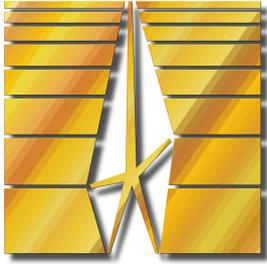


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
Российской академии наук



На правах рукописи

Геревенков Пётр Игоревич

**Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение  
магнитной анизотропии и возбуждение  
распространяющихся магнитостатических волн в тонких  
металлических пленках**

Специальность 1.3.8 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Хохлов Николай Евгеньевич

Санкт-Петербург — 2023

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Обзор литературы</b> . . . . .	15
1.1 Нетермическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную среду . . . . .	17
1.1.1 Оптомагнитные эффекты . . . . .	17
1.1.2 Фотомагнитные эффекты . . . . .	18
1.2 Термическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов . . . . .	18
1.2.1 Размагничивание . . . . .	18
1.2.2 Термическое изменение анизотропии . . . . .	20
1.2.3 Влияние точки компенсации магнитного и углового моментов . . . . .	23
1.3 Прецессия намагниченности и магнитостатические волны . . . . .	24
1.4 Релаксационные процессы в магнонике . . . . .	25
1.5 Спиновые волны в конечных структурах . . . . .	26
1.6 Экспериментальные и теоретические методы исследования динамики намагниченности . . . . .	28
1.6.1 Возбуждение и детектирование при помощи микрополосковых антенн . . . . .	28
1.6.2 Рассеяние света Мандельштама-Бриллюэна . . . . .	30
1.6.3 Оптическая фемтосекундная накачка-зондирование . . . . .	31
1.6.4 Теоретические методы описания динамики намагниченности . . . . .	34
<b>Глава 2. Влияние релаксации магнитной анизотропии на параметры лазерно-индуцированной прецессии намагниченности</b> . . . . .	37
2.1 Схема эксперимента и образцы . . . . .	37
2.1.1 Образцы . . . . .	37
2.1.2 Геометрии экспериментов . . . . .	38
2.2 Экспериментальная методика . . . . .	40
2.3 Эволюция намагниченности и параметров анизотропии со временем после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева . . . . .	43

2.4	Влияние релаксации параметров анизотропии на лазерно-индуцированную прецессию намагниченности . . . . .	48
2.5	Основные выводы к Главе 2 . . . . .	53
<b>Глава 3. Возбуждение распространяющихся магнитостатических волн при сверхбыстром лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии в тонких металлических плёнках . . . . .</b>		
3.1	Схема эксперимента и образцы . . . . .	55
3.2	Лазерно-индуцированное возбуждение распространяющихся магнитостатических волн . . . . .	57
3.3	Механизм возбуждения . . . . .	59
3.4	Длина распространения поверхностных магнитостатических волн . . . . .	62
3.5	Теоретический анализ . . . . .	63
3.6	Основные выводы к Главе 3 . . . . .	67
<b>Глава 4. Однонаправленное распространение спиновых волн, возбуждаемых фемтосекундным лазерным импульсом в планарном волноводе . . . . .</b>		
4.1	Геометрия и параметры модели . . . . .	68
4.2	Изменение направления эффективного магнитного поля при лазерном нагреве . . . . .	70
4.3	Динамика намагниченности при однородном возбуждении всей площади волновода . . . . .	72
4.4	Распространение спиновых волн при возбуждении импульсом, сфокусированным в однородную по ширине волновода область . . . . .	76
4.5	Распространение спиновых волн при возбуждении сфокусированным лазерным импульсом . . . . .	79
4.6	Феноменологическое описание однонаправленного распространения лазерно-индуцированных магнитостатических волн в волноводе . . . . .	83
4.7	Основные выводы к Главе 4 . . . . .	86
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>89</b>

	Стр.
Публикации автора по теме диссертации . . . . .	91
Список литературы . . . . .	91

## Введение

Магноника – направление в современном магнетизме, начавшее формироваться в последние несколько лет. В магнонике перенос магнитного момента осуществляется без переноса электрического заряда за счет распространения спиновых волн, что позволяет избежать джоулевого нагрева. Другим преимуществом магноники, по сравнению с электроникой, является возможность передачи аналоговых сигналов посредством как амплитуды, так и фазы волны, что позволяет эффективно использовать магнонику для небинарных логических операций, в технологиях квантовых и нейроморфных вычислений. Актуальной задачей магноники является реализация структур для управления параметрами распространяющихся спиновых волн (фазовая и групповая скорости, направление распространения и др). В связи с этим критически важными являются материалы и структуры на их основе, демонстрирующие возможность возбуждения спиновых волн, управления их параметрами и достаточную длину распространения для использования в устройствах магноники.

