики: перспективные материалы микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники / А. К. Звездин, А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. П. Пятаков // *Известия РАН, серия физическая*. — 2007. — Т. 71, № 11. — С. 1604–1605.

- [40] Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films / A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — Vol. 93. — P. 182510.
- [41] Electric Field Driven Magnetic Domain Wall Motion in Iron Garnet Films / A. Logginov, G. Meshkov, A. Nikolaev et al. — *Materials Science Forum* (in print).
- [42] Мультиферроики: перспективные материалы микроэлектроники, спинтроники и сенсорной техники / А. К. Звездин, А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. П. Пятаков // Новые магнитные материалы микроэлектроники, Сборник трудов XX международной школы-семинара. — 2006. — 12–16 июня. — С. 575.
- [43] Electric field control of submicron magnetic structures / A. S. Logginov, A. V. Nikolaev, A. K. Zvezdin et al. // International conference on Magnetism, Abstracts. — Vol. PSMo-J-441. — Kyoto, Japan: 2006. — August 20–25. — P. 234.
- [44] Мешков Г. А. Управление микромагнитными структурами при помощи электрического поля // Международная конференция студентов, аспирантов, и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2007», секция «Физика», Сборник тезисов. — 2007. — С. 259.
- [45] Magnetoelectric control of magnetic domain wall structure / G. A. Meshkov, A. P. Pyatakov, V. A. Nikolaev, A. S. Logginov // EASTMAG-2007 «Magnetism on a nanoscale», Abstract Book. — Kazan: 2007. — 23–26 August. — P. 38.
- [46] Electric field induced micromagnetic structure transformation in ferrite garnet films / A. P. Pyatakov, A. V. Nikolaev, G. A. Meshkov, A. S. Logginov // International Conference «Functional Materials», ICFM-2007, Abstracts. — Ukraine, Crimea, Partenit: 2007. — October 1–6. — P. 218.
- [47] Мешков Г. А. Действие электрического поля на статические и динамические микромагнитные структуры // ВНКСФ-14, сборник тезисов. — Уфа: 2008. — С. 318–320.
- [48] Electric field driven magnetic domain wall motion in ferrite garnet films / A. Logginov, G. Meshkov, A. Nikolaev et al. // Moscow International Symposium on Magnetism, Books of Abstract. — 2008. — June 20–25. — P. 645.