

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ
ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ»**

Выполнил:

Студент 4 курса, 419 группы
Семчинов Михаил Константинович

подпись студента

Научный руководитель:

к.ф.м.н., доцент Шапаева Татьяна Борисовна

подпись научного руководителя

Москва

2022

Оглавление

1. Введение	3
2. Материалы и методы	4
2.1. Магнитооптические свойства ферритов-гранатов	5
2.2. Методы исследования динамики перемагничивания	7
2.2.1. Метод однократной высокоскоростной фотографии	12
2.2.2. Метод двукратной высокоскоростной фотографии.....	14
3. Динамика доменных границ в одноосных ферромагнетиках	19
4. Особенности импульсного перемагничивания лабиринтной доменной структуры феррита-граната.....	25
5. Увеличение пространственного разрешения метода высокоскоростной фотографии с помощью дифракции света.....	37
6. Заключение	48
7. Список использованных источников.....	49

1. Введение

Интерес к исследованию динамики перемагничивания в ферромагнетиках связан с возможностями практического применения этих материалов. Скорость движения доменных границ, время отклика доменной структуры на действие импульсного магнитного поля, а также особенности восстановления доменной структуры после прекращения действия импульса магнитного поля – все это определяет быстродействие устройства, в котором будет использован ферромагнетик.

В настоящее время известно несколько методов исследования динамики перемагничивания, среди них метод Сикстуса-Тонкса и его магнитооптический аналог, метод коллапса цилиндрических магнитных доменов и методы высокоскоростной фотографии. Увидеть и зафиксировать состояние доменной структуры ферромагнетика при перемагничивании позволяют только методы высокоскоростной фотографии.

Целью настоящей работы является исследование динамики доменной структуры феррита-граната, при импульсном перемагничивании. Для решения этой задачи были проанализированы фотографии доменной структуры, полученные методом однократной и методом двукратной фотографии. Были определены скорости движения доменных границ при намагничивании, при восстановлении доменной структуры после прекращения действия импульсного поля. Кроме того, были выполнены расчеты, которые показали значительное улучшение пространственного разрешения магнитооптических методов исследования динамики перемагничивания при использовании дифракции света на лабиринтной доменной структуре.

2. Материалы и методы

Различают пять основных типов магнитного порядка: диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм.

Ферримагнетики – это материалы, у которых магнитные моменты атомов различных подрешёток ориентируются антипараллельно, как и в антиферромагнетиках, но моменты различных подрешёток не равны, и, тем самым, результирующий момент не равен нулю. Свойствами ферримагнетиков обладают некоторые упорядоченные металлические сплавы, но, главным образом, различные оксидные соединения, среди которых наибольший практический интерес представляют ферриты [1].

Ферриты – это соединения оксида железа Fe_2O_3 с оксидами других металлов. Они имеют высокую магнитную восприимчивость в сочетании с полупроводниковыми или диэлектрическими свойствами. Ферриты со структурой граната кристаллизуются в кубической решётке с пространственной группой $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$, с $Z = 8$.

Редкоземельные ферриты-гранаты характеризуют общей формулой $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, где R – редкоземельный элемент. Примером такого материала является железо-иттриевый гранат $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Ионы кислорода образуют плотноупакованную структуру, в пустотах между ионами кислорода размещаются редкоземельные ионы и ионы железа либо частично замещающие их элементы. Ферриты-гранаты относят к классу ферримагнетиков, которые имеют додекаэдрическую подрешётку за счёт атомов редкоземельных металлов и тетраэдрическую и октаэдрическую за счёт атомов железа (рис. 1).

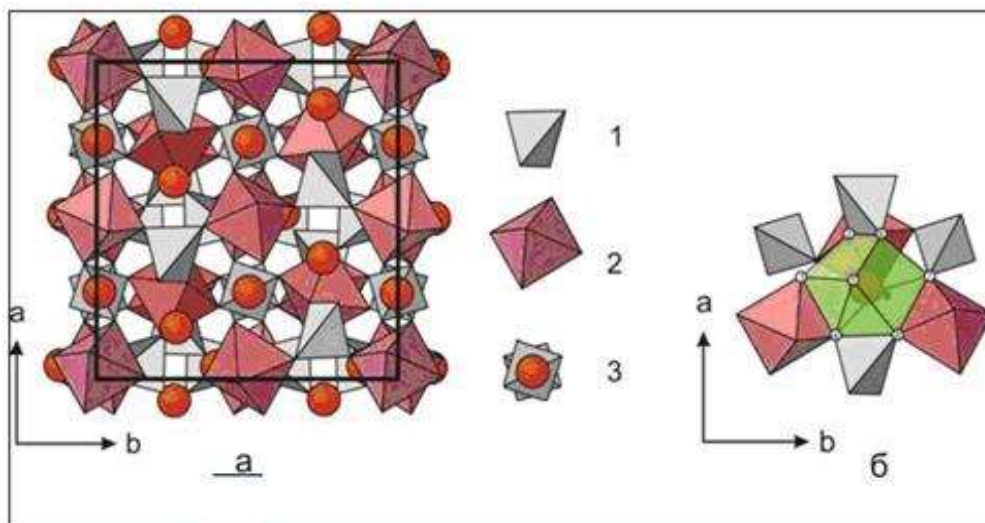


Рисунок 1 – Структура феррита-граната: а) Элементарная ячейка
б) координационные полиэдры (1 – тетраэдр, 2 – октаэдр, 3 – додекаэдр) [2]

2.1. Магнитооптические свойства ферритов-гранатов

В данной работе были проанализированы результаты экспериментов по исследованию динамики перемагничивания в пленках висмут-содержащего феррита-граната. Ферриты-гранаты – магнитные диэлектрики, имеющие уникальные свойства. Для различных исследований и практического применения важно, что магнитные свойства ферритов-гранатов могут меняться в широких пределах, в зависимости от химического состава и условий синтеза. Большую известность и распространение ферриты-гранаты получили в 60-е годы XX века. Эти соединения оказались прозрачными в видимой и инфракрасной области спектра [3]. Коэффициент поглощения в области максимальной прозрачности достигает 1 см^{-1} . Добавление небольшого количества висмута в состав феррита-граната увеличивает поглощение электромагнитных волн в видимой области спектра и удельное фарадеевское вращение, что приводит к увеличению магнитооптической добротности материала [4]. В настоящее время пленки ферритов-гранатов используют не только при проведении магнитооптических и оптомагнитных исследований, но

и в спинтронике [5]. Благодаря высокой магнитооптической добротности эти материалы очень удобны для демонстраций, практических работ и магнитооптических исследований. Эпитаксиальные структуры содержащих висмут ферритов-гранатов, выращенные на подложках из гадолиний-галлиевого граната, обладают высокими магнитооптическими характеристиками и используются для изготовления различных магнитооптических устройств: оптических элементов для волоконно-оптических линий связи, магнитооптических модуляторов, бесконтактных датчиков магнитного поля. Благодаря целому комплексу магнитных и диэлектрических свойств пленки являются уникальным объектом для физических исследований [6].

Как правило, во многих магнитных материалах существуют различного рода дефекты, их различают по своему профилю (геометрическая конфигурация), размерам, физической природе, механизмам образования и т.п. Однако, общее их проявление в материалах – это искажение однородности структуры и, как следствие этого, зависимости материальных параметров образцов от пространственных переменных параметров, из-за которых могут значительно меняться структурно-чувствительные характеристики этих материалов, например коэрцитивная сила [7].

В большинстве случаев дефекты в магнитных пленках возникают в процессе роста кристалла, вследствие несовершенства технологии их создания и образующихся во время процесса синтеза поверхностных напряжений. Как итог в пленках ферритов-гранатов образуются примесные включения, дефекты упаковки, искажения структуры. Всевозможные неровности, неоднородности и искажения, имеющиеся на подложке, на которой выращивают пленку феррита-граната, наследуются этой пленкой [6].

Сейчас плёнки феррита-граната активно применяют в термомагнитных регистрирующих устройствах и в системах, которые используют для топографии и визуализации неоднородных магнитных полей. Особую позицию занимают ферриты-гранаты с повышенной коэрцитивной силой,

которая делает возможным получение изображений даже слабых неоднородных магнитных полей величиной порядка 0,1 Э и пространственными периодами ниже 1 мкм [8].

У эпитаксиальных пленок феррита-граната в пространственно-неоднородных магнитных полях с увеличением температуры Кюри происходит увеличение чувствительности доменной структуры к пространственно-неоднородным магнитным полям. Рост коэрцитивной силы, вплоть до полей порядка 100-110 Э приводит к усилению чувствительности, однако дальнейшее увеличение коэрцитивной силы приводит к снижению чувствительности [9].

Кристаллы редкоземельных ферритов-гранатов имеют сложную доменную структуру, вид которой существенным образом зависит от кристаллографической ориентации исследуемого образца. Вследствие кубической симметрии редкоземельных ферритов-гранатов в них могут существовать 70, 110 и 180 градусные доменные границы (ДГ), причем в зависимости от кристаллографической ориентации образца вектор спонтанной намагниченности в реализующейся доменной конфигурации может лежать в плоскости образца («коттоновские» домены), перпендикулярно плоскости образца («фарадеевские» домены), а также составлять некоторый угол с его плоскостью. По известным данным, во всех случаях границами между соседними доменами в редкоземельных ферритах-гранатах являются доменные стенки блоховского типа [10].

2.2. Методы исследования динамики перемагничивания

Самым первым методом, который был использован для исследования динамики ДГ в ферромагнетиках, был метод Сикстуса — Тонкса [11]. В 1931 году в сплаве Fe-Ni (14% Ni и 86% Fe) была получена зависимость скорости движения доменной границы от величины напряжённости приложенного магнитного поля. В этом эксперименте скорость изменялась от 5 м/с до 20 м/с.

Метод Сикстуса-Тонкса состоит в измерении времени пробега доменной границей заданного расстояния. Этот метод обычно используют для исследования динамики ДГ в протяженных образцах: стержнях и проволоках [12]. На рис. 2 представлена схема установки для исследования динамики ДГ методом Сикстуса — Тонкса. Сначала с помощью большой катушки образец намагничивают до насыщения и создают в нем единственный домен. Затем на одном из концов ферромагнитного стержня с помощью дополнительной катушки создают домен с обратной намагниченностью. Таким образом в образце появляется единственная доменная граница. Магнитное поле, создаваемое большой катушкой, используют для управления движением ДГ. При пересечении движущейся доменной границей двух миниатюрных катушек в них происходит изменение магнитного потока, которое можно зарегистрировать с помощью осциллографа. Разделив расстояние между малыми катушками на время задержки между импульсами, которые связаны с изменением магнитного потока, можно определить среднюю скорость доменной границы на отрезке между этими катушками. Из-за того, что это расстояние мало, можно считать полученную скорость равной мгновенной скорости доменной границы. При использовании сильных магнитных полей на пути следования ДГ могут возникать дополнительные домены, что приводит к неправильной интерпретации экспериментальных результатов.

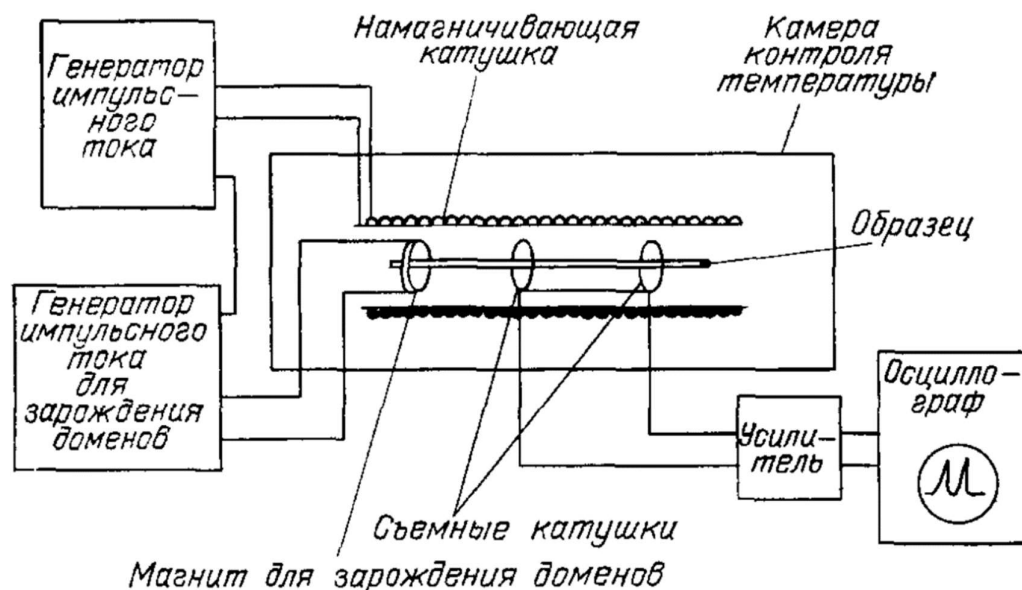


Рисунок 2 – Метод Сикстуса-Тонкса [12]

В 1971 году для определения скорости движения доменных границ был разработан метод коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД). Этот метод состоит в измерении длительности импульса, в течение которого радиус ЦМД уменьшается до некоего критического значения, – радиуса коллапса, при котором теряется устойчивость домена, и ЦМД исчезает. При использовании метода коллапса ЦМД в статическом режиме радиус ЦМД и радиус коллапса измеряют в поляризационном микроскопе с помощью эффекта Фарадея. В динамическом режиме радиус коллапса определить достаточно сложно, – для этого необходимо использовать теоретические расчеты либо другие экспериментальные методы. Методом высокоскоростной фотографии было обнаружено, что радиус коллапса цилиндрического магнитного домена в динамическом режиме значительно меньше, чем в статическом. Так же ЦМД в пластинках некоторых материалов имеют эллиптическую форму, возникающую из-за анизотропии в плоскости. В силу отмеченных выше причин точность метода коллапса ЦМД может быть не слишком высока.[12]

Более точные результаты дают магнитооптические методы регистрации времени пробега доменной границей заданного расстояния. Такие методы

являются магнитооптическим аналогом метода Сикстуса — Тонкса. Их можно применять к ферромагнетикам, обладающим значительным вращением плоскости поляризации. На рис. 3 представлена схема установки для исследования динамики доменных границ магнитооптическим аналогом метода Сикстуса-Тонкса на основе эффекта Фарадея. Лазерный луч, разделяется на два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях (на схеме с помощью двулучепреломляющей пластинки CaCO_3). Оба луча фокусируют на поверхности материала (на схеме это ортоферрит иттрия — YFeO_3). С помощью градиентного магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца, в исследуемой пластинке создают двухдоменную структуру с единственной доменной границей. С помощью фотоэлектронного умножителя регистрируют два импульса, соответствующие моментам пересечений движущейся доменной границей двух световых пятен. Зная расстояние между световыми пятнами на образце и определив временную задержку между двумя указанными импульсами, можно найти скорость стационарного движения доменной границы. Этот метод позволил существенно увеличить диапазон магнитных полей, для исследования динамики доменных границ, по сравнению с диапазоном, доступным для метода Сикстуса-Тонкса. Ранее было отмечено, что в методе Сикстуса-Тонкса область исследования была ограничена, так как в больших полях перед движущейся границей или на краях стержня начинали возникать новые домены, что приводило к неоднозначности определения скорости доменной границы.