В последние несколько лет активно разрабатываются лабораторные прототипы магнонных устройств, как реализующих функционал электроники: спин-волновые полусумматоры, транзисторы, диоды и т.п., так и основанные на волновой природе: интерферометры, фильтры, анализаторы спектра и т.п. В настоящее время в качестве основных материалов для создания будущих устройств магноники рассматриваются магнитные диэлектрики (основным из которых являются феррит-гранатовые плёнки различного состава) и плёнки металлических сплавов, таких как пермаллой (NiFe) и CoFeB. Таким образом необходимы универсальные методы возбуждения распространяющихся спиновых волн и управления их параметрами, не зависящие от электронной структуры материала. В качестве таких механизмов рассматриваются воздействия внешних переменных (для возбуждения волны) и постоянных (для управления её параметрами) магнитных полей, а также термическое изменение параметров материала. С другой стороны, для реальных устройств также являются важными возможность миниатюризации и быстроедействие.

Всем перечисленным условиям удовлетворяют подходы, основанные на взаимодействии света с магнитным материалом. Для возбуждения динамики в таком подходе используется термическое изменение намагниченности

насыщения и параметров магнитной анизотропии различной природы под действием фемтосекундных лазерных импульсов. При этом малые длительности импульсов обеспечивают быстрое действие конечных устройств. Отсутствие необходимости добавления в схему микрополосковых антенн и электрических коннекторов открывает возможности для миниатюризации.

**Целью** данной работы является изучение лазерно-индуцированной динамики намагниченности и параметров магнитной анизотропии в тонких металлических плёнках и структурах на их основе при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами и применение этих эффектов для генерации и управления магнитостатическими волнами.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработать экспериментальную методику для определения характерных времён релаксации намагниченности насыщения и параметров магнитной анизотропии после импульсного лазерно-индуцированного нагрева в магнитных пленках с разделением вкладов одноосной и кубической анизотропий.
2. Применить разработанную методику для проверки выполнимости степенного закона для отношения намагниченности насыщения и параметров магнитной анизотропии со временем после импульсного лазерно-индуцированного нагрева для эпитаксиальных плёнок галфенола ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ) различной толщины.
3. Экспериментально продемонстрировать возбуждение сфокусированным лазерным импульсом распространяющихся магнитостатических волн в эпитаксиальных плёнках галфенола вследствие сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения параметров магнитокристаллической анизотропии.
4. Определить зависимости параметров возбуждаемых магнитостатических волн от взаимной ориентации внешнего магнитного поля и осей магнитокристаллической анизотропии металлической пленки.
5. Выявить методом микромагнитного моделирования особенности распространения лазерно-индуцированных спиновых волн в латерально ограниченных структурах на примере уединенного металлического полоска микронной ширины.

**Научная новизна:** Разработана оригинальная методика определения временной эволюции параметров магнитокристаллической анизотропии по-

сле импульсного лазерно-индуцированного нагрева. Определены характерные времена релаксации намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии на примере тонких плёнок галфенола в диапазоне времён от единиц пикосекунд до нескольких наносекунд после лазерного воздействия. продемонстрирована выполнимость степенного закона, связывающего изменение намагниченности насыщения и параметров анизотропии во всём исследуемом временном диапазоне.

Впервые продемонстрировано оптическое возбуждение магнитостатических волн при сверхбыстром лазерно-индуцированном изменении параметров магнитокристаллической анизотропии. Показана возможность управления параметрами возбуждаемой волны: амплитудой, частотой, групповой скоростью и длиной распространения, в зависимости от направления внешнего магнитного поля.

Рассмотрено возбуждение спиновых волн при сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве в пространственно ограниченных структурах на примере уединенного полоскового металлического волновода. Продемонстрировано, что конфигурация полей рассеяния вблизи границ волновода позволяет возбуждать лазерно-индуцированные волны даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Выполнен анализ влияния полей рассеяния волновода и особенностей возбуждения спиновых волн при различных конфигурациях возбуждения: однородного по всей площади волновода, однородного по ширине волновода и сфокусированного в область, меньшую ширины волновода. Впервые продемонстрировано возбуждение однонаправленно распространяющихся волн при приближении области возбуждения к краю волновода.

**Теоретическая и практическая значимость.** Теоретическая значимость полученных результатов заключается в демонстрации применимости степенного закона для отношения намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии начиная с нескольких пикосекунд после импульсного лазерно-индуцированного нагрева. Данный результат демонстрирует термическое равновесие между спиновой и решёточной подсистемами во всём исследуемом временном диапазоне в исследуемых плёнках.

