

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ДЕЙСТВИЯ  
ИМПУЛЬСА НАКАЧКИ НА ПЛЕНКУ ФЕРРИТА-ГРАНАТА»**

Выполнил студент  
419 группы  
Свинчуков Максим Андреевич

---

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. Шапаева Татьяна Борисовна

---

Допущена к защите  
Зав. кафедрой  
д.ф.-м.н., проф. Перов Н. С.

---

МОСКВА

2023

# Оглавление

<b>Введение.</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>Глава 1. НАМР - один из видов магнитной памяти.</b> . . . . .	<b>4</b>
1.1 История развития НАМР. . . . .	6
1.2 Принципы НАМР. . . . .	7
<b>Глава 2. Литературный обзор</b> . . . . .	<b>10</b>
2.1 Оптическое перемагничивание в пленках феррита-граната как результат локального нагрева. . . . .	10
2.2 Влияние импульса накачки на динамическую доменную границу. . . . .	12
2.2.1 Особенности эксперимента, объединившего метод накачка-зондирование двукратную фотографию. . . . .	12
2.2.2 Оптическое торможение доменной границы в пленке феррита-граната . . . . .	16
<b>Глава 3. Моделирование теплового действия импульса         накачки.</b> . . . . .	<b>19</b>
3.1 Постановка задачи . . . . .	19
3.2 Обсуждение результатов . . . . .	21
<b>Заключение</b> . . . . .	<b>26</b>
<b>Список использованных источников</b> . . . . .	<b>27</b>

## ВВЕДЕНИЕ.

С каждым годом объем данных стремительно растет, как следствие растут требования к обработке, хранению, объемам передачи данных. Так, например, по данным "Information Data Corporation (IDC)" компания Google обрабатывает более 50 петабайт информации в сутки, компания Facebook обрабатывает более 200 петабайт пользовательских данных в сутки, причем объем информации в компаниях увеличивается на 500 Терабайт в день [1]. Удовлетворение этих требований возможно лишь параллельным развитием технологий, которые позволяют за соизмеримое время проводить все необходимые операции с данными и получать из них необходимые сведения. Главной перспективой развития технологий хранения данных, т.е. жестких дисков, на текущий момент является HAMR (heat-assisted magnetic recording).

В первой главе будут рассмотрены основные принципы работы HAMR. Ввиду того, что в основе технологии HAMR лежит воздействие возбуждающего импульса на материал жесткого диска, то одной из важнейших задач, которую необходимо решить для обеспечения исправной работы реальных устройств, а также для удовлетворения требований стабильности и надежности является контроль теплового воздействия импульса накачки. Это особенно важно, поскольку при нагревании магнитного материала происходит изменение его магнитных характеристик.

Во второй главе будет рассмотрено оптическое перемагничивание феррита-граната в результате локального нагрева, а также влияние мощного оптического импульса на динамическую доменную границу пленки феррита-граната. Интерес к этим материалам связан с их свойствами: ферриты-гранаты, содержащие висмут являются

диэлектриками, обладающими малым параметром затухания и высокой магнитооптической добротностью в видимом диапазоне. Последнее свойство особенно важно при проведении магнитооптических исследований. В эксперименте, который объединил двукратную фотографию и метод накачка-зондирование, события, происходящие между двумя зондирующими импульсами, к сожалению, наблюдать невозможно. Моделирование теплового воздействия импульса накачки позволяет решить эту проблему хотя бы частично.

В третьей главе будут рассмотрены результаты моделирования изменения температуры пленки феррита-граната внутри возбужденной области во время действия импульса накачки и после его окончания.

## 1 HAMR - один из видов магнитной памяти.

Начиная с 80х годов 20 века, когда компьютеры начали принимать привычные каждому современному человеку размеры, улучшение качества жестких дисков начало сводиться к трем простым характеристикам - быстрее, вместительнее, надежнее. С 2006 года на рынок активно начали поставляться накопители, созданные по технологии PMR (perpendicular magnetic recording). Суть накопителей такого типа заключалась в том, что биты информации сохранялись в виде магнитных доменов, вектор намагниченности которых лежал перпендикулярно плоскости диска. Это позволило увеличить концентрацию доменов в диске и, соответственно, увеличить плотность записи по сравнению с накопителями, в которых вектор намагниченности в доменах лежал в плоскости диска. На рисунке 1.1 показана ориентация намагниченности в доменах в случае поперечной и продольной магнитной записи.

Технология жестких дисков с продольной записью имеет расчетный предел в 200 гигабит на квадратный дюйм из-за суперпарамагнитного эффекта, тогда как технология с поперечной магнитной записью позволяет получить более чем 1300 гигабит на квадратный дюйм.

Основной задачей при проектировании магнитных носителей информации является сохранение намагниченности носителя, несмотря на тепловые флуктуации, вызванные суперпарамагнитным пределом - изменением намагниченности однодоменной частицы, находящейся в окрестности некоторой области при достаточно большой внутренней энергии в этой области. В этом случае данные, которые там хранятся, могут быть уничтожены. Чем меньше будет эта малая частица (зерно), тем большее тепловое воздействие со стороны среды она будет получать и при определенном её размере будет достигаться суперпарамагнитный предел. В связи с этим есть ограничение на минимальный размер

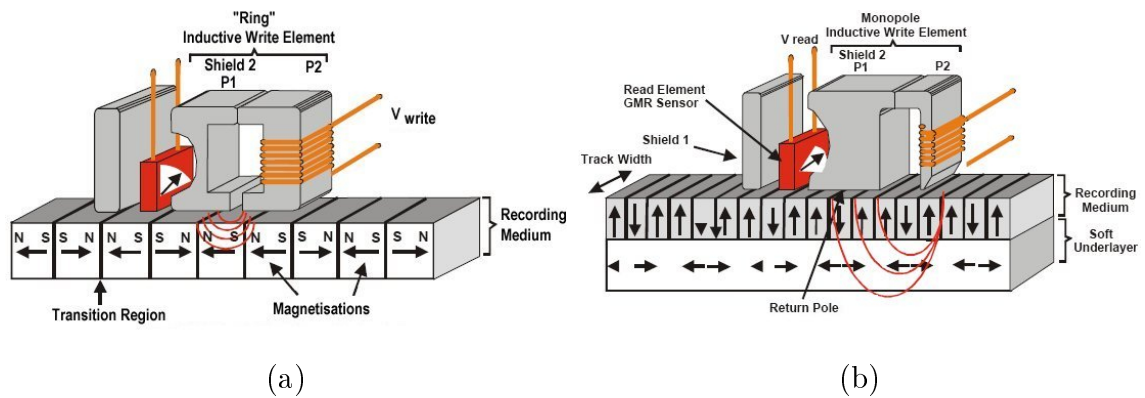


Рисунок 1.1: (a) Продольная магнитная запись, (b) Поперечная магнитная запись [2].

магнитной области при данных температуре и коэрцитивной силе. Чем больше размер зерна и его коэрцитивность, тем большая тепловая энергия понадобится для изменения направления намагниченности в зерне, то есть тем стабильнее являются зерна материала, а значит и сама технология магнитной записи. В технологии поперечной записи используется материал с более высокой коэрцитивной силой, чем у его предшественника. Уменьшение размеров зерен возможно за счет использования материала с более высокой коэрцитивной силой. Его использование, в свою очередь, возможно, поскольку при перпендикулярном расположении магнитный поток направляется через магнитомягкий и относительно толстый слой, расположенный под магнитотвердыми пленками носителя. Этот магнитомягкий нижний слой позволяет создавать более сильный градиент поля записи, и, следовательно, позволяет использовать магнитный носитель с более высокой коэрцитивной силой. Обычно магнитные зерна изготовлены из сплавов на основе  $\text{CoCrPt}$  с осью анизотропии, ориентированной перпендикулярно плоскости пленки.