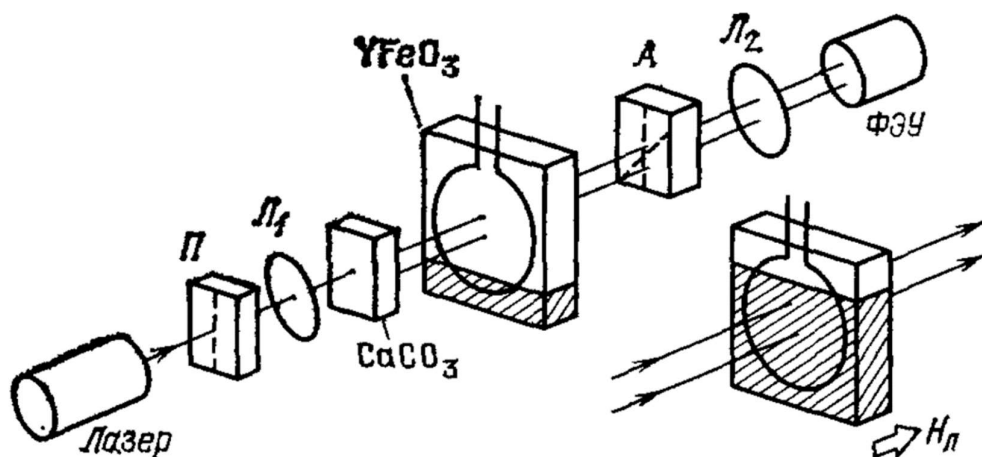


Рисунок 3 – Схема эксперимента по измерению скорости доменной границы в ортоферритах магнитооптическим аналогом метода Сикстуса-Тонкса на основе эффекта Фарадея. П – поляризатор, А – анализатор, Л1, Л2 – линзы [12]

Одним из наиболее универсальных методов изучения динамики перемагничивания, является метод высокоскоростной фотографии, основанный на эффекте Фарадея. С помощью этого метода можно зарегистрировать динамическую доменную структуру. В методе высокоскоростной фотографии для освещения доменной структуры используют импульсный лазер, работа которого синхронизирована с работой генератора, создающего импульсное магнитное поле. В данной работе были обработаны результаты, полученные методом высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея.

Эффект Фарадея – магнитооптический эффект, состоящий в том, что плоскость поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося в веществе вдоль постоянного магнитного поля, поворачивается. Проходящее через изотропную среду линейно поляризованное излучение всегда может быть представлено как суперпозиция двух циркулярно поляризованных волн с противоположной хиральностью. Поскольку показатели преломления намагниченной среды для право- и лево-

циркулярно поляризованных волн различны, при прохождении через намагниченный материал происходит поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света.

С помощью метода Сикстуса-Тонкса и метода коллапса ЦМД можно определить скорость движения доменной границы, но эти методы не позволяют увидеть динамическую ДГ. Зафиксировать динамическую доменную структуру позволяют только методы высокоскоростной фотографии.

2.2.1. Метод однократной высокоскоростной фотографии

Важным магнитооптическим методом исследования динамики перемагничивания является метод однократной высокоскоростной фотографии. Метод состоит в получении фотографий динамической доменной структуры в разные моменты времени с начала действия импульса магнитного поля. Поскольку работа импульсного лазера синхронизирована с работой генератора, с помощью которого создают импульсное магнитное поле, изменяя задержку между импульсом света и импульсом тока, можно получить серию фотографий динамической доменной структуры при перемагничивании и восстановлении этой структуры после прекращения действия импульса магнитного поля. На рис.4. представлена схема установки для исследования динамики перемагничивания методом однократной фотографии. Камера фиксирует состояние системы в определенные моменты времени.

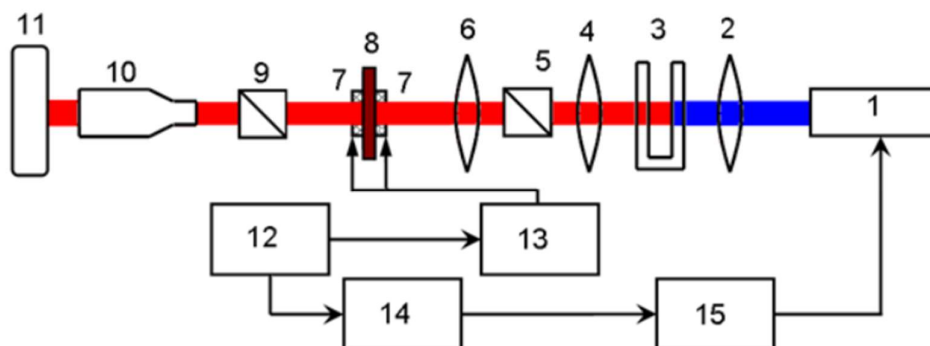


Рисунок 4 – Схема экспериментальной установки для исследования динамики доменных границ методом однократной высокоскоростной фотографии. 1 – импульсный лазер, 2, 4, 6 – линзы, 3 – кювета с красителем, 5 – поляризатор, 7 – катушки, создающие продвигающее магнитное поле, 8 – исследуемый образец, 9 – анализатор, 10 – микроскоп, 11 – фотокамера, 12 – запускающий генератор, 13 – генератор импульсов тока, 14 – генератор, 15 – блок питания лазера

На рисунке 5 представлена фотография доменной структуры пленки феррита-граната, полученная с помощью метода однократной фотографии. Длительность светового импульса в методе однократной высокоскоростной фотографии может составлять от десятков фемтосекунд [13] до нескольких наносекунд [14]. Пространственное разрешение метода определяется длиной световой волны и, как правило, составляет порядка 1 мкм.

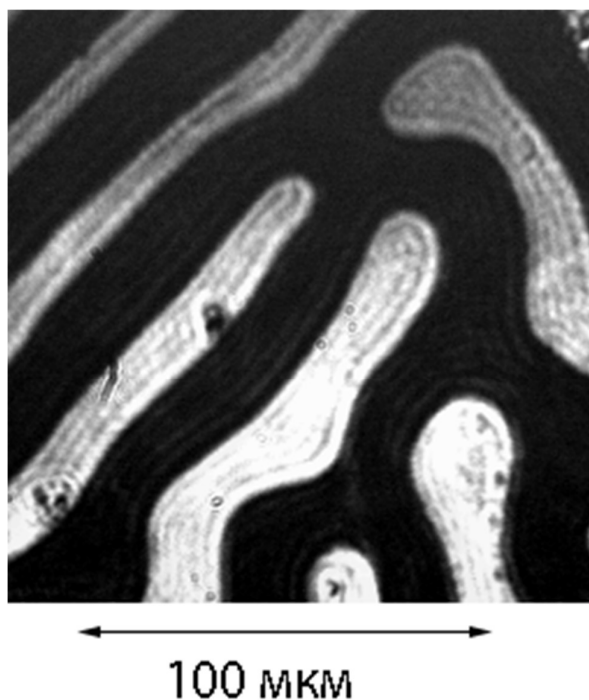


Рисунок 5 – Фотография доменной структуры, полученная методом однократной высокоскоростной фотографии.

Ранее уже было отмечено, что метод высокоскоростной фотографии позволяет увидеть динамическую доменную структуру в разные моменты времени. Но для определения скорости движения доменных границ требуется несколько однократных фотографий. Сравнивая их, можно определить расстояние, которое прошли доменные границы за определенное время. Зная расстояния и время, можно вычислить скорость. Обработка серии фотографий требует времени, для более удобного измерения скорости движения доменных границ был разработан метод двукратной высокоскоростной фотографии.

2.2.2. Метод двукратной высокоскоростной фотографии

Метод двукратной высокоскоростной фотографии, основанный на эффекте Фарадея, является модификацией предыдущего метода, он применим только для прозрачных образцов. При использовании этого метода для определения величины скорости движения ДГ достаточно только одной

фотографии динамической доменной структуры. Метод состоит в том, что динамическую доменную границу освещают двумя импульсами света, длительность которых может составлять от долей пикосекунды, до нескольких наносекунд [11, 12]. Один из световых импульсов задержан относительно другого на некоторое время. При этом поляризацию первого и второго луча подбирают таким образом, чтобы изображения доменной структуры, создаваемые первым и вторым лучом, имели обратный контраст (рис.6). При наложении этих изображений возникает темная полоса — это путь, пройденный доменной границей за время задержки между импульсами. Измерив ширину этой полосы и зная задержку между световыми импульсами, можно определить скорость движения доменной границы.

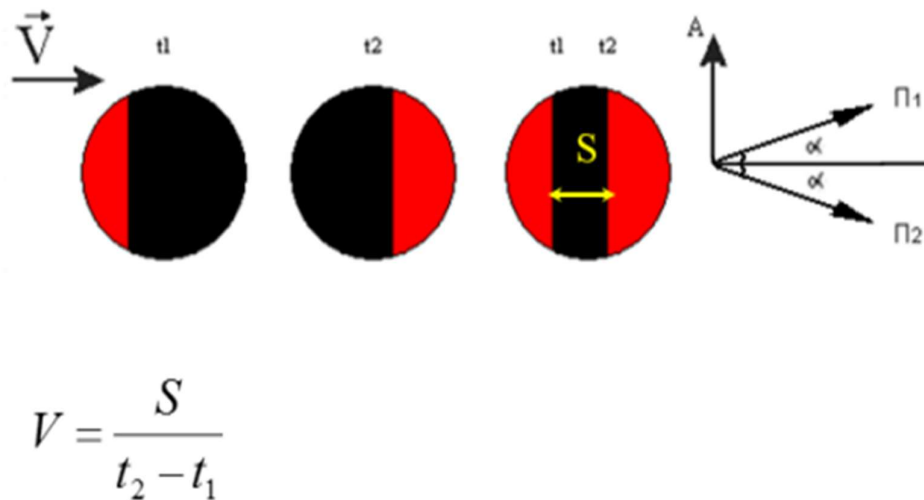


Рисунок 6 – Измерение скорости движения доменной границы с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии

На рис. 7 и 8 представлены схемы установок для исследования динамики ДГ методом двукратной фотографии. В установке, показанной на рис.7, использовано два лазера. Задержку между импульсами света и импульсом магнитного поля регулируют с помощью генератора 13. Таким образом создают электронную линию задержки. С помощью такой установки можно исследовать только медленную динамику ДГ (скорость движения ДГ до 100 м/с). Длительность световых импульсов в этом случае может составлять

несколько десятков нс, а задержка между импульсами света – несколько мкс [14].

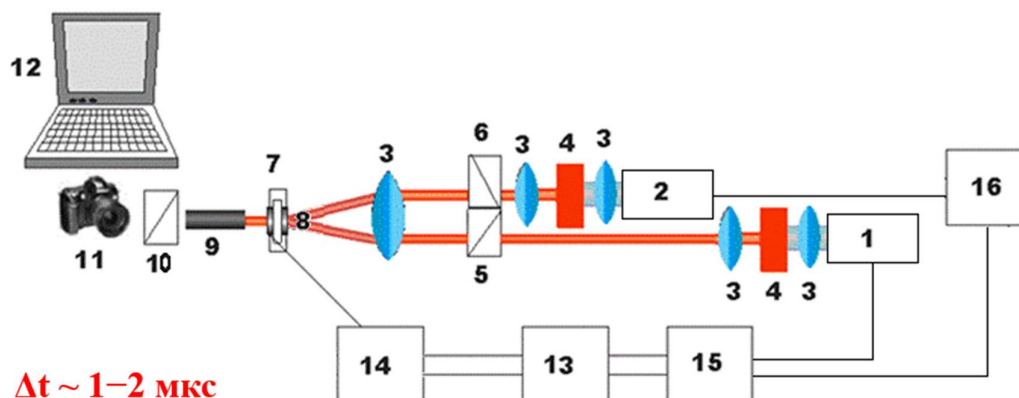


Рисунок 7 – Схема экспериментальной установки для исследования динамики доменных границ методом двукратной высокоскоростной фотографии. 1, 2 – импульсные лазеры (10 нс); 3 – линзы; 4 – кюветы с красителем; 5, 6 – поляризаторы; 7 – образец; 8 – катушки, создающие импульсное магнитное поле; 9 – микроскоп; 10 – анализатор; 11 – фотокамера; 12 – компьютер; 13 – запускающий генератор; 14 – генератор, подающий импульсы тока в катушки; 15 – генератор, запускающий лазер 1; 16 – генератор, запускающий лазер 2