Практическая значимость заключается в определении характерных времён релаксации магнитных параметров (намагниченности насыщения и магнитокристаллической анизотропии) металлических плёнок. Время релаксации в экспериментах составляло  $\approx 300$  пс, что больше периода, но меньше времени

жизни возбуждаемой прецессии намагниченности. Продемонстрировано влияние релаксации магнитных параметров на частоту возбуждаемой прецессии со временем после возбуждения. Полученные результаты имеют методическую значимость – пик в частотном спектре наблюдаемой прецессии при импульсном лазерном нагреве является асимметричным, а его ширина определяется не только затуханием, но и смещением центральной частоты со временем. С другой стороны данное наблюдение позволяет использовать нагрев фемтосекундными лазерными импульсами для локального управления дисперсией спиновой волны. Таким образом использование лазерно-индуцированного нагрева перспективно для создания оптически реконфигурируемых устройств магноники, а полученное время релаксации является важным параметром для оценки их быстродействия.

Практическая значимость экспериментальной демонстрации лазерно-индуцированного возбуждения распространяющихся магнитостатических волн заключается в следующем:

1. Продемонстрировано применение перспективного для использования в устройствах магноники материала – галфенола. Экспериментальные значения длины распространения поверхностных магнитостатических волн составили до 3.4 мкм, что сопоставимо с результатами для плёнок пермаллоя. Галфенол расширяет ограниченный на сегодняшний день круг перспективных для магноники материалов. Также FeGa обладает достаточно высокими значениями констант магнитострикции, что позволяет управлять его параметрами в том числе при помощи механических напряжений.
2. Экспериментальная демонстрация управления параметрами волны при вариации величины и направления внешнего магнитного поля является важным для проектирования элементов магноники.
3. Экспериментально полученные значения групповой скорости распространяющегося спин-волнового пакета определяют быстродействие таких устройств.

Моделирование лазерно-индуцированных спиновых волн в одиночном волноводе демонстрирует возможность оптического возбуждения волны вблизи краёв структуры в отсутствие внешнего поля. Также предсказана возможность возбуждения однонаправленно распространяющихся спиновых волн в уединенном волноводе. Практическая значимость полученных результатов

определяется современной потребностью в разработке новых гибридных фотонно-магнетонных устройств обработки информации.

**Методология и методы исследования.** Эксперименты выполнены по методике оптической двухцветной накачки-зондирования с временным и пространственным разрешением в лаб. физики ферроиков, ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Детектирование компонент намагниченности производилось в геометриях меридионального и полярного магнитооптических эффектов Керра. Для описания результатов экспериментов применены теоретические подходы, подробно описанные в тексте диссертации. Микромагнитное моделирование выполнено в свободно распространяющемся программном пакете `muMax3`. Данное программное обеспечение является стандартизированным и применяется для численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с временным и пространственным разрешением. Точный учёт дипольного взаимодействия позволяет учитывать поля рассеяния в пространственно ограниченных структурах.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. В плёнках ферромагнитного сплава галфенола ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ) начиная с момента установления термодинамического равновесия между спиновой и решёточной подсистемами после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева выполняется степенной закон для соотношения между намагниченностью насыщения и параметром магнитной анизотропии. Значение показателя степенного закона в случае тонких плёнок галфенола отличается в меньшую сторону от значения для объемного материала и зависит от толщины пленки.
2. При значении времени релаксации магнитных параметров материала после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева порядка периода возбуждаемой прецессии намагниченности происходит смещение центральной частоты прецессии со временем после возбуждения.
3. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное термическое изменение магнитокристаллической анизотропии приводит к возбуждению распространяющихся магнитостатических волн в тонкой ферромагнитной плёнке галфенола. Частота, амплитуда и длина свободного пробега возбуждаемых магнитостатических волн, распространяющихся перпендикулярно внешнему магнитному полю, зависят от угла между внешним полем и осями магнитной анизотропии образца.

4. Сверхбыстрое лазерно-индуцированное термическое изменение магнитных дипольных полей вблизи краёв волновода на основе ферромагнитного металла позволяет возбуждать распространяющиеся магнитостатические волны. Нарушение симметрии возбуждения вблизи края структуры приводит к амплитудной невзаимности возбуждаемых волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси волновода. Невзаимность достигает значений более 90 % и меняет знак при смещении области возбуждения к противоположному краю волновода.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается применением отработанных ранее экспериментальных методик, воспроизводимостью результатов при использовании различных геометрий эксперимента. Для всех экспериментальных результатов предложено описание в рамках решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Для описания распространения лазерно-индуцированных пакетов магнитостатических волн использованы классические выражения для дисперсии поверхностных магнитостатических волн. Результаты работы находятся в согласии с имеющимися в литературе данными.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались лично автором на семинарах лаборатории Физики ферроиков ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на российских и международных научных конференциях и симпозиумах:

1. Геревенков П.И., Кунту Д.В., Филатов Я.А., Калашникова А.М., Хохлов Н.Е. Эволюция магнитных параметров материала со временем при сверхбыстром лазерном нагреве, устный доклад, XXIV Международная научная конференция Новое в магнетизме и магнитных материалах НМММ-2021, Москва 1 – 8 июля, 2021.
2. P. I. Gerevenkov, D. V. Kuntu, Ia. A. Filatov, L. A. Shelukhin, A. W. Rushforth, A. M. Kalashnikova, N. E. Khokhlov, Features of laser-induced magnetization precession in ferromagnetic films with time-dependent magnetic anisotropy, Стендовый доклад, JEMS2020, Лиссабон (онлайн) 7-11 декабря, 2020.
3. P.I. Gerevenkov, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova and N.E. Khokhlov, The Effect of Temporal Evolution of Magnetic Anisotropy Parameters on the Magnetization Precession in Ferromagnetic Films. Oral. 2020 Magnetism and Magnetic Materials Conference, 2 – 6 November 2020. Online.

4. P.I. Gerevenkov, D.V. Kuntu, Ia.A. Filatov, L.A. Shelukhin, A.W. Rushforth, A.M. Kalashnikova, N.E. Khokhlov. Features of magnetization precession at temporal evolution of magnetic anisotropy parameters. Oral, V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO 2020, 14 — 18 September 2020. Online.
5. Геревенков П. И., Хохлов Н. Е., Шелухин Л. А., Щербаков А. В., Rushforth A. W., Калашникова А. М. Экспериментальное и теоретическое описание зависимостей параметров сверхбыстрой лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в сильно анизотропных тонких ферромагнитных пленках, стендовый доклад, Международная молодежная конференция ФизикаА. СПб 2019, Санкт-Петербург 22-24 октября, 2019.
6. Геревенков П. И., Филатов Я. А., Калашникова А. М., Хохлов Н. Е. Особенности распространения оптически возбуждаемых магнито-статических волн в металлическом волноводе, устный доклад, XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» (Волны-2022), Москва 5-10 июня, 2022.
7. Gerevenkov P. I., Filatov I. A., Kalashnikova A. M., Khokhlov N. E. Features of propagation of magnetostatic spin waves induced by ultrafast laser-induced anisotropy change in a waveguide, Oral, VI International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2022), Москва (онлайн) 3-7 октября, 2022.
8. Khokhlov N. E., Filatov I. A., Gerevenkov P. I., Kalashnikova A. M. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited via femtosecond laser pulses in anisotropic films, Oral, VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2022), Казань 22-26 августа, 2022.

**Личный вклад.** Защищаемые результаты диссертационной работы получены соискателем лично. Вклад автора в получение всех экспериментальных результатов, их обработку и описание, а также в написание статей является определяющим. При участии соискателя, в лаборатории физики ферроиков ФТИ им. А. Ф. Иоффе, реализована установка двухцветной накачки-зондирования с временным и пространственным разрешением. Оригинальная экспериментальная методика определения временной эволюции параметров магнитокристаллической анизотропии после импульсного лазерно-индуцированного нагрева разработана и реализована соискателем лично. Автор прини-

мал активное участие в подготовке докладов по результатам работы и лично представлял их на научных конференциях и семинарах.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в трёх статьях в журналах, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus, РИНЦ и в восьми тезисах докладов.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 112 страниц, включая 24 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 237 наименований. Основная часть работы имеет следующую структуру:

**Глава 1** содержит обзор литературы по основным механизмам лазерно-индуцированного возбуждения динамики намагниченности и методам её детектирования. Приведен обзор теоретических методов описания прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн. Рассмотрены влияния релаксационных процессов и границ магнитной среды в устройствах магноники.

**Глава 2** посвящена влиянию релаксационных процессов после импульсного лазерного нагрева на параметры возбуждаемой динамики намагниченности. Исследования проведены на эпитаксиальных плёнках галфенола ( $\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$ ) различной толщины на подложках (001)-GaAs. Предложена оригинальная методика, позволяющая разделить вклады параметров магнитокристаллической кубической и ростовой одноосной анизотропии в поле анизотропии образца с разрешением во времени после импульсного нагрева. Анализируя магнитооптические петли гистерезиса вдоль различных кристаллических направлений образцов в присутствии импульсов накачки в различные моменты времени после возбуждения определены временные зависимости намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии. Определены характерные времена релаксации магнитных параметров в металлических плёнках, которые для исследуемых образцов составили  $\approx 300$  пс. Показана выполнимость степенного закона между намагниченностью насыщения и параметром магнитокристаллической анизотропии в диапазоне от нескольких пикосекунд после возбуждения, до нескольких наносекунд. Экспериментально продемонстрировано изменение частоты лазерно-индуцированной прецессии намагниченности со временем после возбуждения, связанное с релаксацией магнитных параметров образца после импульсного нагрева.