Однако у технологии поперечной магнитной записи есть очевидные ограничения, преодолеть которые не представляется возможным. Проблема в том, что для надежного хранения данных для очень малых размеров зерен, магнитный носитель должен быть изготовлен из материала с очень высокой коэрцитивной силой. Головка записи диска должна преодолевать эту огромную коэрцитивную силу при записи данных. Но по мере увеличения плотности записи, размер зерен, то есть площади, занимаемой одним битом данных, становится

настолько мал, что самое сильное магнитное поле, которое можно создать головкой, недостаточно сильно, чтобы преодолеть коэрцитивную силу пластины. Компаниям, которые специализируются на разработке жестких дисков, пришлось искать новые технологии, которые смогли бы преодолеть этот предел в плотности магнитной записи. При этом новая технология по-прежнему должна удовлетворять требованиям стабильности, относительной дешевизны, и эффективности магнитной записи. Такой технологией оказалась HAMR (heat-assisted magnetic recording).

### 1.1 История развития HAMR.

Первые исследования и разработки, связанные с современными накопителями HAMR провела компания Seagate в конце 1990-х годов. Уже в 2007 году компания считала, что сможет производить жесткие диски емкостью 37,5 терабайт. В начале 2009 года Seagate достигла плотности записи в 31,25 гигабит на квадратный дюйм, это была половина плотности записи, достигаемой в то время с помощью технологии PMR. А в 2012 году плотность записи достигла 125 гигабит на квадратный дюйм. В мае 2017 года Seagate заявила, что они ожидают коммерческого запуска дисков HAMR в конце 2018 года, в декабре этого же года Seagate объявила, что диски HAMR проходили предварительные испытания у клиентов и уже построено более 40000 дисков HAMR, а производственные мощности были готовы для пилотных выпусков в 2018 году и полный запуск на рынок дисков HAMR "20 Тб+". Однако в ноябре 2018 года компанией Seagate сообщалось о том, что диски емкостью 16 ТБ в 2018 году могут быть доступны только для партнеров, а массовое производство дисков емкостью 20 ТБ начнется в 2020 году, а емкостью 40 ТБ - в 2023 году. В январе 2019 года на выставке Consumer Electronics Show (CES) Seagate представила технологию HAMR, продемонстрировав успешные задачи чтения и записи с использованием диска Exos с прозрачным окном, показывающим головку диска в действии. Поставки дисков HAMR емкостью 20 ТБ начались в

декабре 2020 года. Выпуск на рынок дисков с емкостью 50 ТБ ожидается в 2023 году [3].

## 1.2 Принципы HAMR.

Главная идея HAMR основывается на том факте, что коэрцитивная сила многих магнитных материалов зависит от температуры. Если температуру намагниченного объекта временно поднять выше температуры Кюри, то его коэрцитивность станет намного меньше пока он не остынет. Таким образом, используя зерна очень малого размера, но из материала с очень большой коэрцитивной силой, участок, на который в данный момент записывается информации точно и резко нагревается до температуры близкой к температуре Кюри, далее почти сразу головка записывает информацию на нагретый малый участок, и затем лазер перемещается на следующий участок, а исходная нагретая область быстро остывает. Подобная процедура последовательно повторяется для всей поверхности жесткого диска.

Для этого помимо записывающей головки внутрь жесткого диска помещается плазменная антенна (см. рис. 1.2). Жесткий диск обычно вращается со скоростью от 7000 до 10000 оборотов в минуту, что соответствует линейной скорости порядка 20 м/с. Когда среда проходит под записывающей головкой и приближается к плазменной антенне, она локально нагревается до температуры, близкой температуре Кюри (от 400°С до 500°С) в течение нескольких нс. В современных головках HAMR можно достичь температурного градиента порядка 10 К/нм в сочетании с вертикальными полями записи от 0.5 до 0.8 Тл. Коэрцитивность нагретых зерен падает ниже поля записи головки и, когда среда удаляется от лазера, она снова остывает до температуры ожидания в течение нескольких нс. На начальном этапе охлаждения после достижения средой температуры Кюри (первые 100 пс) намагниченность зерен начинает расти вдоль локального магнитного поля. Затем по мере очень быстрого роста поля анизотропии (коэрцитивности), намагниченность зерен прецессирует вокруг этого поля анизотропии и за счет затухания постепенно выравнивается вдоль этой оси.



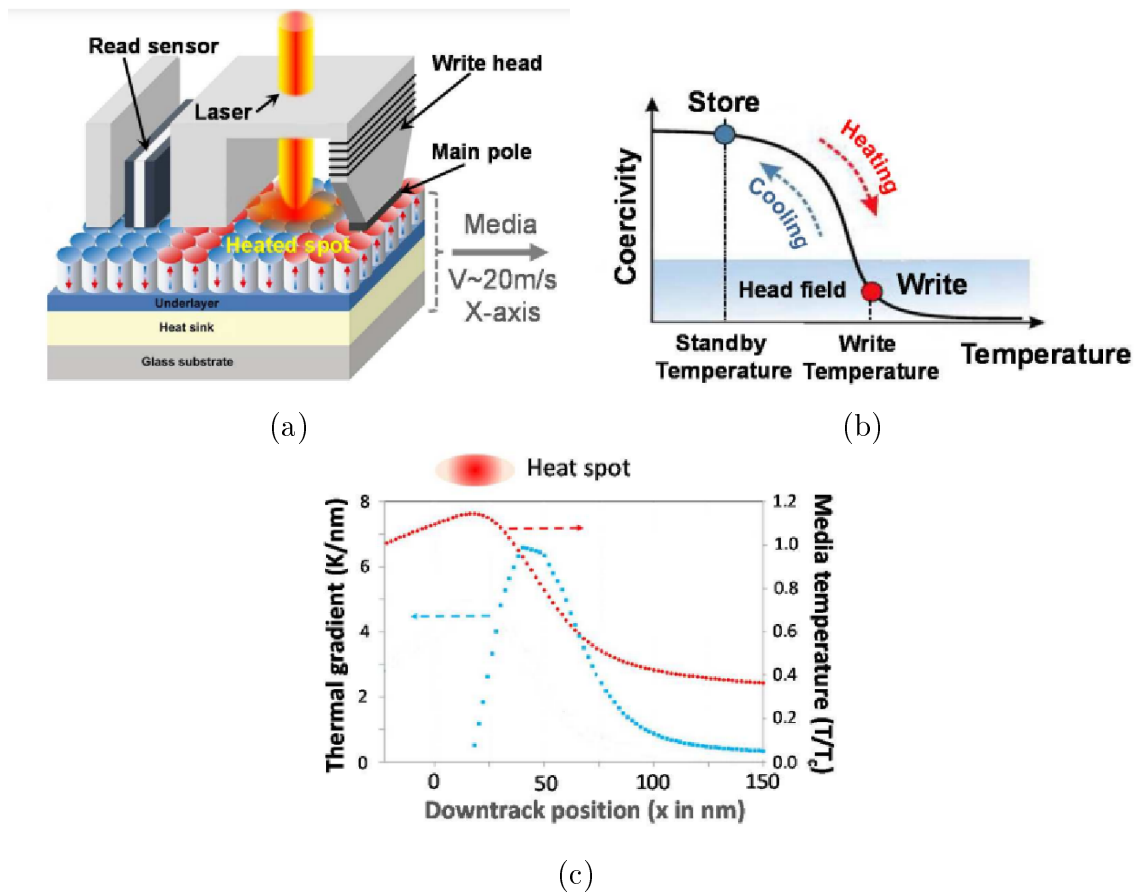


Рисунок 1.2: (а) Наглядная схема магнитной записи по технологии HAMR, (б) Зависимость коэрцитивности от температуры, (с) Зависимость градиента температуры от расстояния от нагреваемого участка жесткого диска [4].