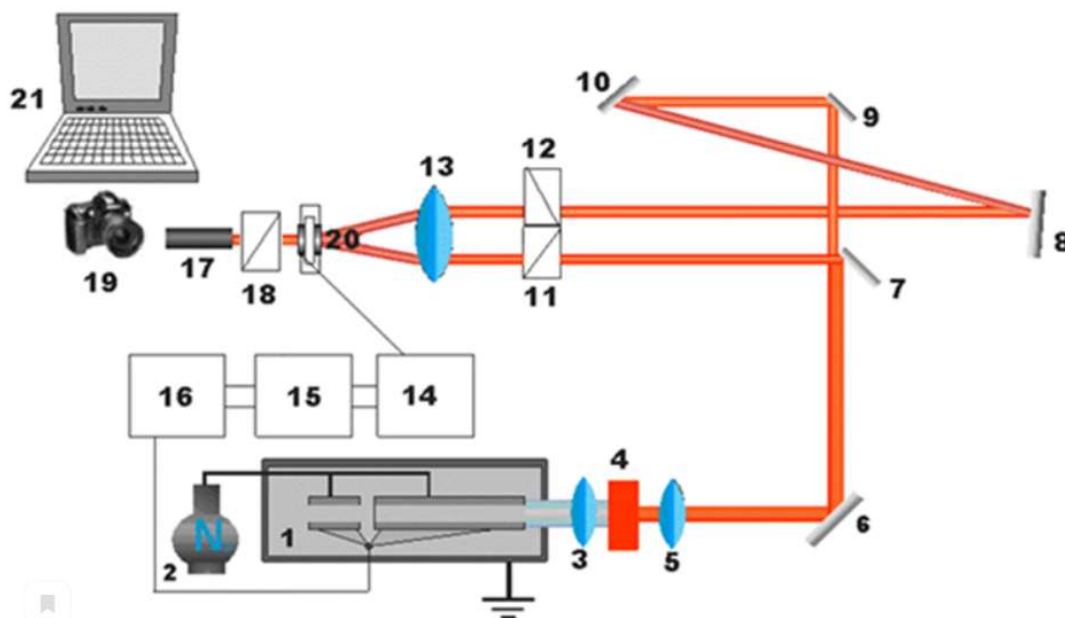


Рисунок 8 – Схема экспериментальной установки для исследования динамики доменных границ методом двукратной высокоскоростной фотографии. 1 – импульсный лазер; 2 – сосуд Дьюара с азотом; 3, 5, 13 – линзы; 4 – кювета с красителем; 6 – 10 – зеркала; 11, 12 – поляризаторы; 14 – генератор, подающий импульсы тока в катушки, 15 – запускающий генератор, 16 – блок питания лазера, 17 – микроскоп, 18 – анализатор; 19 – фотокамера; 20 – образец; 21 – компьютер

Если скорость движения ДГ близка или превышает несколько сот м/с используют один импульсный лазер, свет от которого разделяют на два луча одинаковой интенсивности (рис.8). Разность хода между лучами 30 см создаёт временную задержку 1 нс. В этом случае принято говорить об оптической задержке. Обычно в эксперименте задержка между световыми импульсами может составлять от нескольких наносекунд [15] до нескольких десятков наносекунд [13], а длительность светового импульса – от сотен фемтосекунд [13] до сотен пикосекунд [15].

Поскольку в разных материалах скорости движения доменных границ принимают значения от нескольких м/с до 20 км/с, схему установки и задержку

между световыми импульсами в каждом эксперименте подбирают в соответствии с характерными величинами этих скоростей.

На рис. 9 представлена двукратная фотография динамической доменной структуры. Фотография демонстрирует восстановление полосовой доменной структуры после перемагничивания. Эта фотография получена с помощью установки, представленной на рис. 7

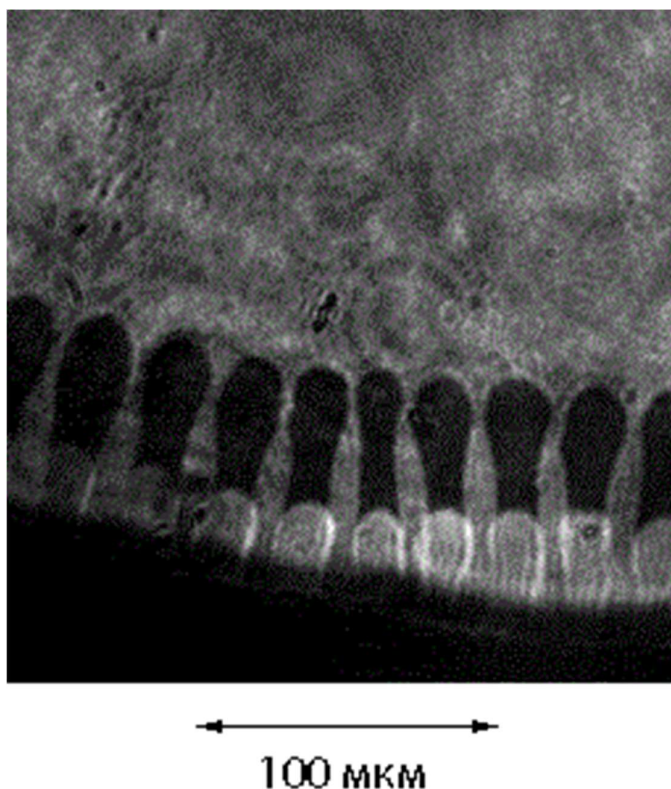


Рисунок 9 – Двукратная фотография иллюстрирует восстановление доменной структуры после намагничивания.

3. Динамика доменных границ в одноосных ферромагнетиках

Ранее уже было отмечено, что первые экспериментальные данные о смещении доменных границ были получены при исследовании перемангничивания, проволок FeNi. Было обнаружено что скорость доменной границы V зависит от приложенного поля H и пропорциональна разности этого поля с некоторым критическим полем H_0 , в котором граница замедляет своё движение до, фактически, неподвижного состояния [11].

$$V = C(H - H_0) \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности C в этой зависимости называют подвижностью стенки [16].

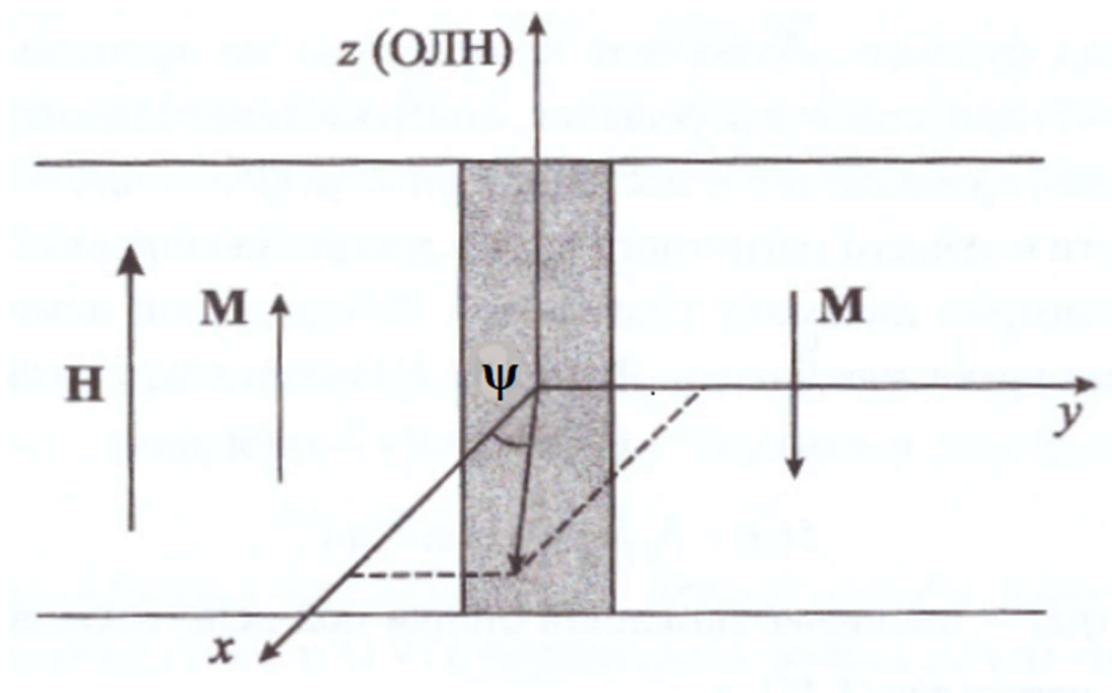


Рисунок 10 – Доменная стенка во внешнем магнитном поле [17]

В работе Л.Д. Ландау и И.Е. Лифшица была определена структура доменной границы. Было показано, что изменение направления магнитных моментов атомов в толщине границы не может быть резким, ввиду отсутствия роста обменной энергии (который непременно должен был бы возникнуть в

противном случае) [18]. Учитывая постепенный поворот магнитных моментов, можно рассматривать границу в рамках микромагнитной теории, согласно которой материал представляет собой непрерывную среду со спонтанной намагниченностью, направление которой является функцией координаты, а величина остается постоянной. Для описания динамики доменной границы вводят правую систему координат (рис. 10). Ось легкого намагничивания определяют как ось z , плоскость xz соответствует плоскости доменной границы, ось y перпендикулярна этой плоскости. Намагниченность образует угол θ (полярный) с осью z , а её проекция на плоскость xy образует угол ψ (азимутальный) с осью x .

$$\theta = 2 \arctg\left(\pm \frac{y}{\Delta}\right) \quad (2)$$

где Δ — толщина доменной стенки.

Исходным уравнением для теоретического анализа динамики доменной стенки является уравнение Ландау Лифшица в форме Гильберта:[18]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma [\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M} \left[\frac{d\mathbf{M}}{dt} \times \mathbf{M} \right] \quad (3)$$

Где γ — гиромагнитное отношение, α — параметр, характеризующий диссипацию энергии, $\mathbf{H}_{eff}$ — эффективное поле, действующее на магнитные моменты:

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}} = -\left(\frac{\delta F}{\delta M_0} \mathbf{n}_\gamma + \frac{\delta F}{M_0 \delta \theta} \mathbf{n}_\theta + \frac{1}{M_0 \sin \theta} \frac{\delta F}{\delta \psi} \mathbf{n}_\psi \right) \quad (4)$$

Где F — суммарная плотность энергии ферромагнетика.

$$F = F_{обменная} + F_{анизотропии} + F_m + F_H \quad (5)$$

$$F_{обменная} = -A_0 \mathbf{m}^2 + A_1 \left(\frac{\delta \mathbf{m}}{\delta z} \right)^2 + A_2 \left[\left(\frac{\delta \mathbf{m}}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta \mathbf{m}}{\delta y} \right)^2 \right] \quad (6)$$

Где A_0, A_1, A_2 — константы однородного и неоднородного обменных взаимодействий, $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_0}$, $\mathbf{m}^2 = 1$, $|\mathbf{M}| = M_0$ — намагниченность насыщения.

$$F_{анизотропии} = K(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) \quad (7)$$

Где K — константа магнитной анизотропии.

$$F_m = -\frac{M_0}{2} \mathbf{H}_m \mathbf{m} \quad (8)$$

Где $\mathbf{H}_m$ — магнитостатическое поле, определяемое из уравнений магнитостатики:

$$\text{rot} \mathbf{H}_m = 0 \quad (9)$$

$$\text{div} \mathbf{H}_m = -4\pi M_0 \text{div} \mathbf{m} \quad (10)$$

F_H — энергия магнетика во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$:

$$F_H = -M_0 \mathbf{m} \mathbf{H} \quad (11)$$

Уокером было найдено решение для ферромагнетика с одноосной магнитной анизотропией. В сферических координатах уравнение Ландау и Лифшица для движения намагниченности в записи Гильберта выглядит следующим образом:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\gamma}{M \cdot \sin\theta} \frac{\delta\omega}{\delta\theta} - \alpha \cdot \sin\theta \frac{d\psi}{dt} \quad (12)$$

$$\frac{d\psi}{dt} \sin\theta = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta\omega}{\delta\theta} - \alpha \cdot \frac{d\theta}{dt} \quad (13)$$

Для одноосного образца объёмную плотность энергии определяют как ω :

$$\omega = A \left(\frac{\partial\theta}{\partial y} \right)^2 + K \sin^2\theta + 2\pi M^2 \sin^2\theta \sin^2\psi - MH \quad (14)$$

Где K — константа магнитной анизотропии. Δ — толщина доменной стенки, A — константа неоднородного обменного взаимодействия.

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (15)$$

Структура динамической блоховской стенки отличается от статической отклонением магнитных моментов относительно плоскости стенки на постоянный угол $\psi = \text{const}$. Ориентация намагниченности зависит только от координаты y . В таких условиях скорость стенки выражают следующим образом:

$$V = \frac{\gamma \Delta H}{\alpha} \left\{ 1 + \frac{1}{2Q} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_w} \right)^2} \right] \right\}^{-1/2} \quad (16)$$

Где Q – фактор качества материала

$$Q = K/2\pi M^2 \quad (17)$$

H_w – поле Уокера

$$H_w = 2\pi M\alpha \quad (18)$$

Стационарное движение – это такое движение, при котором сохраняется общая структура стенок и доменов. Стационарное движение возможно только при внешних полях меньших чем поле Уокера [16]. На рис. 11 представлены зависимости $V(H)$ для разных значений Q . Видно, что с ростом Q зависимость становится линейной. При стационарном движении ДГ вектор M выходит из плоскости ДГ: чем больше скорость движения, тем больше этот угол. Своего максимального значения 45° этот угол достигает, когда скорость ДГ равна скорости Уокера. [19].