В **Главе 3** приведены экспериментальные результаты полностью оптического возбуждения и детектирования распространяющихся магнитостатических волн в плёнке галфенола (FeGa). Эпитаксиальная плёнка галфенола толщиной 20 нм выращена на подложке (001)-GaAs. Возбуждение волн производилось сверхбыстрым термическим изменением параметров анизотропии при помощи сильно сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов. Динамика внеплоскостной компоненты намагниченности детектировалась импульсами зондирования в геометрии полярного магнитооптического эффекта Керра с временным и пространственным разрешением. Продемонстрировано возбуждение пакетов магнитостатических волн поверхностного типа детектируемых на расстояниях свыше 10 мкм от области возбуждения. Кубическая и ростовая одноосная анизотропии в плоскости плёнки приводят к зависимости параметров возбуждаемых волн (амплитуды, центральной частоты, групповой скорости и длины распространения) от азимутального направления внешнего магнитного поля. Для всех зависимостей предложено описание, хорошо согласующееся с результатами эксперимента. Максимальное значение длины распространения возбуждаемых волн (показатель экспоненциального закона) в исследуемой плёнке составляет 3.4 мкм, что сопоставимо с результатами для плёнок пермаллоя – одним из модельных металлов магноники.

**Глава 4** посвящена особенностям распространения лазерно-индуцированных магнитостатических волн в магнонных волноводах. При помощи методов микромагнитного моделирования проанализировано распространение волн в одиночном волноводе пермаллоя шириной 3.5 мкм и толщиной 10 нм. Рассмотрены случаи статического нагрева и сверхбыстрого нагрева:

- всей площади волновода,
- области, однородной по ширине и имеющей гауссов профиль вдоль длинной оси волновода,
- области, соответствующей воздействию сфокусированных лазерных импульсов.

Показано резонансное возбуждение центральной части волновода или его краёв в зависимости от величины внешнего магнитного поля (13 и 136 мТл, соответственно), перпендикулярного длинной оси структуры. В случае области возбуждения с двумерным гауссовым профилем в распространении магнитостатических волн вдоль оси волновода наблюдается амплитудная невзаимность. Невзаимность возникает в полях, соответствующих возбуждению центра волно-

вода и вызвана нарушением симметрии возбуждения вблизи краёв волновода. При приближении области возбуждения к краям волновода невзаимность достигает более 90 %. При смещении области возбуждения к противоположному краю волновода наблюдается смена знака невзаимности.

В **Заключении** приведены выводы диссертационной работы.

## Глава 1. Обзор литературы

Сверхбыстрое управление магнитным состоянием вещества при помощи сверхкоротких лазерных импульсов фемтосекундной длительности (фемтомагнетизм) – активно развивающийся в последние несколько лет раздел физики конденсированного состояния. Использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет отслеживать эволюцию магнитных систем от субпикосекундного диапазона, соответствующего обменному взаимодействию, до нескольких наносекунд, где наблюдаются прецессия и переключение намагниченности. Активное развитие данного направления началось после демонстрации в 1996 году субпикосекундного размагничивания тонкой плёнки никеля лазерным импульсом длительностью 60 фс [1]. Экспериментальная демонстрация новых эффектов, наблюдаемых при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную среду, подняла ряд фундаментальных вопросов о эволюции таких систем после сверхбыстрого возбуждения [2; 3]. С практической точки зрения, возрастающие требования к скорости записи и обработки информации вызывают интерес к новым способам управления магнитным состоянием вещества на субнаносекундном временном масштабе.

Большой прикладной интерес к возбуждаемой магнитной динамике (прецессии намагниченности и распространяющимся спиновым волнам) возник в связи с развитием другого направления – магноники, раздела спинтроники, в котором рассматривается возможность создания вычислительных систем, основанных на спиновых волнах. Передача и обработка информации в таких системах осуществляется волной намагниченности и не связана с переносом заряда. На данный момент основная работа осуществляется в двух направлениях: создание прототипов магنونных устройств (как реализующих функционал существующих электронных устройств, так и демонстрирующих новые возможности, связанные, например, с волновой природой явления) и интеграция магноники с существующими комплементарными схемами металл-оксид-полупроводник (КМОП) для получения гибридных вычислительных систем. Предполагается [4; 5], что использование магنونных устройств позволит увеличить энергоэффективность вычислений и уменьшить вычислительные устройства. Основным препятствием на пути создания конечных устройств

являются вопросы энергоэффективных усиления волны между магнотонными элементами и возбуждения распространяющихся волн.