Среда HAMR аналогична среде PMR, но с несколькими существенными отличиями. Одно из них состоит в том, что материал среды HAMR обладает более высокой анизотропией, чем материал среды PMR. В качестве материалов для среды HAMR используются упорядоченные сплавы на основе  $FePtX - Y$  ( $X = Cu, Ag; Y = C, BN, TiO_2, Cr_2O_3$ ). Такие сплавы позволяют регулировать температуру Кюри от 600 К до 725 К. Такой диапазон температур позволяет обеспечить сохранение информации в течение 10 лет [5].

Также среда изготавливается таким образом, чтобы предотвратить боковое распространение тепла и, наоборот, способствовать быстрому рассеиванию тепла в направлении ниже подложки. Для достижения этого границы зерен зачастую изготавливаются из материала с низкой теплопроводностью, а слой теплоотвода осаждается под записывающим слоем для увеличения нисходящего вертикального теплового потока через среду (см. рис. 1.2 (а)).

Одной из главных задач, стоящей перед инженерами компаний, изготавливающих жесткие диски по технологии HAMR, является расчет длительности импульса лазера для оптимального нагрева локальной области диска. Устойчивое и оптимальное решение данной задачи позволит на практике применить технологию HAMR без негативных для клиента последствий.

В следующей главе будет рассмотрено оптическое перемагничивание феррита-граната в результате локального нагрева, а также влияние мощного оптического импульса на динамическую доменную границу пленки феррита-граната.

## 2 Литературный обзор

### 2.1 Оптическое перемагничивание в пленках феррита-граната как результат локального нагрева.

Нагревание ферромагнетика в присутствии внешнего магнитного поля, ввиду наличия обменного взаимодействия, не может привести к локальному опрокидыванию магнитных моментов электронов. В связи с этим элементарные возбуждения ферромагнетика распределяются по всему образцу и, как показал Блох, эти возбуждения носят волновой характер. Такие возбуждения называют спиновыми волнами. При температуре, меньшей температуры Кюри, спиновые волны всегда существуют в ферромагнетике. Любой спиновой волне можно поставить в соответствие характеризующую ее частицу - магнон. Для магнона:

$$\varepsilon = \hbar\omega, \quad \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} \quad (2.1)$$

Спиновый момент магнона равен  $\hbar$ , а магнитный момент составляет  $\gamma\hbar \approx 2\mu_B$  и его направление противоположно намагниченности ферромагнетика. Количество магнонов характеризует интенсивность спиновых волн и пропорционально квадратам их амплитуд. В зависимости от возбуждения спиновые волны могут быть когерентными и некогерентными.

Рассмотрим некогерентные (тепловые) спиновые волны. Чем выше температура ферромагнетика, тем больше тепловых магнонов внутри образца. Для описания вкладов в термодинамические характеристики ферромагнетика необходимо знать закон дисперсии магнонов и законы статистики, которым они подчиняются. Магноны относятся к классу бозонов, т.е. имеют спин, равный 1. Таким образом, они подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Поскольку спиновые волны характеризуются

очень большими числами  $\mathbf{k}$ , можно принять блоховский закон дисперсии  $\varepsilon = \hbar\eta k^2$ .

Каждый магنون характеризует один перевернутый электронный спин и, как следствие, уменьшает общую намагниченность на  $\gamma\hbar$ . А значит полное уменьшение постоянной намагниченности, возникающее вследствие наличия магненов, составляет:

$$M_0(0) - M_0(T) = \sum_k \gamma\hbar n \quad (2.2)$$

где  $n$  - количество магненов в состоянии с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , а суммирование ведется по всем разрешенным значениям  $\mathbf{k}$  в первой зоне Бриллюэна. С учетом (2.1), (2.2), а также блоховского закона дисперсии можно получить итоговую температурную зависимость намагниченности. Она пропорциональна температуре в степени 3/2:

$$M_0(0) - M_0(T) \sim T^{3/2} \quad (2.3)$$

Выражение (2.3) называют законом "трех вторых", который впервые был получен Блохом.

Одним из наиболее удобных материалов для изучения теплового воздействия на ферромагнетик является феррит-гранат. Поскольку феррит-гранат является диэлектриком, то его использование позволяет наблюдать спиновые волны, избегая переноса заряда внутри образца и, как следствие, выделения тепловой энергии [6]. Помимо этого феррит-гранат обладает низким параметром затухания, а также сильным обменным взаимодействием, в связи с чем мода обменных спиновых волн может иметь более высокие частоты по сравнению с магнитостатической.

Рассмотрение действия импульса накачки на феррит-гранат показало, что механизмы, зависящие от поляризации возбуждающего импульса, такие как фотоиндуцированная магнитная анизотропия [7] и эффект Коттона-Муттона не являются источниками возбуждения [8]. Нечувствительность возбуждения к поляризации накачки предполагает, что фотоны поглощаются и вызывают сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии через некогерентные или когерентные фононы,

то есть за счет сверхбыстрого нагрева решетки [9–11]. В висмут-замещенных феррит-гранатах тепловая энергия, индуцируемая импульсом накачки определенной длины волны, обусловлена возбуждением фононно-стимулированных электронных d-d переходов за счет процессов однофотонного или двухфотонного поглощения [12]. При этом экспериментально показано, что фононы, возникающие при возбуждении d-d переходов, нагревают кристаллическую решетку за сотни фемтосекунд [12, 13]. Прецессия спинов может быть вызвана сверхбыстрым нагревом решетки посредством модификации анизотропии, которая очень чувствительна к небольшим изменениям температуры в висмут замещенном иттриевом феррит-гранате.

В статье [6] показано, что фемтосекундные лазерные импульсы позволяют запускать высокочастотные стоячие моды спиновых волн в наноразмерных пленках феррита-граната, замещенного висмутом. Авторы еще раз подтвердили, что возбуждение стоячих спиновых волн запускается сверхбыстрыми изменениями магнитной анизотропии посредством лазерного возбуждения некогерентных и когерентных фононов.

## 2.2 Влияние импульса накачки на динамическую доменную границу.

### 2.2.1 Особенности эксперимента, объединившего метод накачка-зондирование двукратную фотографию.

Воздействие лазерного импульса на ферромагнитный материал способно вызывать движение доменной границы [14]. Влияние лазерного импульса на скорость движения доменной границы (ДГ) рассмотрено в статье [15]. В эксперименте использовали пленку Вi-содержащего феррита-граната, выращенную на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией [111]. Положение единственной доменной границы в образце фиксировали с помощью градиентного магнитного поля, которое создавали постоянные магниты (рис. 2.1 (a)). Наряду с компонентой, направленной вдоль нормали к поверхности пленки, постоянные магниты создавали компоненту, ориентированную в

плоскости образца перпендикулярно плоскости доменной границы. Для стабилизации структуры динамической доменной границы дополнительно создавали постоянное плоскостное магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости ДГ. Для управления динамикой доменной границы использовалась пара соосных катушек, расположенных на поверхностях образца. Положение динамической ДГ фиксировали с помощью метода двукратной фотографии. Два линейно-поляризованных импульса с длиной волны 800 нм и длительностью 70 фс освещали движущуюся границу с интервалом  $\Delta t = 35$  нс (рис. 2.1 (б)). Импульс накачки (400 нм, 70 фс), действующий на динамическую ДГ через 1 нс после первого зондирующего импульса был сфокусирован в пятно диаметром  $\sim 50$  мкм и был расположен на образце так, чтобы возбуждать именно движущуюся ДГ. Изображения доменной структуры, полученные с помощью каждого из зондирующих лучей, имели обратный контраст (рис. 2.1 (в)).