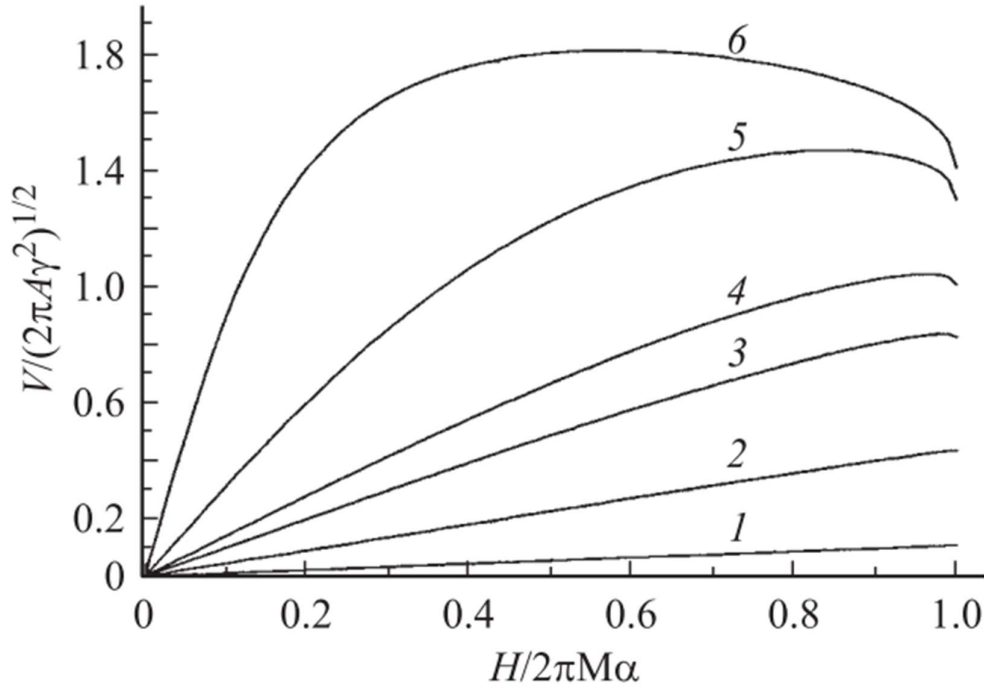


Рисунок 11 – Зависимость скорости доменной стенки в образце от продвигающего поля по одномерной модели, рассчитанная по формуле (16) [16] Значения фактора качества Q : 1 – 100, 2 – 5, 3 – 1, 4 – 0,5, 5 – 0,1, 6 – 0,01

Если $Q \rightarrow \infty$, то вплоть до $H = H_w$ скорость будет выражена как:

$$V = \mu H = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H \quad (19)$$

Здесь μ — подвижность доменной стенки. В полях $H > H_w$ ДГ совершает сложное движение, она движется вдоль оси ОУ, одновременно совершая колебательные движения. При этом структура ДГ меняется от блоховской к неелевской и обратно [16].

При $H > H_w$ зависимость скорости движения ДГ от поля имеет вид:

$$V(H) = 2\pi\gamma M_0 \delta_0 \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \left(\frac{H}{H_w} + \frac{H_w}{\alpha^2 (H + \sqrt{H^2 - H_w^2})} \right) \quad (20)$$

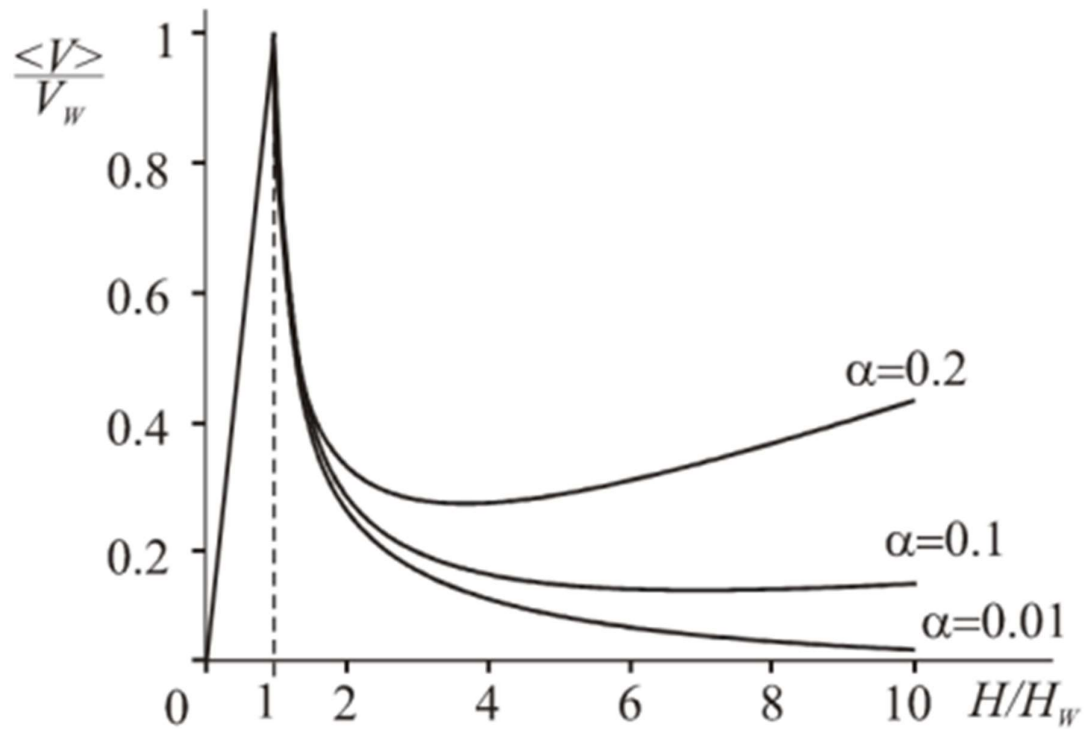


Рисунок 12 Зависимость скорости движения доменных границ от напряженности поля (нормированном на поле и скорость Уокера соответственно). Рассчитано по формуле (20) [16]

После превышения поля Уокера на зависимости скорости от поля начинается нелинейный участок с отрицательной дифференциальной подвижностью, соответствующий нестационарному движению доменной границы с отличной от нуля средней скоростью (рис.12). Нелинейный участок с ростом поля переходит в линейный участок зависимости $V(H)$, при этом подвижность ДГ на втором линейном участке, как правило, значительно меньше, чем подвижность границы на начальном участке зависимости $V(H)$.

4. Особенности импульсного перемагничивания лабиринтной доменной структуры феррита-граната

4.1 Изменение доменной структуры при намагничивании

В данной работе исследовали перемагничивание пленки висмут содержащего феррита-граната. Образец помещали в импульсное магнитное поле и наблюдали изменение доменной структуры при намагничивании. После окончания действия импульса поля наблюдали восстановление доменной структуры.

На рис. 13 представлена серия фотографий, которая демонстрирует исчезновение доменной структуры под действием импульсного магнитного поля.

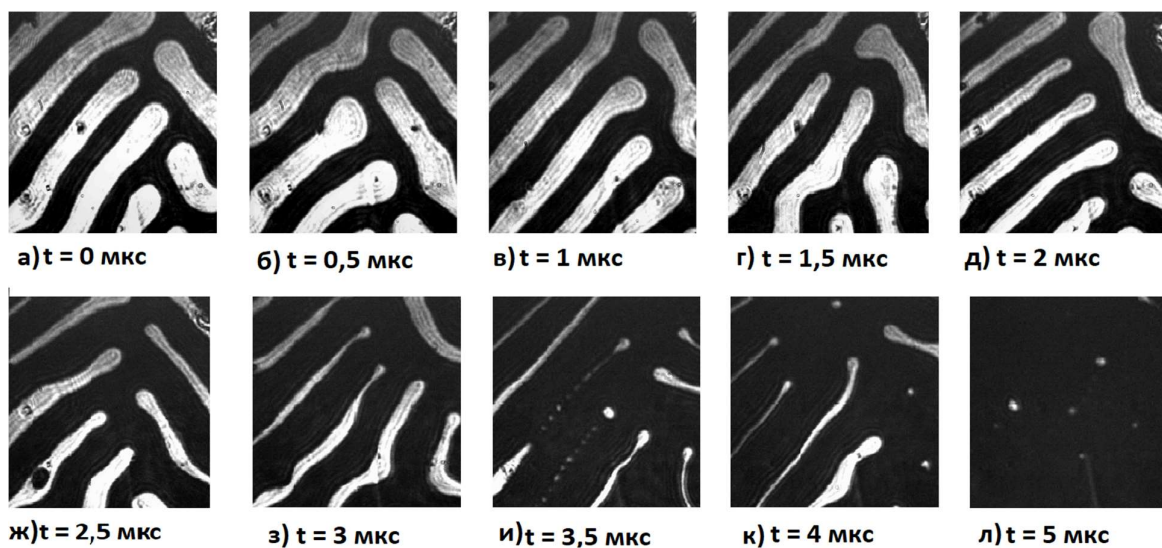
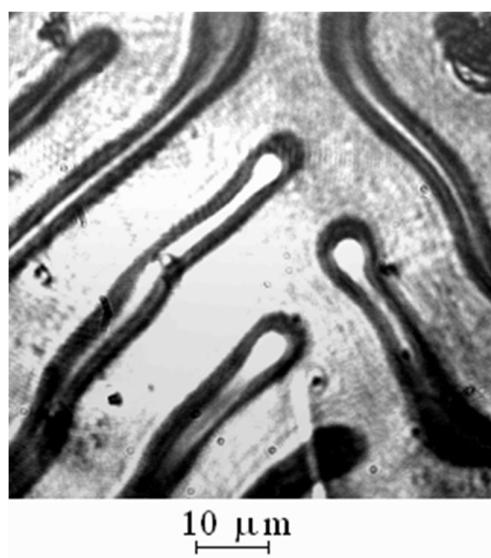


Рисунок 13 – Эволюция доменной структуры под действием импульсного магнитного поля с длительностью импульса 10 мкс и амплитудой 107 Э. Горизонтальный размер каждого изображения составляет 70 мкм. Изображения в серии фотографий получены в разные моменты времени t после начала действия поля. а – $t = 0$ мкс, б – $t = 0,5$ мкс, в – $t = 1$ мкс, г – $t = 1,5$ мкс, д – $t = 2$ мкс, з – $t = 3$ мкс, и – $t = 3,5$ мкс, к – $t = 4$ мкс, л – $t = 5$ мкс

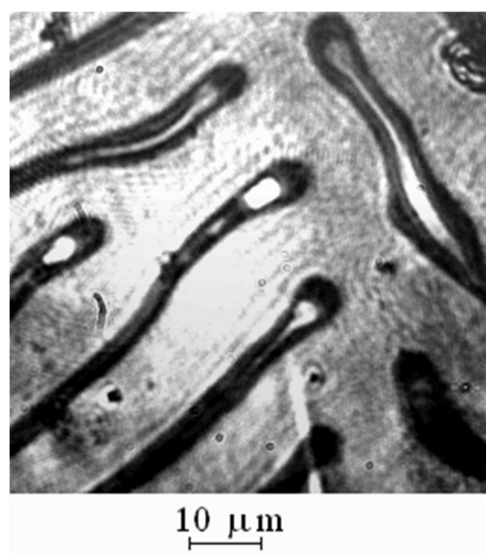
На данной серии фотографий видно, как постепенно ширина доменов начинает изменяться, значительного изменения периода доменной структуры на первых пяти фотографиях нет (рис. 13).

Ранее было отмечено, что при движении структура ДГ меняется, вектор M выходит из плоскости границы. При намагничивании материала домены, намагниченность в которых ориентирована по направлению поля, расширяются за счет доменов с обратной намагниченностью. Таким образом, доменные границы движутся навстречу друг другу. На фотографии рис. 13и. зафиксирована локальная аннигиляция доменных границ, результатом которой является превращение протяженного домена в группу расположенных последовательно ЦМД. Контраст этой структуры слабее, чем контраст исходной доменной структуры. Процесс аннигиляции доменных границ при перемагничивании пленок ферритов-гранатов ранее не наблюдали.

Чтобы измерить скорость движения доменных границ при перемагничивании материала была обработана серия фотографий, полученных методом двукратной высокоскоростной фотографии. Примеры таких фотографии показаны на рис. 14. На фотографии рис. 14б зафиксирована локальная аннигиляция доменных границ, которая приводит к превращению протяженного домена в группу расположенных последовательно ЦМД, аналогичная показанной на фото 13и. На фотографиях, представленных на рис. 13и и 14б, минимальное расстояние, на которое сближаются доменные границы, составляет порядка 1 мкм, что сравнимо с видимой шириной ДГ.



а



б

Рисунок 14 – Двукратные фотографии доменной структуры в пленке феррита-граната, полученные в присутствии импульса с амплитудой 107 Э, через 1,5 мкс (а) и 2 мкс (б) после начала действия импульса магнитного поля. Задержка между двумя световыми импульсами составила 0,5 мкс

Измеряя ширину темной области на рис.14 и зная задержку между двумя световыми импульсами, можно определить скорость движения ДГ в любой точке. На фотографии (рис.14а) видно, что скорость ДГ практически не меняется по всей длине. Измерения проводили для разных амплитуд импульсного магнитного поля.

На рис. 15 представлена зависимость скорости движения ДГ от времени, прошедшего после начала действия импульса магнитного поля. Данные были получены в присутствии импульсов разных амплитуд: 107 Э и 221 Э. Поскольку эти величины превышают поле насыщения образца, движение ДГ происходит несколько микросекунд, затем доменная структура исчезает, и образец намагничивается. Следует отметить, что точность определения скорости движения ДГ в первую очередь зависит от точности, с которой можно измерить расстояние, пройденное ДГ. Иначе говоря, при использовании метода двукратной фотографии точность измерения скорости зависит от пространственного разрешения установки.