Перспективным методом лазерно-индуцированного возбуждения прецессии намагниченности [6] и распространяющихся магнитостатических волн является сверхбыстрое термическое изменение анизотропии. В рамках данного подхода возможна также локальная модификация дисперсии спиновых волн [7–9], что позволяет реализовать оптически реконфигурируемые устройства магноники, и переключение намагниченности [10; 11], позволяющее оптически записывать информацию на магнитном носителе. Возможность применения лазерно-индуцированного термического изменения анизотропии для создания устройств магноники подробно рассмотрена в тексте данной диссертационной работы.

В этой главе рассматриваются существующие на данный момент результаты исследований взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с магнитной средой и распространения магнитостатических волн. В разделе 1.1 рассмотрено воздействие фемтосекундных лазерных импульсов при малом поглощении магнитной средой. В разделе 1.2 рассматриваются эффекты, связанные с термическим воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. В разделе 1.3 рассмотрены основные результаты по возбуждению и детектированию прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн. В разделе 1.4 рассмотрено влияние процессов релаксации магнитных параметров к равновесному значению после лазерно-индуцированного нагрева на возбуждаемую динамику намагниченности. В разделе 1.5 рассмотрены основные результаты возбуждения спиновых волн в конечных структурах, таких как магнотонные волноводы и резонаторы. В разделе 1.6 рассмотрены основные экспериментальные методы возбуждения и детектирования прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн, а также теоретические подходы к описанию наблюдаемых явлений.

## 1.1 Нетермическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную среду

### 1.1.1 Оптомагнитные эффекты

Для слабодиссипативных сред возможно лазерно-индуцированное возбуждение динамики намагниченности за счёт оптомагнитных эффектов [12]. В ряде работ продемонстрировано возбуждение прецессии намагниченности [13–17], распространяющихся магнитостатических волн [18–22] и спин-волнового резонанса [23] при помощи обратного эффекта Фарадея в диэлектрических магнетиках. Данный эффект наблюдается при возбуждении циркулярно поляризованными импульсами, воздействие которых, как продемонстрировано в [13], аналогично импульсу магнитного поля. Поле этого импульса коллинеарно волновому вектору лазерного импульса, а направление определяется циркулярной поляризацией: левой или правой.

Аналогичным образом используя обратный эффект Коттона-Мутона возбуждение прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн продемонстрировано в [24–26]. Для данного механизма необходима линейная поляризация возбуждающего импульса, а также ненулевая величина магнитного момента подрешётки.

Индукцируемый оптомагнитными эффектами импульс эффективного магнитного поля существует в материале на временах порядка длительности возбуждающего импульса, что значительно меньше характерных времён релаксации описываемых далее механизмов возбуждения. Другой характерной особенностью данных эффектов является сильная зависимость от поляризации лазерного импульса, что позволяет определять какой механизм возбуждения наблюдается в эксперименте.

### 1.1.2 Фотомагнитные эффекты

К нетермическим методам лазерно-индуцированного изменения анизотропии относится фотомагнитное наведение оси анизотропии. В данном случае изменение анизотропии не связано с нагревом материала лазерным импульсом, в отличие от методов термического изменения анизотропии, которые будут обсуждаться далее (см. раздел 1.2.2). В работах [8; 10; 27—29] продемонстрировано лазерно-индуцированное возбуждение магнитной динамики в замещённых плёнках ферритов-гранатов. Параметры возбуждаемой динамики зависят от поляризации импульсов возбуждения и описываются введением в систему дополнительной индуцируемой импульсом оси одноосной анизотропии. Явление связывается с электронными переходами в материале под воздействием лазерного импульса, создающими ось анизотропии. Релаксация возбуждённого состояния происходит дольше случая возбуждения оптомагнитными эффектами, но быстрее, чем при термическом изменении анизотропии [8]. Отличительной чертой данного эффекта является индуцирование новой оси анизотропии, что позволяет разделять вклад фотомагнитных эффектов с оптомагнитными, действующими как импульс эффективного поля, и термическим изменением анизотропии, уменьшающим уже существующие в материале вклады анизотропии.