При совмещении этих изображений возникала темная полоса, ширина которой  $\Delta y$  – это расстояние, пройденное ДГ за интервал времени между двумя зондирующими импульсами  $\Delta t$ . Таким образом, по одной двукратной фотографии, выполненной в описанной геометрии, можно определить скорость границы в области влияния импульса накачки и вне ее. Указанные выше временные интервалы оставались неизменными на протяжении всего эксперимента. Частота следования всех импульсов эксперимента составляет 1 Гц.

На рисунках 2.2 (а-е) показана серия двукратных фотографий, демонстрирующих влияние мощного оптического импульса на динамическую ДГ [15]. Граница движется снизу вверх со скоростью 0.23 км/с. Импульс накачки помещен на пути движущейся границы так, как показано светлым кругом на рисунке 2.2 (е). В отсутствие импульса накачки ДГ движется равномерно (рис. 2.2 (а)). При увеличении интенсивности оптического импульса движение ДГ в возбужденной области замедляется по сравнению с движением вне этой области, как показано на рисунках 2.2 (б – е). После обработки серии фотографий была построена зависимость модуля относительного изменения скорости

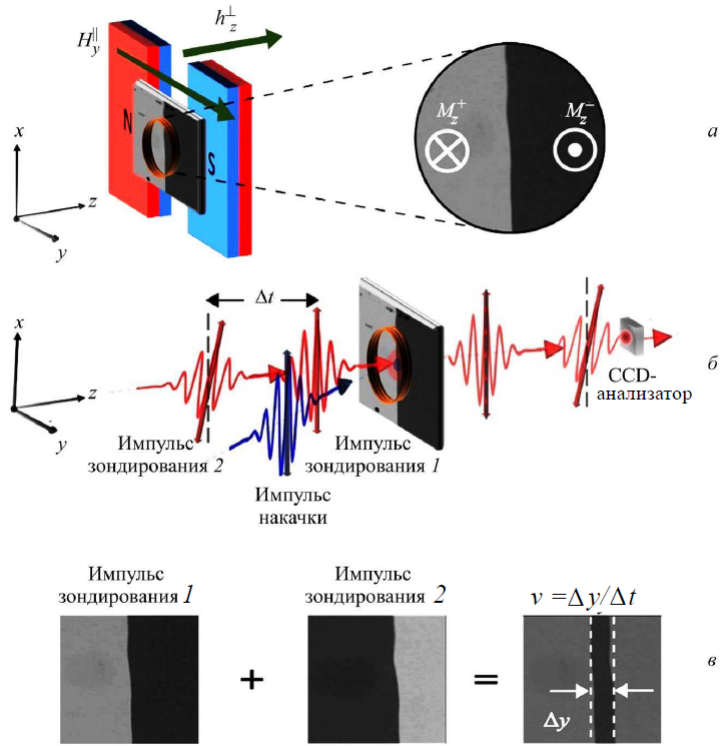


Рисунок 2.1: Объединение двукратной фотографии и метода накачки-зондирования. (а) Создание единственной доменной границы в пленке феррита-граната.  $M_z^+$  и  $M_z^-$  – направление намагниченности в соседних доменах,  $H_y^{\parallel}$  – постоянное магнитное поле, перпендикулярное плоскости доменной границы, создаваемое постоянными магнитами.  $h_z^{\perp}$  – импульсное магнитное поле, управляющее динамикой доменной границы. (б) Взаимное расположение импульсов накачки и зондирования. Два оптических зондирующих импульса, разделенных временным интервалом  $\Delta t$ , освещают динамическую доменную границу. Импульс накачки действует на движущуюся границу после первого зондирующего импульса. (в) Фотографии доменной структуры, полученные с помощью каждого из лучей зондирования по отдельности, и сумма этих изображений. Ширина темной полосы на последнем кадре  $\Delta y$  – это расстояние, пройденное доменной границей за интервал времени между двумя зондирующими импульсами  $\Delta t$  [15].

движения ДГ  $|\Delta v|/v_0$  от энергии возбуждающего импульса (рис. 2.2 (ж)). Видно, что импульсы накачки с энергией ниже некоторого порогового значения  $\sim 0.17$  Дж/см<sup>2</sup> не оказывают влияния на динамическую ДГ. Если энергия возбуждающего импульса превышает это значение, наблюдается замедление границы. Модуль относительного изменения скорости возрастает с ростом энергии импульса накачки и может достигать 50% от первоначальной скорости. В этом эксперименте импульс накачки был линейно поляризован вдоль оси  $x$ . Измерения проводили при комнатной температуре (290 К).

Рисунок 2.3 объединяет результаты экспериментов по исследованию влияния импульсов накачки разной мощности на ДГ, движущуюся с

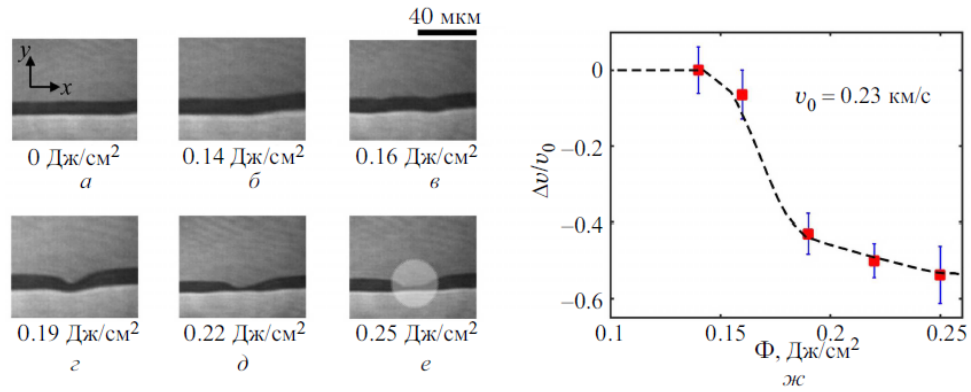


Рисунок 2.2: (а–е) — двукратные фотографии, иллюстрирующие влияние импульсов накачки разной энергии на динамическую доменную границу. Граница движется снизу вверх со скоростью 0.23 км/с. Светлый круг на фотографии (е) указывает пространственное расположение импульса накачки; (ж) — Относительное изменение скорости движения доменной границы  $\Delta v/v_0$  в зависимости от энергии возбуждающего импульса [15].

разными скоростями. Импульсы накачки малой мощности не оказывают заметного влияния на динамику ДГ. При увеличении мощности импульса накачки влияние оптического возбуждения на движущуюся ДГ особенно заметно при скоростях движения границы, меньше некоторой критической величины. В этом случае относительное уменьшение скорости движения ДГ может достигать 40 – 50 %. На рисунке 2.3 области с заметным влиянием света на динамику ДГ и без него разделены красной пунктирной линией.

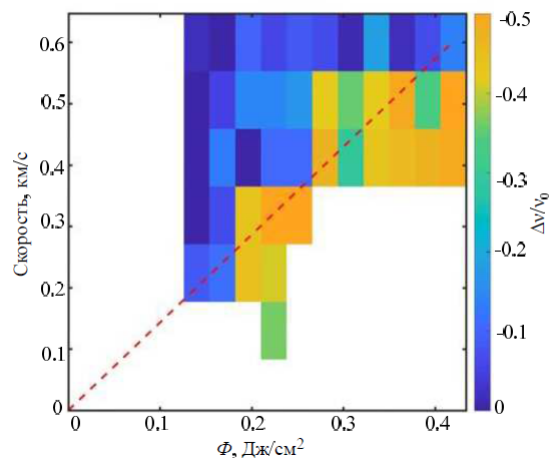


Рисунок 2.3: Относительное изменение скорости движения доменной границы, индуцированное светом, как функция скорости границы и мощности импульса накачки. Цветовая шкала показывает величину относительного изменения скорости движения доменной границы. Красная пунктирная линия разделяет области с заметным влиянием импульса накачки на динамику доменной границы и без него [15].