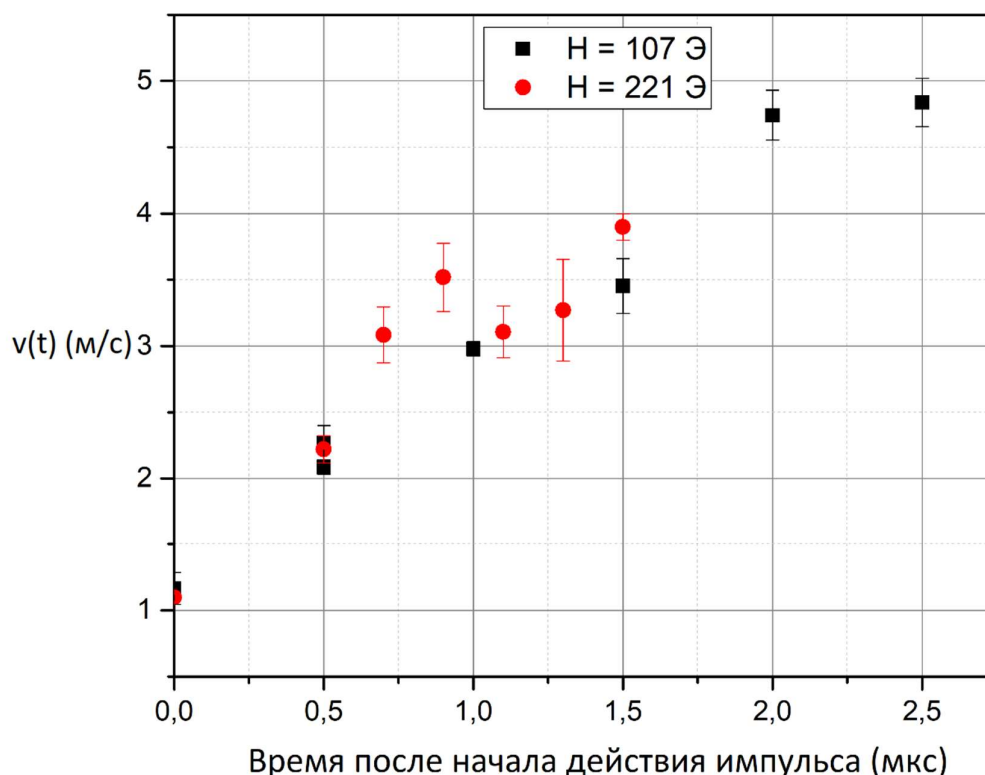


Рисунок 15 – Зависимость скорости движения доменной стенки под действием импульсного магнитного поля от времени, прошедшего после включения импульсного поля. Данные получены для импульсов с амплитудой 107 Э (черные точки) и 221 Э (красные точки)

Скорости движения ДГ при намагничивании не превышают нескольких м/с и слабо зависят от амплитуды импульсного магнитного поля. Для поля с большей амплитудой на начальном участке зависимости скорость возрастает быстрее, чем для поля с меньшей амплитудой. Авторы работы [20] при исследовании динамики единственной ДГ в ферритах-гранатах наблюдали максимальную скорость движения около 30 м/с. Поскольку в настоящем эксперименте исследовали динамику границ в доменной структуре, максимальная наблюдаемая скорость в несколько раз меньше.

Таким образом, при исследовании локального перемангничивания в пленке феррита-граната методами высокоскоростной фотографии впервые

наблюдали локальную аннигиляцию доменных границ, которые движутся навстречу друг другу при перемагничивании. Минимальное расстояние, на которое могут сближаться доменные границы при встречном движении, составляет порядка 1 мкм, что сравнимо с видимой шириной доменной границы в этих материалах. Скорость движения ДГ в лабиринтной доменной структуре при перемагничивании не превышает 10 м/с, она не зависит от длительности импульса поля и слабо зависит от его амплитуды, если она превышает поле насыщения.

4.2 Восстановление доменной структуры после окончания действия импульса магнитного поля.

На следующем этапе было исследовано поведение доменной структуры феррита-граната после окончания действия импульса магнитного поля. На рис.16 представлена серия фотографий, иллюстрирующих восстановление доменной структуры. Следует отметить, что этот процесс начинается не сразу после окончания действия импульса магнитного поля. Отдельные домены начинают появляться только спустя 15 мкс после окончания действия импульса поля (Рисунок 16).

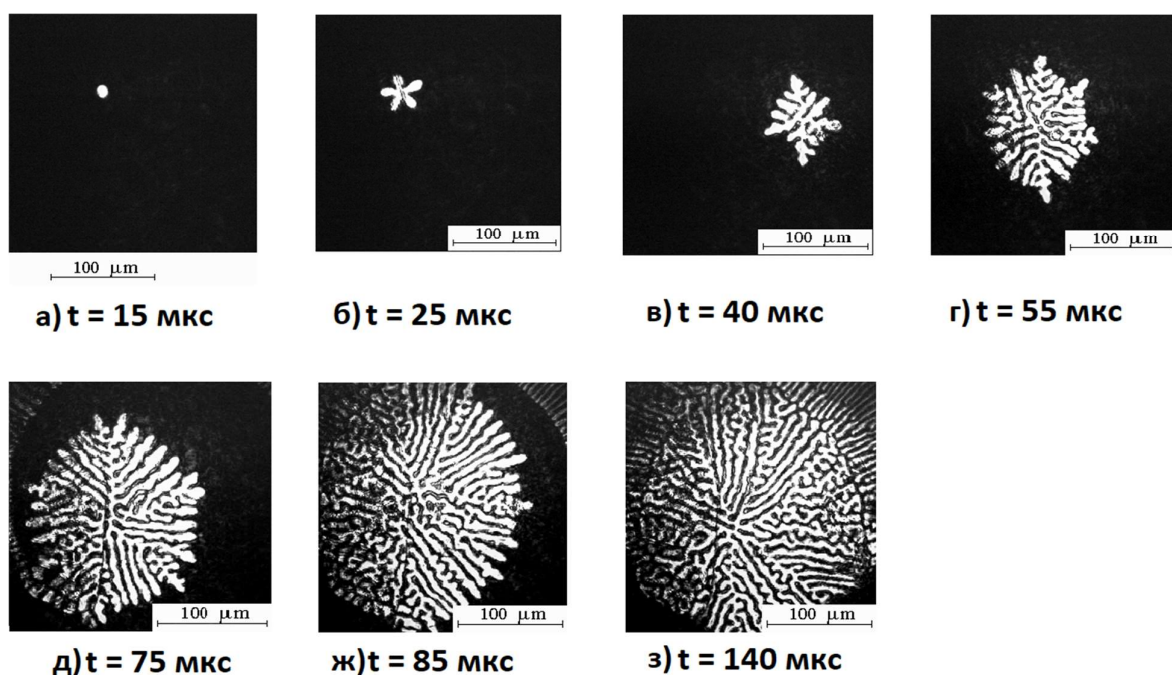


Рисунок 16 – Восстановление доменной структуры пленки феррита-граната после окончания действия импульса магнитного поля. Для каждого снимка указано время, прошедшее после окончания действия импульса поля: а – $t = 15$ мкс, б – $t = 25$ мкс, в – $t = 40$ мкс, г – $t = 55$ мкс, д – $t = 75$ мкс, ж – $t = 85$ мкс, з – $t = 140$ мкс

Восстановление доменной структуры начинается в центре намагниченной области. Постепенно размер области с лабиринтной доменной структурой возрастает. Период этой доменной структуры равен периоду доменной структуры до перемagnetивания. В определенный момент внутри намагниченной области наряду с лабиринтной доменной структурой появляется и полосовая структура, домены в которой ориентированы вдоль радиуса намагничивающей катушки (рис. 16ж, з). Период полосовой доменной структуры примерно в 1,5 раза меньше периода лабиринтной структуры. Это связано с аксиальной симметрией намагниченной области.

Сравнивая суммарную площадь доменов, с противоположной намагниченностью по фотографиям, аналогичным представленным на рис. 16, можно получить зависимость относительной намагниченности от времени, которая определяется соотношением:

$$\frac{M}{M_o}(t) = \frac{S_{\text{ч}} - S_{\text{б}}}{S_{\text{ч}} + S_{\text{б}}} \quad (21)$$

Где $S_{\text{б}}$ и $S_{\text{ч}}$ – площади белого и черного домена соответственно. На рис. 17 представлена зависимость относительной намагниченности от времени после окончания действия импульса магнитного поля. Ранее уже было отмечено, что восстановление доменной структуры начинается только спустя 15 мкс после окончания действия намагничивающего импульса. Примерно до 45 мкс восстановление доменной структуры происходит медленно, затем в течение 30 мкс более интенсивно и на финальном этапе снова замедляется.

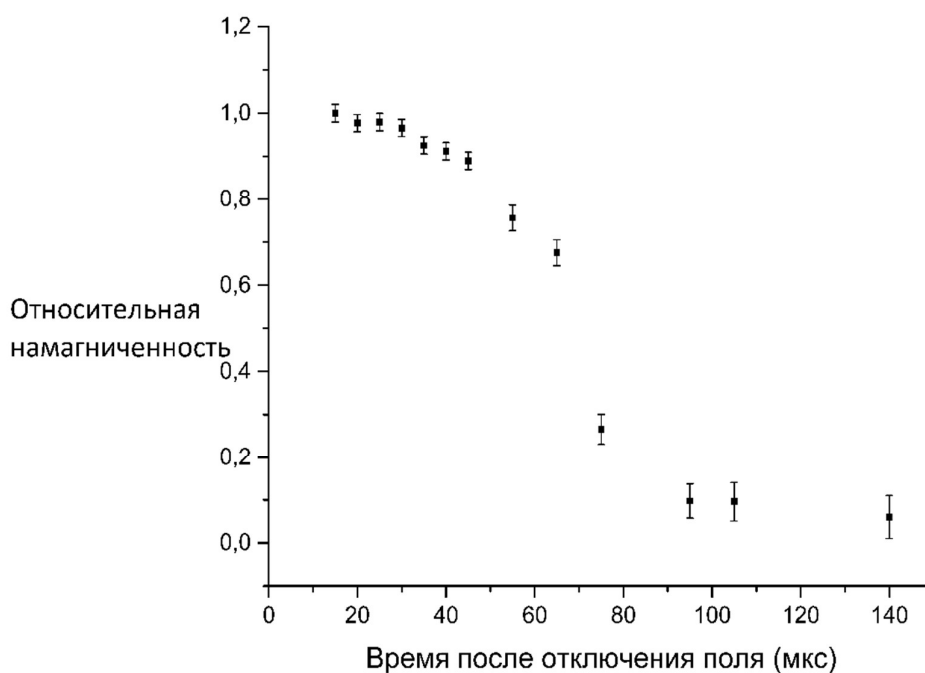


Рисунок 17 – Зависимость относительной намагниченности от времени после выключения поля

Оценить скорость восстановления доменной структуры, которая определяется максимальной скоростью движения ДГ, можно, анализируя изменение размера области с доменной структурой. Однако точнее скорость движения ДГ при восстановлении доменной структуры можно определить, используя метод двукратной фотографии. На рис. 18 представлена серия

двукратных фотографий, которая иллюстрирует процесс восстановления доменной структуры в намагниченной области. Интервал времени между двумя световыми импульсами 3 мкс. На рис.18а светлый домен показывает вид зародыша обратной намагниченности в момент времени $t=14$ мкс после окончания действия импульса магнитного поля. Светлый домен на этом рисунке – эллиптический ЦМД, доменная граница которого движется с разными скоростями в разных направлениях, что приводит к искажению формы домена. Со временем у эллиптического домена появляются отростки, развитие которых показано на рис.18б-е. Так формируется область с лабиринтной доменной структурой, при этом максимальная скорость движения ДГ не превышает 10 м/с.

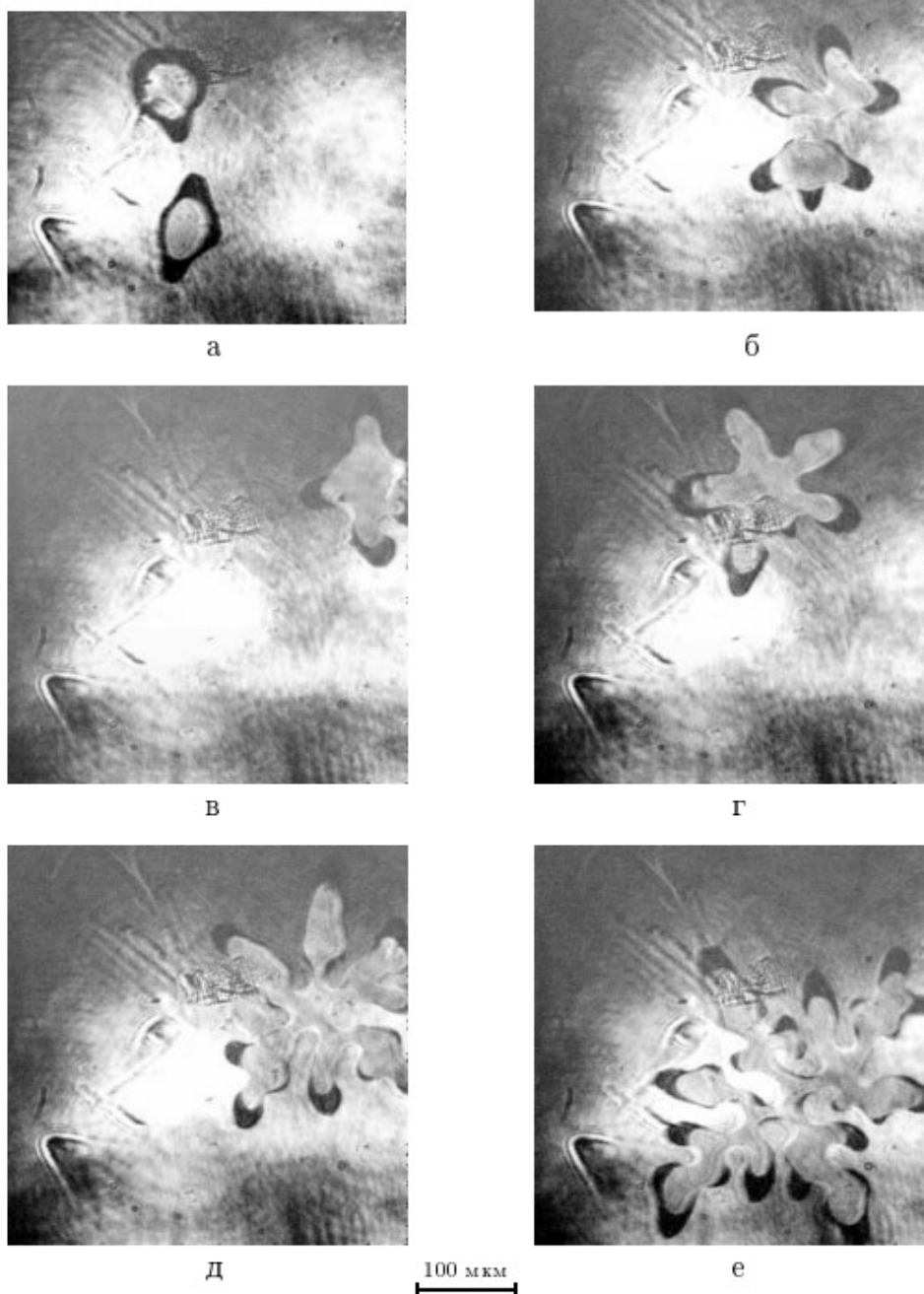


Рисунок 18 – Двукратные фотографии зародышей обратной намагниченности, возникающих внутри намагниченной области. Интервал времени между импульсами света 3 мкс. На образец действовало магнитное поле с амплитудой 193 Э и длительностью 10 мкс. Светлый домен на каждой фотографии соответствует времени t , прошедшему после окончания действия импульса магнитного поля: а – $t=14$ мкс, б – $t=16$ мкс, в – $t=20$ мкс, г – $t=25$ мкс, д – $t=30$ мкс, е – $t=35$ мкс.