## 1.2 Термическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов

### 1.2.1 Размагничивание

В ранних работах по лазерному возбуждению металлических плёнок магнитных металлов при длительностях импульсов в нано- и пикосекундном диапазонах не наблюдалось эффектов, качественно отличных от наблюдаемых при статическом нагреве. Как показано в более поздних экспериментах, при длительностях импульсов в десятки пикосекунд и более наблюдается только

динамика в условиях термического равновесия между различными подсистемами. В работе [1] при помощи фемтосекундных лазерных импульсов впервые продемонстрировано сверхбыстрое размагничивание плёнки никеля (см. рисунок 1.1 а). Измерения сверхбыстрого размагничивания в работе проводились по методике накачка-зондирование, описание которой приводится в разделе 1.6.3. Данный эффект заключается в резком уменьшении намагниченности за время порядка 1 пс с последующей более медленной частичной релаксацией за время порядка 10 пс. При этом на временной зависимости отражения/пропускания в аналогичном диапазоне времён особенностей не наблюдается. Явление объясняется авторами как частичное разрушение магнитного упорядочения на субпикосекундном интервале времён под воздействием лазерного импульса накачки длительностью 60 фс. Позднее эффект был подтверждён в экспериментах по детектированию лазерно-индуцируемой эмиссии терагерцового излучения [30].

Магнитооптические измерения размагничивания подробно рассмотрены в [31]. В работе продемонстрировано, что за первые пикосекунды после возбуждения изменяется не только намагниченность плёнки Ni, но и магнитооптические константы, что приводит к непропорциональности между изменением намагниченности и магнитооптическим сигналом в магнитооптических эффектах Керра и Фарадея. Таким образом оптические измерения не позволяют точно определять величину изменения намагниченности сразу после возбуждения фемтосекундным лазерным импульсом.

Точная микроскопическая теория сверхбыстрого размагничивания не получена до сих пор. В [32] предложена феноменологическая трёхтемпературная модель для объяснения размагничивания в металлах. В данной модели рассматриваются температуры различных подсистем (электронной, спиновой и решёточной) и взаимодействие между ними (см. рисунок 1.1 б). Предполагая, что фемтосекундный лазерный импульс поглощается преимущественно электронной подсистемой, возможно описание зависимостей температуры решёточной и спиновой подсистем от времени после возбуждения при различных значениях параметров связи  $G_{ij}$ . На рисунке 1.1 с показаны результаты расчёта температуры спиновой подсистемы для металлического  $T_s^{metal}$  и диэлектрического  $T_s^{diel}$  материалов.

Результаты моделирования лазерно-индуцированной магнитной динамики в рамках уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта демонстрируют хорошее