## 2.2.2 Оптическое торможение доменной границы в пленке феррита-граната

Поскольку экспериментально было показано, что поляризация возбуждающего импульса не влияет на изменение скорости движения доменной границы, наблюдаемое торможение доменной границы носит тепловой характер. Поэтому на следующем этапе исследований авторы работы [15] оценили влияние однородного нагрева на движение доменной границы. Для этого была исследована динамика ДГ при различных температурах образца немного выше комнатной для нескольких амплитуд импульсного поля  $h_z^\perp$ . Результат отражен на графике 2.4, а также аппроксимирован соотношением (2.4), использованным ранее в работе [16].

$$v(h_z^\perp) = \frac{\mu h_z^\perp}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu h_z^\perp}{v_{max}}\right)^2}} \quad (2.4)$$

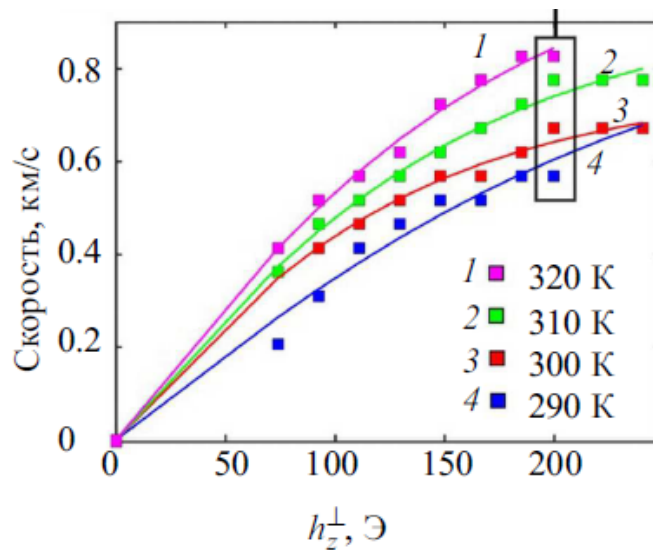


Рисунок 2.4: Динамика доменной границы при нагревании вблизи комнатной температуры. Скорость движения доменной границы в зависимости от амплитуды импульсного поля  $h_z^\perp$  [15]. Сплошные цветные линии рассчитаны по формуле 2.4.

Таким образом, однородный нагрев приводит к увеличению подвижности доменной границы.

Для объяснения замедления доменной границы при воздействии на нее импульсом накачки авторами была предложена модель, согласно которой к уменьшению скорости границы приводит изменение ее

внутренней структуры. С увеличением скорости движения границы возрастает проекция намагниченности на нормаль к плоскости границы. Вследствие резкого уменьшения анизотропии после возбуждения изменяется величина и направление эффективного поля, что может приводить к образованию внутри доменной границы магнитных вихрей - вертикальных блоховских линий (ВБЛ). В условиях эксперимента [15] динамику ВБЛ определяют две силы: гироскопическая сила  $F_g$ , которая заставляет вихри двигаться в противоположных направлениях и сила  $F_{pull}$ , которая притягивает вихри друг к другу, стремится объединить их в кластеры. Гироскопическая сила  $F_g$  пропорциональна скорости самой границы, сила  $F_{pull}$  пропорциональна энергии импульса накачки. Баланс этих сил и отражает результат эксперимента, изображенный на рисунке 2.3 (красная пунктирная линия). Таким образом, при достаточно большой плотности энергии импульса накачки и относительно небольшой скорости движения доменной границы возможно существенное торможение доменной границы.

Влияние импульсов накачки на динамическую доменную границу схематично изображено на рисунке 2.5. Здесь линия 1 - положение ДГ до действия импульса накачки, линия 2 — локальное ускорение границы, вызванное нагревом после действия возбуждающего импульса (чем больше плотность энергии этого импульса, тем быстрее движется ДГ в следствие нагрева, и тем дальше располагается линия 2 от линии 1), линия 3 — формирование пар вертикальных блоховских линий с противоположными по знаку топологическими зарядами (желтые и зеленые круги), линии 4 и 5 — движение ДГ с тонкой структурой.

На рисунках 2.5 (а, б) скорость движения доменной границы сравнительно невелика и в течение интервала времени между двумя зондирующими импульсами доменная граница не успевает покинуть область нагрева, на рисунках 2.5 (в, г) наблюдается обратная ситуация - ДГ, движущаяся с большей скоростью, успевает покинуть нагретую область. На рисунках 2.5 (а, в) плотность энергии импульса накачки меньше, чем на рисунках 2.5 (б, г), поэтому в первом случае вертикальных блоховских линий формируется меньше и они не могут существенно

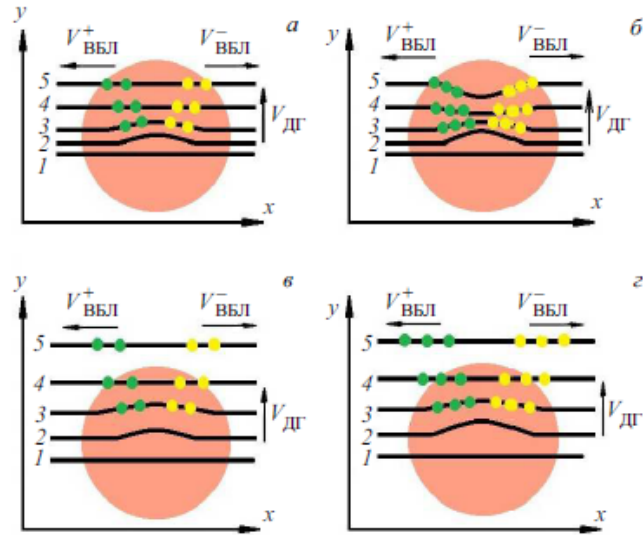


Рисунок 2.5:  $V$  — скорость движения ДГ,  $V_{\text{ВЛ}}^{+(-)}$  — скорость движения ВЛ с противоположными по знаку топологическими зарядами,  $\Phi$  — энергия импульса накачки. а -  $V = 0.2$  (км/с),  $\Phi = 0.14$  (Дж/см<sup>2</sup>); б -  $V = 0.2$  (км/с),  $\Phi = 0.25$  (Дж/см<sup>2</sup>); в -  $V = 0.6$  (км/с),  $\Phi = 0.16$  (Дж/см<sup>2</sup>); г -  $V = 0.6$  (км/с),  $\Phi = 0.41$  (Дж/см<sup>2</sup>).

замедлить ДГ. Таким образом, ВЛ образуют кластеры (рис. 2.5 (б)), если скорость движения ДГ невелика, а энергии возбуждающего импульса достаточно для формирования большого числа вихрей.

Цель настоящей работы – исследовать динамику локального нагрева пленки феррита-граната. Для достижения поставленной цели было проведено моделирование изменения температуры внутри возбужденной области во время действия импульса накачки и после его окончания, была определена максимальная температура в возбужденной области, изменение температуры за время, прошедшее до второго зондирующего импульса, а также время, в течение которого температура уменьшается до комнатной.