На рис. 19 представлена зависимость скорости восстановления доменной структуры от времени, прошедшего после окончания действия импульса магнитного поля. Видно, что скорость движения ДГ в разные моменты времени одинакова и составляет около 9 м/с.

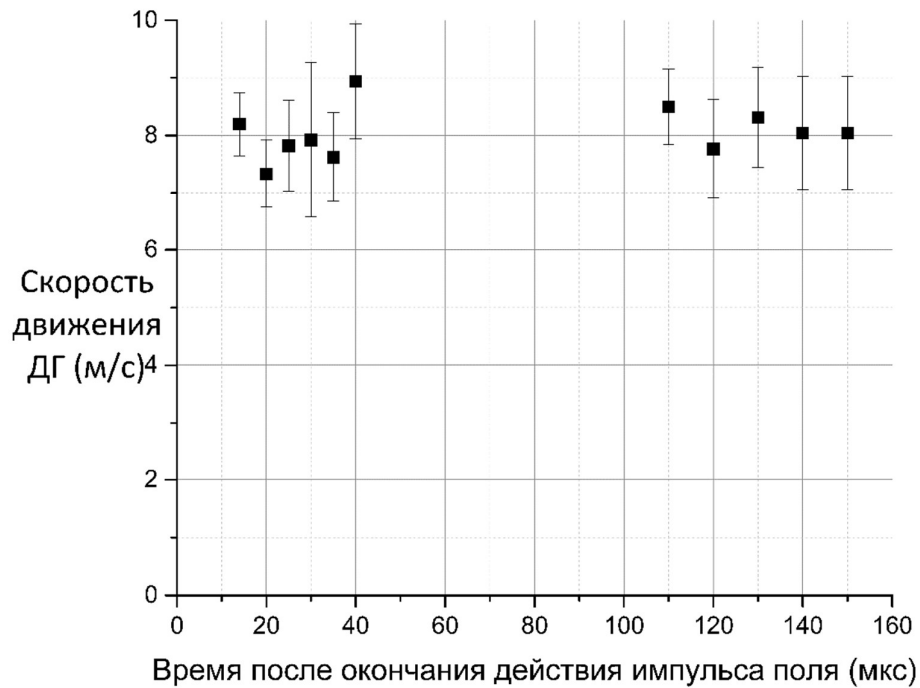
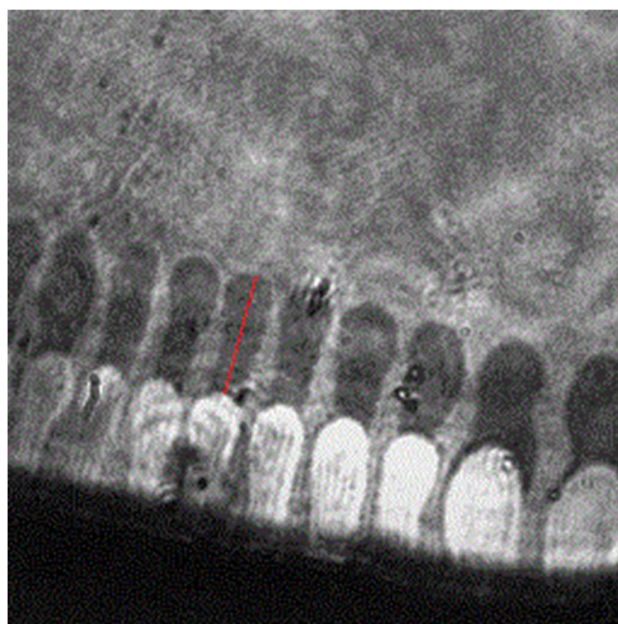


Рисунок 19 – Зависимость скорости движения доменной границы при восстановлении лабиринтной доменной структуры от времени, прошедшего после окончания действия импульса магнитного поля

На рис. 20 представлена двукратная фотография, демонстрирующая развитие полосовой аксиально симметричной доменной структуры внутри намагниченной области. Ранее было отмечено, что аксиально симметричная полосовая доменная структура, период которой примерно в 1,5 раза меньше периода лабиринтной доменной структуры, возникает в намагниченной области наряду с лабиринтной структурой (рис. 16 ж,з).



100 мкм

Рисунок 20 – Двукратная фотография, иллюстрирующая возникновение аксиально симметричной доменной структуры. Изменение длины домена за время $\Delta t = 5$ мкс показано красной линией. Первое положение доменной структуры зафиксировано спустя 60 мкс после окончания действия импульса магнитного поля длительностью 10 мкс с амплитудой 520 Э.

На рис. 21 представлена зависимость максимальной скорости движения ДГ полосовой аксиально симметричной доменной структуры от амплитуды импульса магнитного поля. Скорость движения ДГ измерена при восстановлении доменной структуры после действия на образец импульсов магнитного поля с длительностью 5 и 10 мкс. Скорость восстановления полосовой доменной структуры не зависит от длительности и амплитуды импульса перемagnetивания. Скорость движения ДГ при восстановлении полосовой и лабиринтной доменной структуры одинакова, по-видимому, она определяется только характеристиками материала.

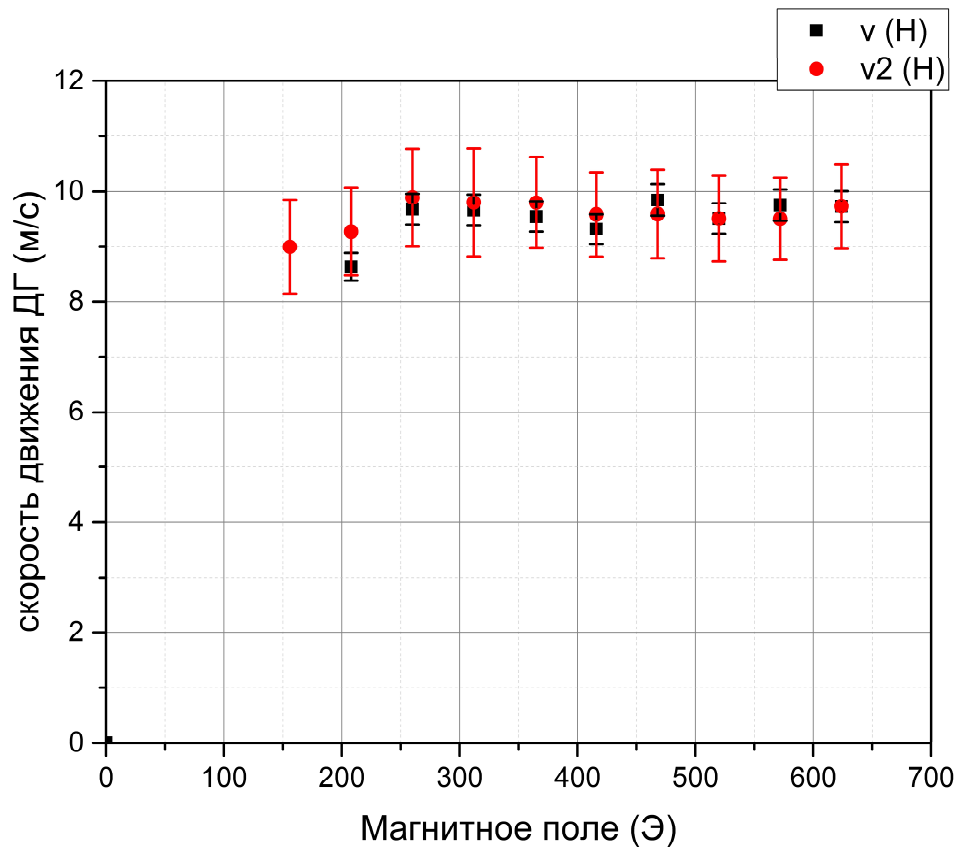


Рисунок 21 – Зависимость максимальной скорости движения ДГ при восстановлении полосовой аксиально симметричной доменной структуры после перемагничивания от амплитуды импульсного магнитного поля для импульсов с длительностью 5 мкс (черные точки) и 10 мкс (красные точки).

Таким образом, при исследовании восстановления доменной структуры после локального перемагничивания было установлено, что восстановление доменной структуры в намагниченной области начинается спустя 15 мкс после прекращения действия импульса магнитного поля. Причем в центре намагниченной области происходит восстановление лабиринтной доменной структуры, а на периферии развивается аксиально симметричная полосовая доменная структура, период которой в 1,5 раза меньше периода лабиринтной структуры. Скорость движения ДГ при восстановлении доменной структуры составляет 10 м/с. Эта величина не зависит от параметров импульса

магнитного поля и определяется, по-видимому, балансом энергий материала внутри намагниченной области.

5. Увеличение пространственного разрешения метода высокоскоростной фотографии с помощью дифракции света

Точность метода высокоскоростной фотографии при исследовании динамики доменной структуры ограничена длиной волны используемого излучения. Это вызвано наличием дифракционного предела излучения равного $\lambda/2$ для геометрии дальнего поля. Таким образом, измерить смещения доменов и доменных границ на расстояние меньше, чем 300 нм, без дополнительных преобразований невозможно.

Для наблюдения меньших смещений ДГ в доменной структуре феррита-граната, в том числе смещений доменных границ порядка 90 нм, можно использовать периодичность доменной структуры. Впервые дифракцию света на полосовой доменной структуре ортоферрита иттрия наблюдали авторы работы [17]. На рис. 22 представлена фотография дифракционной картины на страйп-структуре в пластинке TmFeO_3 толщиной 145 мкм при 100 К в отсутствии внешнего магнитного поля (а) и во внешнем магнитном поле 10 Э, которое перпендикулярно поверхности пластинки (б).

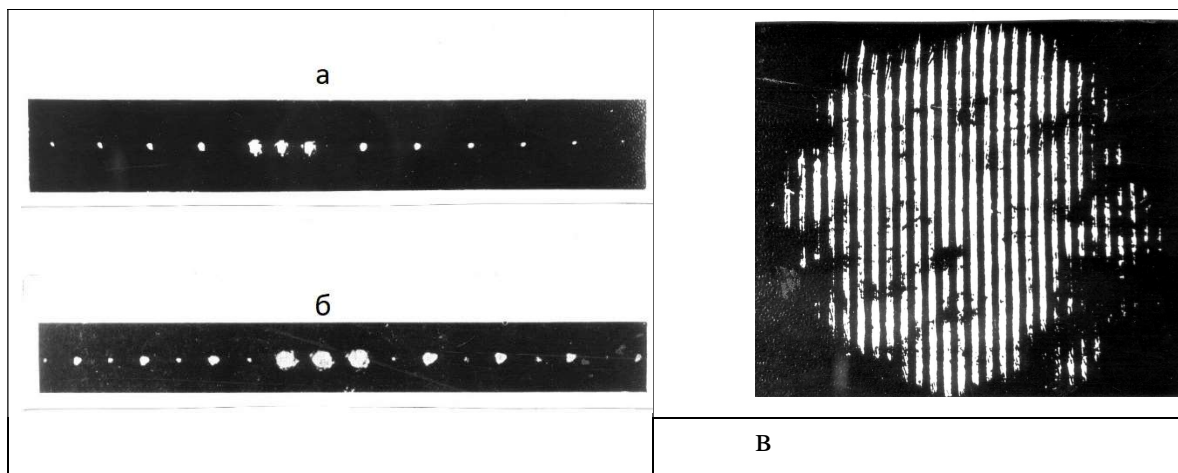


Рисунок 22 – Дифракционная картина на страйп-структуре в пластинке $TmFeO_3$ толщиной 145 мкм при 100 К в отсутствии внешнего магнитного поля (а) и во внешнем магнитном поле 10 Э, которое перпендикулярно поверхности пластинки (б), страйп-структура в пластинке ортоферрита тулия, вырезанной перпендикулярно оптической оси при 100 К, период доменной структуры 140 мкм (в). [17]

В работе [21] дифракция света на лабиринтной доменной структуре феррита-граната была использована для увеличения пространственного разрешения установки для исследования импульсного перемагничивания. Поскольку перемагничивание может быть вызвано не только импульсным магнитным полем, но и импульсами света [22], увеличение пространственного разрешения магнитооптических методов более чем на порядок открывает принципиально новые экспериментальные возможности.

Улучшение пространственного разрешения при использовании дифракции света на лабиринтной доменной структуре связано с тем, что, анализируя изменение параметров дифракционной картины (интенсивность света в определенном максимуме, расстояние между ними и т.д.), можно сделать выводы о поведении доменной структуры. В настоящем разделе представлены расчеты, которые объясняют причину значительного увеличения пространственного разрешения при использовании дифракции света в условиях реального эксперимента.

На рис. 22 показана дифракция света на полосовой доменной структуре ортоферрита тулия. В этом случае дифракционная картина – это система максимумов и минимумов, интенсивность которых меняется при намагничивании. При этом все дифракционные максимумы лежат на одной прямой, которая ориентирована перпендикулярно полосовым доменам. На рис. 23 представлена фотография лабиринтной доменной структуры феррита-граната и дифракционная картина, которую наблюдали на ней авторы работы [23]. Поскольку доменная структура в этом случае имеет выделенные направления, дифракционная картина здесь – это система максимумов и минимумов, расположенных вдоль трех прямых. На рис. 24 представлена фотография лабиринтной доменной структуры феррита-граната и дифракционная картина, которую наблюдали на ней авторы работы [21]. В данном случае доменная структура не имеет выделенного направления, поэтому дифракционная картина – это система концентрических колец (рис. 24б).