### 3 Моделирование теплового действия импульса накачки.

#### 3.1 Постановка задачи

Для оценки теплового воздействия импульса накачки было проведено моделирование с учетом нескольких приближений. Пластина является достаточно тонкой, то есть толщина пластины намного меньше ее длины и ширины (3.1). В эксперименте [15] размер образца порядка  $1 \text{ см}^2$ , толщина пленки феррита граната порядка  $10 \text{ мкм}$ , толщина подложки около  $500 \text{ мкм}$ . В рамках данного приближения можно ограничиться решением уравнения теплопроводности в двумерном случае.

$$l_1 \ll X_1 - X_0, \quad l_1 \ll Y_1 - Y_0 \quad (3.1)$$

Температура на границе пластины не изменяется. То есть тепловой фронт не успевает существенным образом нагреть границу пленки. Данное условие позволяет поставить граничные условия Дирихле для однозначной разрешимости задачи. Теплоемкость материала пленки будем считать постоянной, поскольку в диапазоне исследуемых температур (до  $65 \text{ К}$ ) ее значение практически не изменяется [18].

С учетом указанных приближений достаточно точным моделированием можно получить решение уравнения теплопроводности в двумерном случае. Для удобства вычислений пластину можно считать квадратной ( $X_0 = -X_1 = Y_0 = -Y_1$ ), а импульс накачки направляется в центр квадрата (координата  $(0,0)$ ) и распространяется к сторонам квадрата. С учетом указанных приближений постановка задачи выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} u_t = \varkappa^2(u_{xx} + u_{yy}) + f(x, y, t), & 0 \leq t \leq T, \\ u(X_0, y, t) = 300, & X_0 \leq x \leq X_1, \\ u(X_1, y, t) = 300, & Y_0 \leq y \leq Y_1. \\ u(x, Y_0, t) = 300, \\ u(x, Y_1, t) = 300, \\ u(x, y, 0) = 300. \end{cases} \quad (3.2)$$

Здесь  $u(x, y, t)$  (К) - температура в точке  $(x, y)$  в момент времени  $t$ ,  $\varkappa$  ( $\text{м}^2/\text{с}$ ) - коэффициент температуропроводности,  $X_0$  (м) - координата левой границы пленки,  $X_1$  (м) - координата правой границы пленки,  $Y_0$  (м) - координата нижней границы пленки,  $Y_1$  (м) - координата верхней границы пленки. Коэффициент  $\varkappa$  определяется соотношением (3.3).

$$\varkappa = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (3.3)$$

Здесь  $\lambda$  ( $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ) - коэффициент теплопроводности пленки,  $\rho$  ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) - плотность пленки,  $c$  ( $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ) - удельная теплоемкость пленки.

В начальный момент времени температура равна 300К. На границах пленки температура в течение всего времени удерживается постоянной и равной комнатной температуре - 300К. Вид функции тепловых источников  $f(x, y, t)$  задается соотношением (3.4).

$$f(x, y, t) = \begin{cases} \frac{\Phi}{c \cdot \rho \cdot l_1 \cdot t_1}, & 0 \leq t \leq t_1 \quad \text{and} \quad 0 \leq \sqrt{x^2 + y^2} \leq r_1 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3.4)$$

Здесь  $\Phi$  ( $\text{Дж}/\text{м}^2$ ) - плотность энергии импульса накачки,  $\rho$  ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) - плотность материала пластины,  $l_1$  (м) - глубина проникновения возбуждающего импульса (она же толщина пластины),  $t_1$  (с) - время воздействия импульса накачки на пленку,  $r_1$  (м) - радиус импульса накачки, определяющий размер нагреваемой области.

Функция тепловых источников берется постоянной до определенного момента времени  $t_1$  и в некоторой окрестности центра пластины  $\sqrt{x^2 + y^2} > r_1$ . В остальных случаях (когда  $t > t_1$  или  $\sqrt{x^2 + y^2} > r_1$ ) она отсутствует. Время  $t_1$  отражает длительность импульса накачки, предельное расстояние  $r_1$  соответствует радиусу импульса накачки (считаем, что сечение лазерного луча, падающего на пленку, имеет форму окружности). Сам модуль  $f(x, y, t)$  в пределах  $t_1$  и  $r_1$  рассчитывается из постоянных величин, характеризующих возбуждающий импульс и материал пленки. В рамках такого рассмотрения считаем, что в качестве тепловых источников выступает только импульс накачки. Это достаточно грубое приближение, поскольку не учитывается теплообмен между пленкой и подложкой, который может быть достаточно существенен. Тем не менее учет теплообмена между пленкой и подложкой существенно усложнит задачу, поскольку в этом случае функция тепловых источников станет функцией температуры  $f(x, y, t, u(x, y, t))$ . В настоящей работе теплообмен между пленкой и подложкой будем считать пренебрежимо малым.

### 3.2 Обсуждение результатов

Задача (3.2) была решена для иттриевого феррит-граната  $Y_3Fe_5O_{12}$ . В качестве параметров расчета использовались следующие значения [15, 18]:  $X_0 = -0.001$  (м);  $X_1 = 0.001$  (м);  $Y_0 = -0.001$  (м);  $Y_1 = 0.001$  (м);  $\lambda = 7.4$  (Вт/(м · К));  $\rho = 5500$  (кг/м<sup>3</sup>);  $c = 570$  (Дж/(кг · К));  $\Phi = 0.2 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>);  $l_1 = 2 \cdot 10^{-5}$  (м);  $t_1 = 7 \cdot 10^{-14}$  (с);  $r_1 = 5 \cdot 10^{-5}$  (м).

На рисунках 3.1 (а, б) представлены результаты расчетов на фемтосекундном диапазоне. Во время действия импульса накачки происходит равномерный нагрев области в центре пластины вплоть до максимальной температуры 332 К. Этот нагрев является однородным, поскольку температура в центре и на периферии возбужденной области меняется одинаково. При этом температура не успевает рассеиваться к