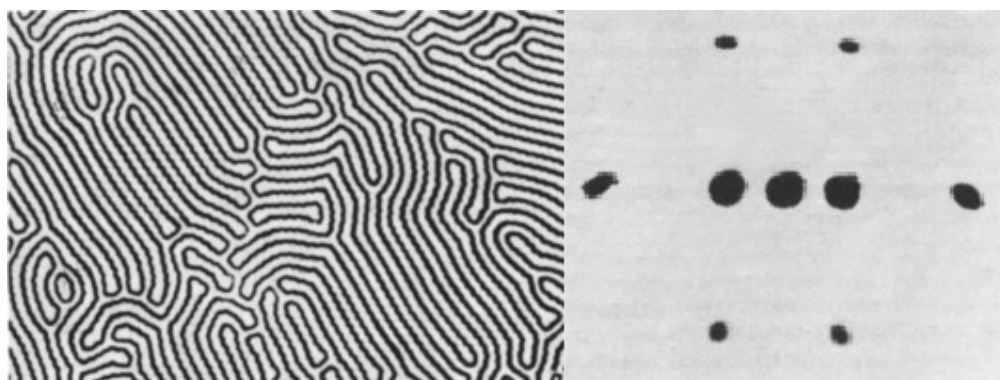


Рисунок 23 – Фотография доменной структуры феррита-граната и дифракционная картина, которую на ней наблюдали [23].

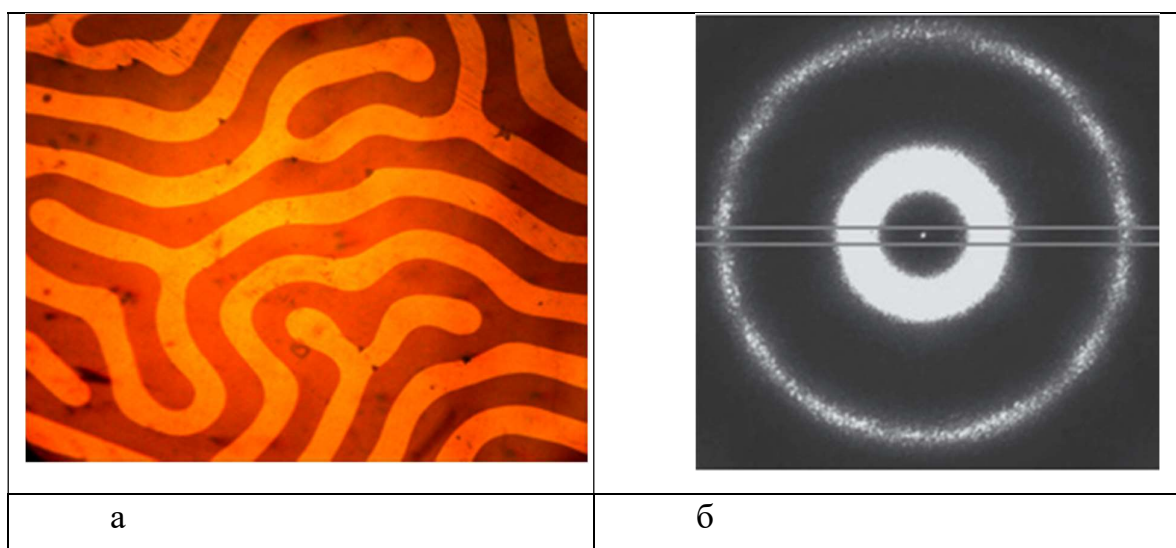


Рисунок 24 – Лабиринтная доменная структура в пленке феррита-граната (а) и дифракционная картина, которую наблюдали на ней (б) [21]

Рассмотрим дифракцию света на лабиринтной доменной структуре с периодом d и шириной светлого домена b (рис. 25) [24].

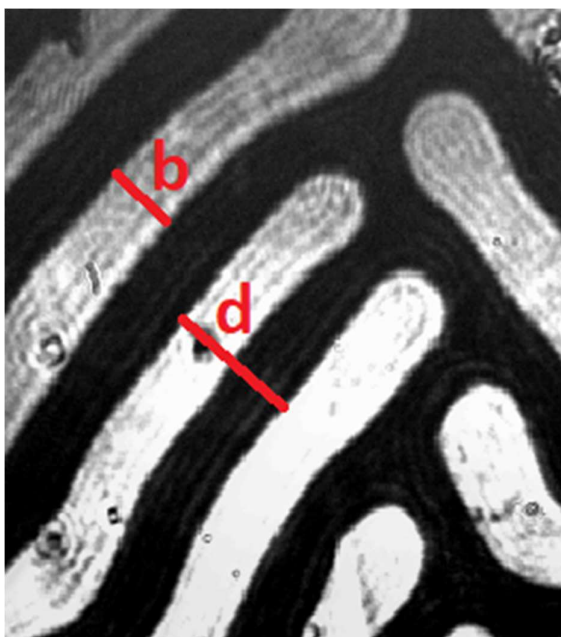


Рисунок 25 – Представление доменной структуры как дифракционной решётки, где красным выделены b – ширина щели и d – период решётки.

Относительная интенсивность дифрагирующего света зависит от его длины волны λ , периода структуры d , ширины щели b , числа периодов N , на

которых происходит дифракция, и величины угла φ – угла между направлением распространения луча и прямой, по которой шёл бы луч в отсутствие решётки.

$$\frac{I}{I_o} = \left(\frac{\sin\left(\frac{N\pi d \sin \varphi}{\lambda}\right)}{N \sin\left(\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}\right)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} \right)^2 \quad (22)$$

Введем обозначения:

$$q = \frac{\pi \cdot d \cdot \sin \varphi}{\lambda} \quad (23)$$

И перепишем соотношение (22) с учетом замены

$$\frac{I}{I_o} = \left(\frac{\sin(Nq)}{N \sin(q)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \quad (24)$$

Здесь $p = \frac{b}{d}$ – коэффициент заполнения. Поскольку в отсутствие магнитного поля ширина светлого и темного домена одинаковы, в начальный момент времени $p = 0,5$. Поскольку в малых магнитных полях период доменной структуры не меняется, смещение ДГ приведет к изменению коэффициента заполнения.

Поскольку $f(q)$ – четная функция q расчеты, приведенные ниже, выполнены для $q \geq 0$. Для построения зависимостей $\frac{I}{I_o} = f(q)$ оценим максимальное значение q . На фотографиях, представленных в работе, период доменной структуры составляет около 30 мкм ($d = 30$ мкм). Если длина волны света, дифрагирующего на доменной структуре, $\lambda = 0,63$ мкм, то

$$q_{max} \approx \frac{3,14 \cdot 30 \cdot 10^{-6} \cdot 1}{0,63 \cdot 10^{-6}} \approx 150 \quad (25)$$

Таким образом, имеет смысл рассматривать функцию $f(q)$ на отрезке $q \in [0; 150]$

$$f(q)_{q \in [0; 150]} = \left(\frac{\sin(Nq)}{N \sin(q)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \quad (26)$$

Отметим, что значение относительной интенсивности $\frac{I}{I_0}$ при $q = 0$, будет равно единице.

$$\frac{I}{I_{0q=0}} = f(0) = 1 \quad (27)$$

На рис. 26 представлены зависимости относительной интенсивности дифрагирующего света $f(q)$, вычисленные по формуле (18) для $p = 0,5$ и различных значений N : $N = 5$ (а); $N = 10$ (б); $N = 15$ (в); $N = 20$ (г). На каждом графике красным цветом представлена функция $g(q)$:

$$g(q) = \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \quad (28)$$

Из рис. 26 видно, что положение максимумов не меняется при изменении параметра N . На всех графиках видны нулевой, первый, третий и пятый максимумы, чётные максимумы подавлены. Поскольку относительная интенсивность пятого максимума примерно на два порядка меньше интенсивности нулевого, максимумы более высокого порядка рассматривать нецелесообразно. Максимальное значение q на всех кривых не превышает 20. На графиках с большим числом N увеличивается число промежуточных осцилляций между главными максимумами. Кроме того, с ростом N меняется форма всех максимумов, они становятся уже, при этом максимальное значение относительной интенсивности в каждом максимуме не меняется.

На рис.27 представлены относительные интенсивности нулевого, первого, третьего и пятого максимумов в зависимости от параметра q . Все кривые построены для $N=10$ и разных значений $p=0,5$; $0,55$ и $0,6$. Видно, что относительная интенсивность в каждом следующем максимуме более чувствительна к изменениям p , чем в предыдущем. Так, например, на графике, построенном для нулевого максимума, кривые для разных значений p совпадают.

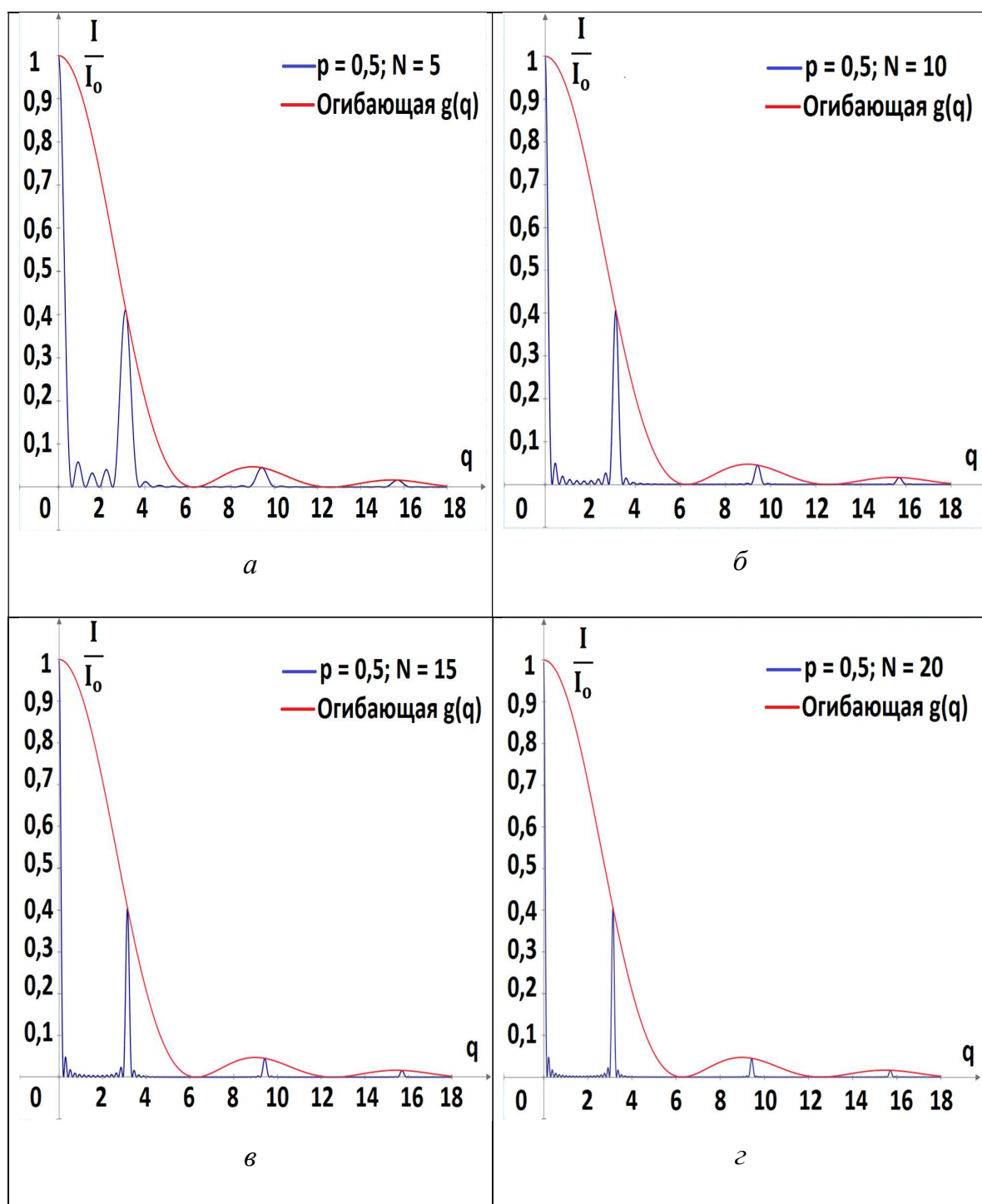


Рисунок 26 – Зависимости относительной интенсивности $f(q)$, вычисленные по формуле (26) для $p=0,5$ и различных значений N : $N=5$ (*а*); $N=10$ (*б*); $N=15$ (*в*); $N=20$ (*г*). Красная линия на каждом графике – огибающая $g(q)$