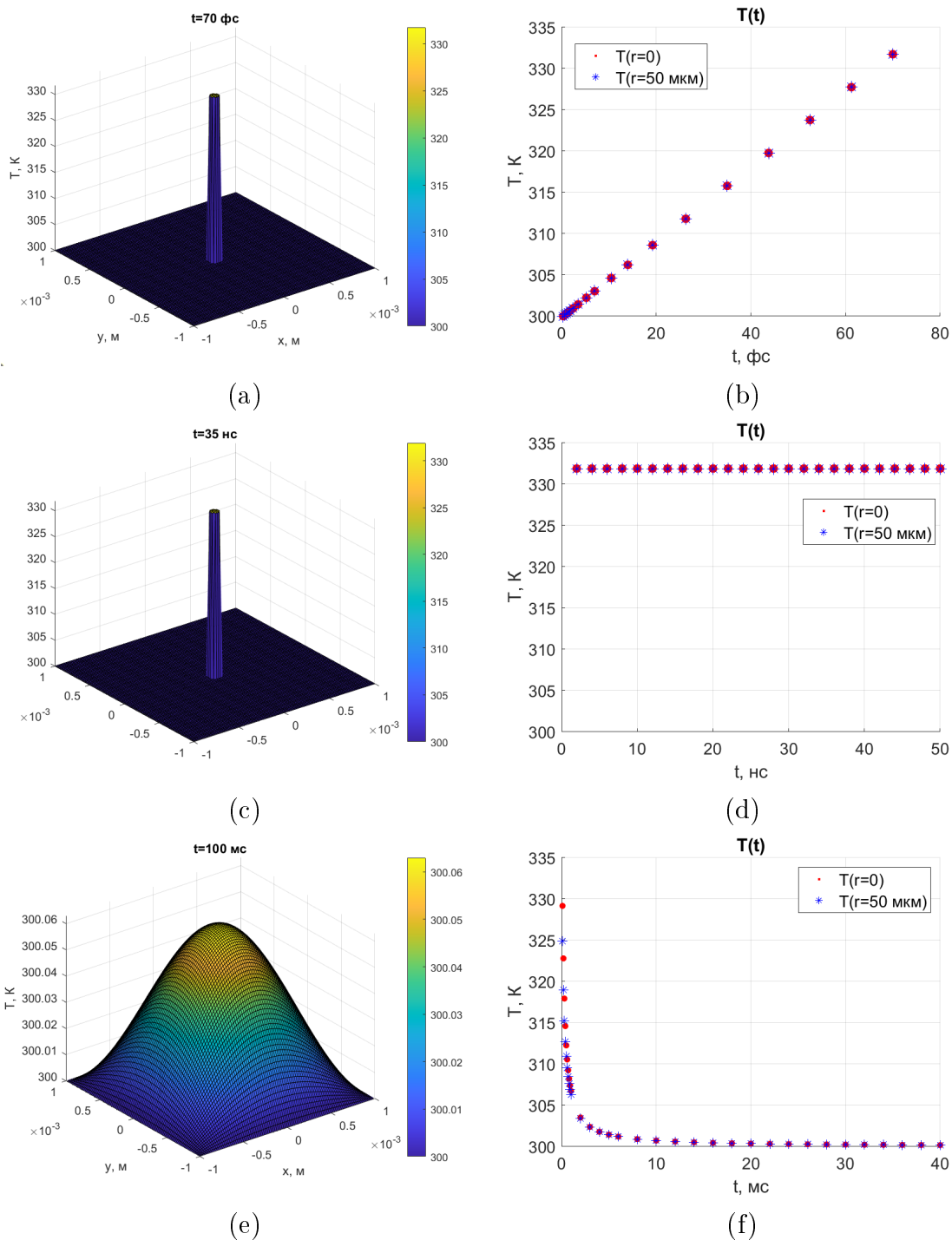


Рисунок 3.1: Распределение температуры при плотности энергии импульса накачки  $\Phi = 0.2 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>). (а) Распределение температуры в пленке феррита граната в момент времени 70 фемтосекунд, (б) Зависимость температуры в центре области возбуждения (красные точки) и на краю области возбуждения (синие точки) с течением времени в диапазоне  $[0, 70]$  фс, (с) Распределение температуры в пленке феррита граната в момент времени 35 наносекунд, (д) Зависимость температуры в центре области возбуждения (красные точки) и на краю области возбуждения (синие точки) с течением времени в диапазоне  $[0, 50]$  нс, (е) Распределение температуры на пленке феррита граната в момент времени 100 миллисекунд, (ф) Зависимость температуры в центре области возбуждения (красные точки) и на краю области возбуждения (синие точки) с течением времени в диапазоне  $[0, 40]$  мс.

краям пленки. Изменения температуры вне возбужденной области не происходит.

На рисунках 3.1 (с, d) представлены результаты моделирования на наносекундном диапазоне. Как можно наблюдать, за время, прошедшее с момента возбуждения до второго зондирующего импульса, температура в центре пластины практически не изменяется и принимает значение близкое к максимальному. Расчеты показывают, что уменьшение температуры в центре пластины составляет не более 0,02 К от максимальной температуры. Таким образом результаты моделирования соответствуют модели, предложенной в работе [15] и представленной на рисунке 2.4.

На рисунках 3.1 (e, f) представлены результаты моделирования на миллисекундном диапазоне. Как можно видеть происходит экспоненциальное уменьшение температуры в центре пластины. Так в момент времени  $t = 40$  мс температура в центре пятна составляет 300.183 К, в момент времени  $t = 100$  мс – 300.063 К. Ранее было отмечено, что эксперименты проводили с частотой 1 Гц. Результаты моделирования однозначно свидетельствуют о том, что к началу следующего возбуждающего импульса система успевает восстановиться после действия предыдущего возбуждения.

Задача (3.2) была также решена для вдвое большей плотности энергии импульса накачки. В этом случае в качестве параметров расчета использовались следующие значения [15, 18]:  $X_0 = -0.001$  (м);  $X_1 = 0.001$  (м);  $Y_0 = -0.001$  (м);  $Y_1 = 0.001$  (м);  $\lambda = 7.4$  (Вт/(м · К));  $\rho = 5500$  (кг/м<sup>3</sup>);  $c = 570$  (Дж/(кг · К));  $\Phi = 0.4 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>);  $l_1 = 2 \cdot 10^{-5}$  (м);  $t_1 = 7 \cdot 10^{-14}$  (с);  $r_1 = 5 \cdot 10^{-5}$  (м).

Результаты моделирования представлены на рисунке 3.2. При увеличении плотности энергии импульса накачки в 2 раза максимальная температура также увеличивается в 2 раза и в области нагрева достигает значения 363.5 К. На наносекундном диапазоне температура остается практически постоянной, изменение составляет около 0.05 К, что соответствует ранее рассмотренному случаю, на миллисекундном диапазоне также происходит экспоненциальное затухание температуры. В момент времени  $t = 40$  мс температура в центре пятна составляет 300.367



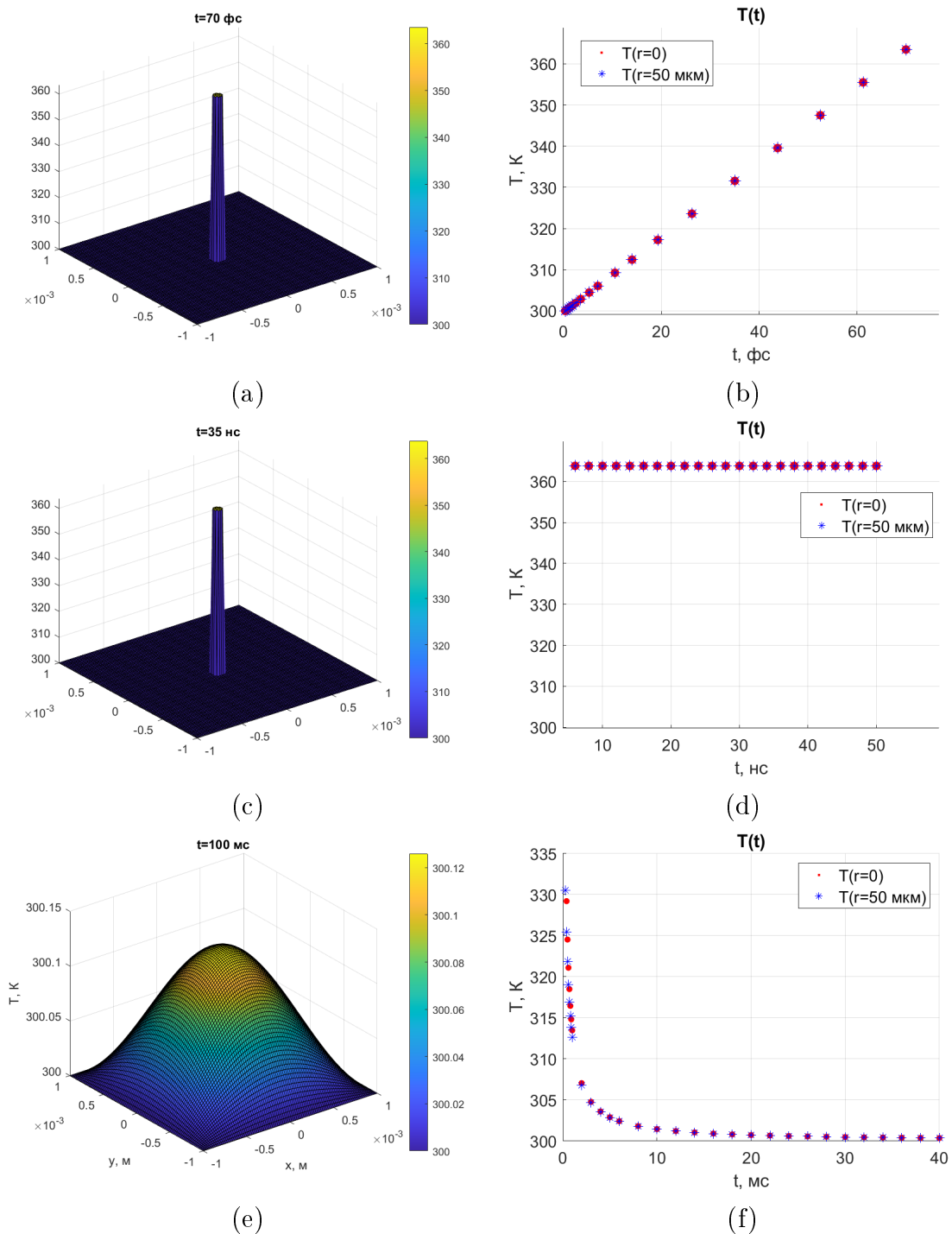


Рисунок 3.2: Распределение температуры при плотности энергии импульса накачки  $\Phi = 0.4 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>). (а) Распределение температуры в пленке феррита граната в момент времени 70 фемтосекунд, (б) Зависимость температуры в центре области возбуждения (красные точки) и на краю области возбуждения (синие точки) с течением времени в диапазоне  $[0, 70]$  фс, (с) Распределение температуры в пленке феррита граната в момент времени 35 наносекунд, (д) Зависимость температуры в центре области возбуждения (красные точки) и на краю области возбуждения (синие точки) с течением времени в диапазоне  $[0, 50]$  нс, (е) Распределение температуры на пленке феррита граната в момент времени 100 миллисекунд, (ф) Зависимость температуры в центре области возбуждения (красные точки) и на краю области возбуждения (синие точки) с течением времени в диапазоне  $[0, 40]$  мс.

К, в момент времени  $t = 100$  мс температура составляет 300.126 К. Таким образом, распределение температуры сохраняет свой качественный вид. Отметим, что в реальных условиях пленка феррита-граната не нагревается до столь больших температур, поскольку приближение об отсутствии внешних потребителей тепла является довольно грубым для достаточно больших плотностей энергии.

В работе [17] было показано, что в пленке феррита-граната увеличение температуры на 32 К приводит к уменьшению анизотропии на 45 %. Такое уменьшение анизотропии может вызвать локальную прецессию намагниченности, что приведет к формированию тонкой структуры доменной границы – магнитных вихрей. Такие вихри вызывают торможение динамической доменной границы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты моделирования влияния импульса накачки показали, что после воздействия возбуждающего импульса максимальный нагрев не превышает 32 К и 63 К по сравнению с комнатной температурой для плотностей энергий  $\Phi = 0.2 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>) и  $\Phi = 0.4 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>) соответственно. Максимальный нагрев наблюдается спустя 70 фс после начала действия импульса накачки. В течение 34 нс после действия возбуждающего импульса температура в области нагрева остается практически постоянной. Через 100 пс после начала действия импульса накачки с плотностями энергий от  $\Phi = 0.2 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>) до  $\Phi = 0.4 \cdot 10^{-4}$  (Дж/м<sup>2</sup>) температура в возбужденной области превышает комнатную от 0.06 К до 0.13 К соответственно, что позволяет говорить о полной релаксации системы к началу действия следующего возбуждающего импульса. Изменение температуры в центре и на периферии нагреваемой области происходит по одинаковому сценарию.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] <https://www.networkworld.com/article/3325397/idc-expect-175-zettabytes-of-data-worldwide-by-2025.html>
- [2] <https://habr.com/ru/company/wd/blog/345112/>
- [3] [https://en.wikipedia.org/wiki/Heat-assisted\\_magnetic\\_recording/](https://en.wikipedia.org/wiki/Heat-assisted_magnetic_recording/)
- [4] Dieter Weller, Gregory Parker, Oleksandr Mosendz, Andreas Lyberatos, Dmitriy Mitin, et al.. FePt heat assisted magnetic recording media // Journal of Vacuum Science and Technology B. - 2016. Vol. 34. - pp.060801
- [5] Bernard Dieny, Mair Chshiev, Brian Charles, Nikita Strelkov, Alain Truong, et al.. Impact of intergrain spin transfer torques due to huge thermal gradients on the performance of heat assisted magnetic recording // Institute of electrical and electronics engineers. - 2018. - Vol. 54. - p.6-8
- [6] Marwan Deb, Elena Popova, Michel Hehn, Niels Keller, Sébastien Petit-Watelot, et al.. Femtosecond Laser-Excitation-Driven High Frequency Standing Spin Waves in Nanoscale Dielectric Thin Films of Iron Garnets // Physical Review Letters, American Physical Society. - 2019. - pp.027202
- [7] F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk Rasing Femtosecond Photomagnetic Switching of Spins in Ferrimagnetic Garnet Films // Phys. Rev. Lett. 95. - 2005. - pp.047402
- [8] I. Yoshimine, T. Satoh, R. Iida, A. Stupakiewicz, A. Maziewski and T. Shimura Ultrafast optical control of magnetization dynamics in polycrystalline bismuth doped iron garnet thin films // J. Appl. Phys. 116. - 2014. - pp.043907

- [9] M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. M. de Jonge and B. Koopmans All-Optical Probe of Coherent Spin Waves // Physical Review Letters 88. - 2002. - pp.227201
- [10] J. Y. Bigot, M. Vomir, L. H. F. Andrade, and E. Beaurepaire Real Space Trajectory of the Ultrafast Magnetization Dynamics in Ferromagnetic Metals // Chem. Phys. - 2005. - pp.237601
- [11] J. Kisielewski, A. Kirilyuk, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kimel, et al.. Irreversible modification of magnetic properties of Pt/Co/Pt ultrathin films by femtosecond laser pulses // Physical Review. - 2012. - pp.184429
- [12] M. Deb, P. Molho, B. Barbara, and J.-Y. Bigot Controlling laser-induced magnetization reversal dynamics in a rare-earth iron garnet across the magnetization compensation point // Phys. Rev. B 97. - 2018. - pp.134419
- [13] A. V. Kimel, R. V. Pisarev, J. Hohlfeld, and T. Rasing Nonthermal optical control of magnetism and ultrafast laser-induced spin dynamics in solids // Phys. Rev. Lett. 89. - 2002. - pp.287401
- [14] Pfau B., Schaffert S., Muller L. et al.. Ultrafast optical demagnetization manipulates nanoscale spin structure in domain walls // Nat. Commun. - 2012.
- [15] K. H. Prabhakara, T. B. Shapaeva, M. D. Davydova, K. A. Zvezdin, A. K. Zvezdin et al.. Controlling magnetic domain wall velocity by femtosecond laser pulses // J. Phys.: Condens. Matter 33. - 2021. pp.75802
- [16] Иванов Б.А., Кулагин Н.К. О предельной скорости и вынужденном движении доменной стенки ферромагнетика во внешнем поле, перпендикулярном легкой оси // ЖЭТФ. - 1997. том 112. выпуск 3
- [17] Davies C.S., Prabhakara K.H., Davydova M.D., Zvezdin K.A., Shapaeva T.B., et al.. Anomalously Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet // Physical Review Letters. 122. - 2019, pp. 027202

- [18] А. П. Бабичев Справочник / А. П. Бабичев Н.А. Бабушкина, А. М. Братковский и др. // ISBN 5-283-04013-5, 1991. - 1232 с.