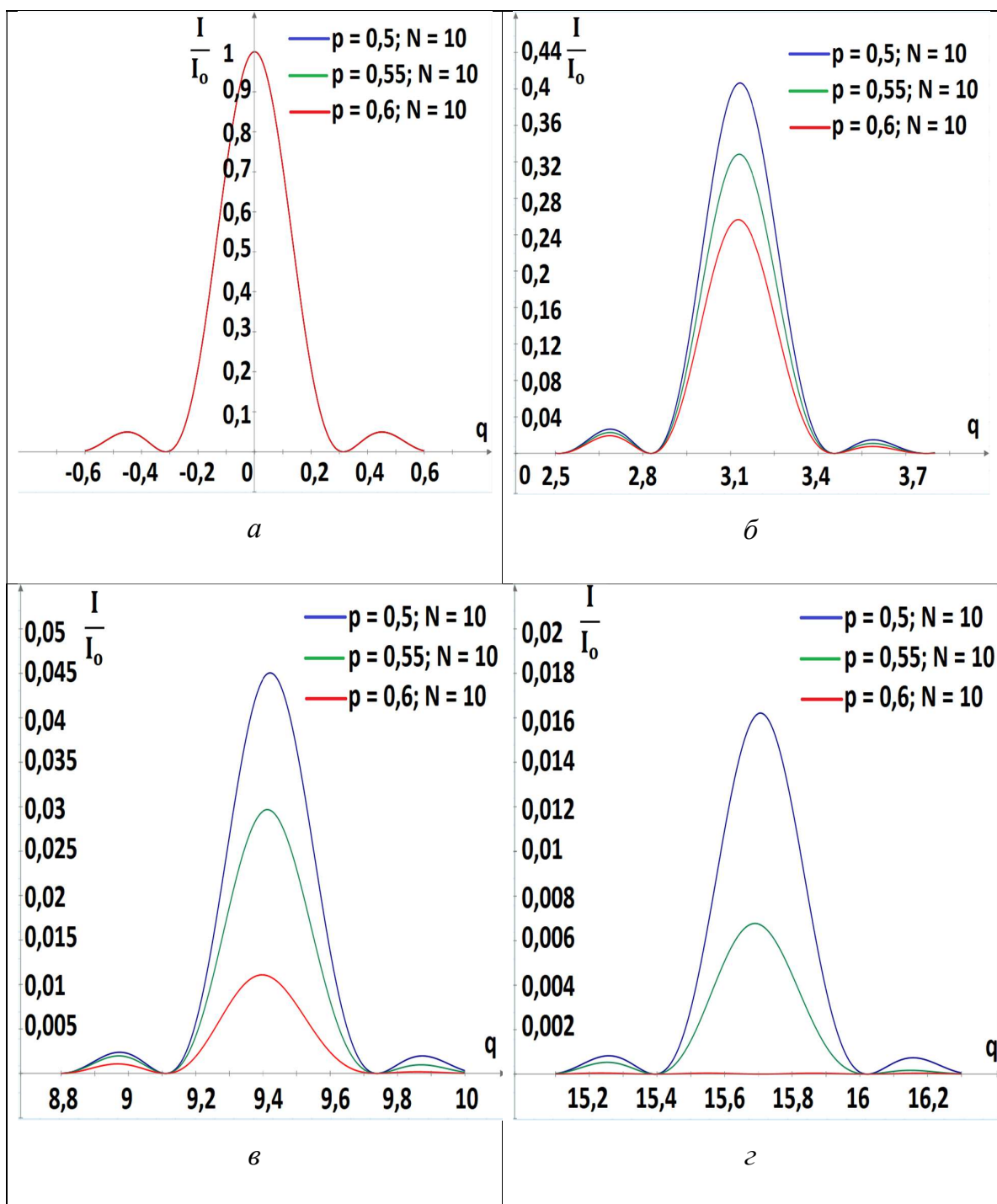


Рисунок 27 – Зависимости относительной интенсивности $f(q)$, вычисленные по формуле (26) для $N = 10$ и различных значений $p=0,5$ (синие линии), $p=0,55$ (зеленые линии), $p=0,6$ (красные линии), в окрестности первых максимумов: *a* – нулевой максимум; *б* – первый максимум; *в* – третий максимум; *г* – пятый максимум

Определим нормированную на максимальное значение энергию каждого максимума, в зависимости от коэффициента заполнения. Ранее уже было отмечено, что дифракционные максимумы на лабиринтной доменной структуре – это кольца. Энергию в каждом максимуме, с учетом размеров кольца можно вычислить по формуле:

$$E = \int_{q_{min}}^{q_{max}} I(q) \cdot 2\pi q \cdot dq \quad (29)$$

где q_{min} q_{max} – минимальный и максимальный радиус кольца. С учетом симметрии и реальных значений q_{min} q_{max} (см. рис. 27) энергию нулевого, первого, третьего и пятого максимумов можно определить по формулам:

$$E_0 = 2 \int_0^{0,3} \left(\frac{\sin(Nq)}{N \sin(q)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \cdot 2\pi q \cdot dq \quad (30)$$

$$E_1 = \int_{2,8}^{3,4} \left(\frac{\sin(Nq)}{N \sin(q)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \cdot 2\pi q \cdot dq \quad (31)$$

$$E_3 = \int_{9,1}^{9,7} \left(\frac{\sin(Nq)}{N \sin(q)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \cdot 2\pi q \cdot dq \quad (32)$$

$$E_5 = \int_{15,4}^{16} \left(\frac{\sin(Nq)}{N \sin(q)} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(pq)}{pq} \right)^2 \cdot 2\pi q \cdot dq \quad (33)$$

Поскольку при фиксированном значении N максимальное значение E_i ($i=0,1,3,5$) наблюдается при $p = 0,5$ для более наглядного представления результатов расчетов удобно рассматривать энергию каждого максимума, нормированную на максимальную величину этой энергии $\frac{E_i(p)}{E_i(p=0,5)}$.

Ранее уже было отмечено, что для размагниченного образца $p=0,5$. Поскольку нас интересуют малые смещения ДГ из положения равновесия, вычисления нормированной энергии каждого максимума проведем для $p \in [0,3; 0,7]$. На рис. 28 представлены зависимости нормированной энергии для нулевого, первого, третьего и пятого максимумов.

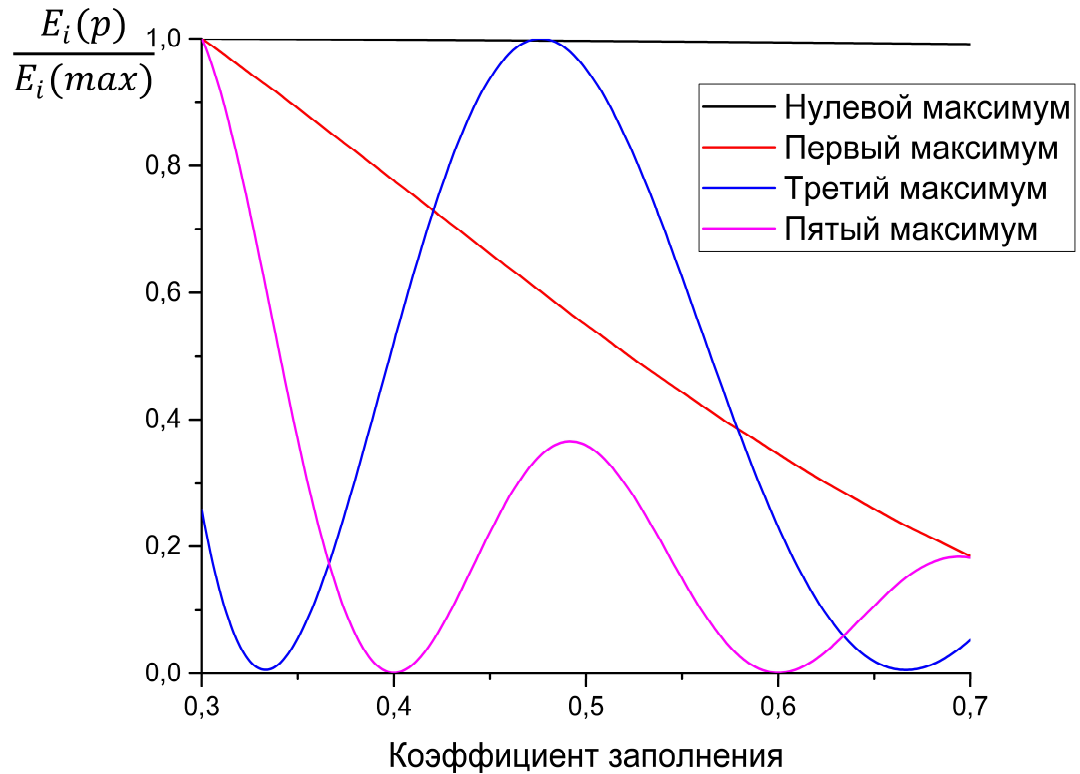


Рисунок 28 – Зависимости нормированной энергии в нулевом, первом, третьем и пятом максимуме от величины коэффициента заполнения $p \in [0,3;0,7]$ при $N = 10$.

Из рис. 28 видно, что наиболее чувствительна к изменениям p энергия в третьем и пятом максимумах. Однако исследовать изменения энергии в пятом максимуме весьма затруднительно, поскольку, как было отмечено выше, энергия в нем почти на два порядка меньше, энергии в нулевом максимуме. Поэтому при изучении смещения ДГ с высоким пространственным разрешением оптимально исследовать изменения нормированной энергии третьего максимума.

Рассмотрим изменение энергии в третьем максимуме в зависимости от изменения коэффициента заполнения. Максимальное значение производной функции $\frac{E_i(p)}{E_i(p=0,5)}$ наблюдается при $p \in [0,376; 0,412]$. При уменьшении нормированной энергии с $E_1 = 0,446$ до $E_2 = 0,414$ (примерно на 7%)

коэффициент заполнения p изменится с $p_1 = 0,393$ до $p_2 = 0,39$. При периоде доменной структуры $d = 30$ мкм это будет означать изменение b (размера домена) на:

$$\Delta b = (p_1 - p_2)d = (0,393 - 0,39) \cdot 30 \text{ мкм} = 0,09 \text{ мкм} = 90 \text{ нм} \quad (34)$$

Таким образом, исследование изменения энергии третьего дифракционного максимума позволяет улучшить пространственное разрешение магнитооптического метода на порядок.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. При исследовании локального перемагничивания методами высокоскоростной фотографии впервые наблюдали локальную аннигиляцию доменных границ, которые движутся навстречу друг другу. Минимальное расстояние, на которое могут сближаться доменные границы, составляет порядка 1 мкм, что сравнимо с видимой шириной доменной границы.

2. Во время перемагничивания скорость движения ДГ в лабиринтной доменной структуре не превышает 10 м/с, она не зависит от длительности импульса поля и слабо зависит от его амплитуды.

3. Восстановление доменной структуры в намагниченной области начинается спустя 15 мкс после прекращения действия импульса магнитного поля. Причем в центре намагниченной области происходит восстановление лабиринтной доменной структуры, а на периферии, независимо от центра, развивается аксиально симметричная полосовая доменная структура, период которой в 1,5 раза меньше периода лабиринтной структуры. Скорость движения ДГ при восстановлении доменной структуры составляет 10 м/с. Эта величина не зависит от параметров намагничивающего импульса.

4. Расчеты показали, что использование дифракции света на лабиринтной доменной структуре улучшает пространственное разрешение магнитооптического метода на порядок.

7. СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Хёрд К.Ж. Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах // Успехи Физических Наук. — 1984. — Т.142. — № 2. — С. 331.
2. Геологический Музей НГУ [Электронный ресурс] // Структуры минералов: [сайт]. [2022]. URL: <http://mineral.nsu.ru/educat/article/20>
3. Richards P.L., Remeika J.P. Iron-iron exchange resonance in Ga-substituted EuIG // J. Appl. Phys. American Institute of Physics. — 1966. — Vol. 37. — № 3. — P. 1310–1311.
4. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. — Москва: Наука, 1988. — 189 с.
5. Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., Saitoh E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator // Nature. Nature Publishing Group. — 2010. — Vol. 464. — № 7286. — P. 262–266.
6. Иванова А.И., Семенова Е.М., Дунаева Г.Г., Овчаренко С.В., Третьяков С.А., Зигерт А.Д. Влияние дефектов на магнитные характеристики феррит-гранатовых пленок // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. — Тверь: Твер. гос. ун-т, 2020. — Вып. 12. — С. 103-112.
7. Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М. Зарождение магнитных неоднородностей на уединенных дефектах ферромагнетика // ТМФ. — 2015. — Т. 184. — № 1. — С. 134–144.
8. Дубинко С.В., Недвига А.С., Вишневский В.Г., Шапошников А.Н., Ягулов В.С., Нестерук А.Г., Прокопов А.Р. Особенности поведения коэрцитивной силы в напряженных эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов // Письма в ЖТФ. — 2005. — Т. 31. — № 22. — С. 68-73.

9. Kostishyn V.G., Morchenko A.T., Chitanov D.N. Design of high-coercivity epitaxial magnetic garnet films for thermomagnetic recording and nanotechnology // J. Alloys Compd. Elsevier. — 2014. — Vol. 586, — № 1. — P. 317-321.
10. Шарипов М.З., Соколов Б.Ю., Хайитов Д.Э. Магнитная структура редкоземельных ферритов-гранатов // Приволжский научный вестник. — 2015. — № 4-1 (44). — С. 7-10.
11. Sixtus K.J., Tonks L. Propagation of Large Barkhausen Discontinuities // Physical review — 1931 — Vol. 37 — № 8 — P. 419-435
12. Баръяхтар В.Г., Иванов В.А., Четкин М.В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // Успехи Физических Наук. — 1985. — Т. 146. — № 3. — С. 417–458.
13. K. H. Prabhakara, T. B. Shapaeva, M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, A. K. Zvezdin, C. S. Davies, A. Kirilyuk, Th. Rasing and A. V. Kimel. Controlling magnetic domain wall velocity by femtosecond laser pulses. J. Phys.: Condens. Matter. Vol.33, N 7, 2021 075802 (9pp).
14. Четкин М.В., Парыгина М.В., Савченко Л.Л. Неоднородная динамика вертикальных блоховских линий в доменных границах ферритов-гранатов // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — 1996 — Т. 110 № 5. — С. 1783-1795.
15. М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева, О.А. Борщеговский. Генерация и гироскопическая квазирелятивистская динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия. ЖЭТФ. Т. 130, № 1(7), 181 – 188, 2006.
16. Волков В.В., Боков В.А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках // Физика твердого тела. — 2008. — Т. 50, — № 2 — С. 193-221.
17. М.В. Четкин, Ю.С. Дидосян. Страйп-структура и магнитооптическая дифракция в ортоферритах. ФТТ. Т. 15, № 4, С.1247 – 1249, 1973

18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Ландау Л.Д. Собрание трудов. — Москва : Наука, 1969. — Т. 1. — С. 128–143
19. Шамсутдинов М.А., И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов. Ферро- и антиферродинамика. — Москва: Наука, 2009. — 248 с.
20. Bar'jakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskiy S.N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. // Springer tracts in modern physics — Vol. 129 — № 9 — P. 952-957
21. Герасимов М.В., Ильин С.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Спирин А.В., Чалдышкин А.Н. Магнитооптическая установка для исследования временной эволюции нанометровых смещений доменных границ при импульсном намагничивании // Приборы и техника эксперимента — 2017 — Т. 60 — № 5 — С. 106-111.
22. M. V. Gerasimov, M. V. Logunov, A. V. Spirin, Yu. N. Nozdrin, I. D. Tokman. Time evolution of domain-wall motion induced by nanosecond laser pulses. Physical review — 2016 — Vol. 94, № 014434
23. Гречишкин Р.М., Зубков Ю.Н., Семенцов Д.И. Дифракция света на полосовой доменной структуре с волнистыми границам // Письма в ЖТФ. — 1989 — Т.15 — № 9. — С. 45-50.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики — Москва: Наука, 1973 — 720 с.