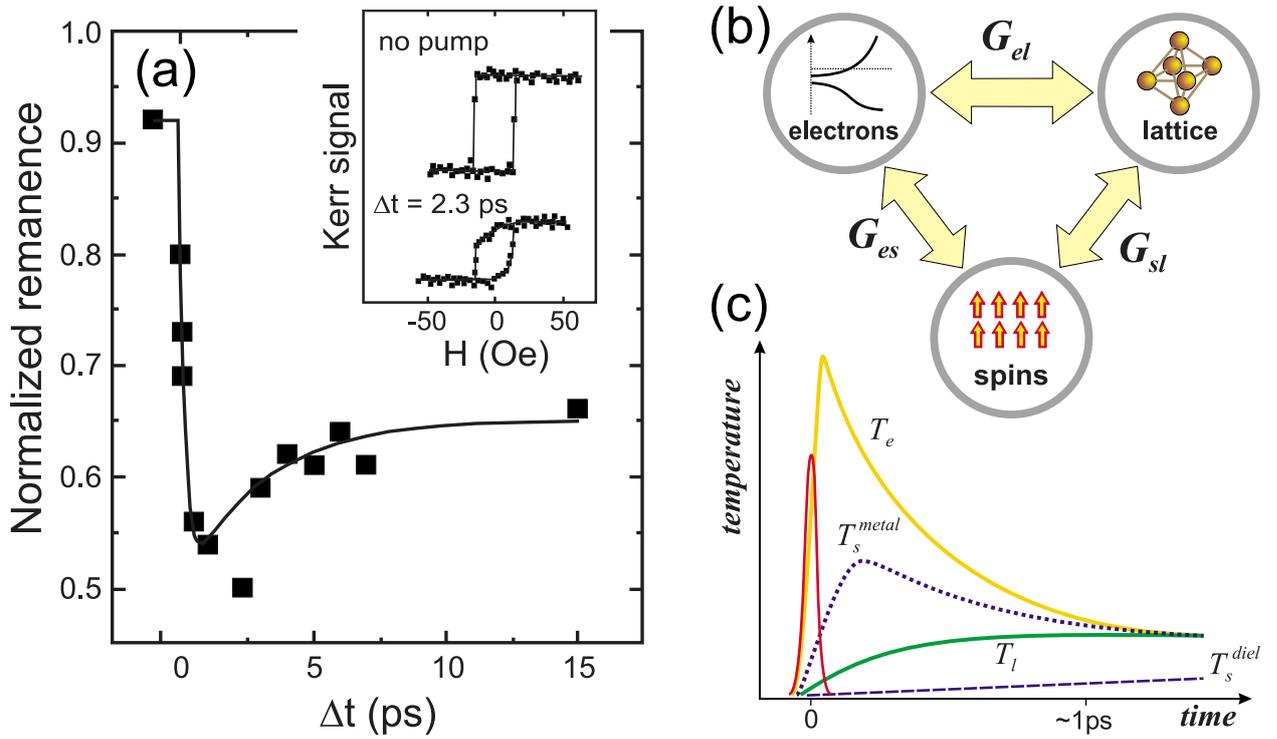


Рисунок 1.1 — (a) магнитооптический сигнал в плёнке Ni, как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования. На вставке показан вид петель гистерезиса в отсутствии импульсов накачки и через 2.3 пс после возбуждения. Иллюстрация воспроизведена из [1]. Иллюстрация взаимодействующих резервуаров и связей  $G_{ij}$  между ними (b) и характер зависимости от времени после возбуждения температур электронной  $T_e$ , решёточной  $T_l$  и спиновой систем при значениях параметров связи, характерных для металлических  $T_s^{metal}$  и диэлектрических  $T_s^{diel}$  материалов (c). Иллюстрации воспроизведены из [2].  
согласие с экспериментом после установления температурного равновесия между подсистемами [33].

### 1.2.2 Термическое изменение анизотропии

Описанные выше методы лазерно-индуцированного возбуждения динамики намагниченности накладывают ограничения на выбор материалов. Для них требуется определённая электронная структура, наличие фазового или электронного перехода. Рассматриваемые в этом разделе термические механизмы

возможны как в металлах, так и диэлектриках и требуют только существования магнитной анизотропии в образце.

Классическим методом измерения параметров анизотропии является измерение ферромагнитного резонанса, частота которого зависит от величина эффективного магнитного поля [34]. Значение параметров анизотропии в этом случае оценивается по изменению частоты с ориентацией намагниченности, т.е. при изменении направления внешнего магнитного поля [35]. Для детектирования частоты резонанса применяются методики измерения спектров поглощения переменного поля при помощи векторного анализатора цепей (ВАЦ) [36], либо методики непосредственного измерения частоты резонанса при помощи магнитооптических методов или Мандельштам—Бриллюэновского рассеяния света (МБРС).

Другим способом измерения параметров анизотропии является измерение статических полевых зависимостей компонент намагниченности: петель гистерезиса и кривых намагничивания [37]. Высокая точность таких измерений достигается в СКВИД-магнитометрии [38; 39]. Также полевые зависимости измеряют при помощи вибромагнитометрии [40] и магнитооптическими методами [41; 42].

Достаточным для измерения лазерно-индуцированных изменений анизотропии временным разрешением обладают оптические методы. Далее рассмотрим основные механизмы взаимодействия импульсов возбуждения с поглощающей средой.

При достаточно больших значениях параметров магнитострикции импульсы деформации, вносимые в материал, индуцируют дополнительные оси анизотропии. При этом, по аналогии со спин-ориентационными переходами и фотомагнитными эффектами, изменяется направление эффективного магнитного поля. Использование фемтосекундных лазерных импульсов, которые при поглощении тонкой плёнкой приводят к её термическому расширению, позволяет добиваться импульсов деформации большой амплитуды и пикосекундной длительности [43]. В работах [44; 45] продемонстрировано, что созданный на одной стороне подложки импульс деформации после прохождения сквозь образец возбуждает магнитную динамику в ферромагнитной плёнке на другой её стороне. В работах [46; 47] продемонстрирована магнитная динамика, индуцируемая импульсом деформации при лазерном возбуждении металлической ферромагнитной плёнки. При этом возбуждение ферромагнитной плёнки

приводит к сосуществующим термическому изменению анизотропии, размагничиванию и импульсу деформации.

Нескомпенсированные дипольные поля (поля размагничивания) возникающие в конечных образцах, обладающих макроскопическим магнитным моментом, можно представить в виде вклада анизотропии [37]. Введённая подобным образом анизотропия называется анизотропией формы, т.к. определяется геометрией образца. Для плёнок, анизотропия формы является анизотропией типа лёгкая плоскость, направление трудного намагничивания которой совпадает с нормалью к плоскости плёнки. Энергия анизотропии формы в случае тонкой плёнки имеет вид:

$$E_M = \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 m_z^2 \quad (1.1)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $M_S$  – намагниченность насыщения,  $m_z$  – компонента единичного вектора намагниченности, перпендикулярная плоскости плёнки.

В работе [48] продемонстрировано, что при равновесной ориентации намагниченности, имеющей ненулевые проекции как в плоскости плёнки, так и на нормаль к ней, вызванное сверхбыстрым лазерно-индуцированным размагничиванием изменение анизотропии формы приводит к возбуждению прецессии намагниченности. Важно отметить, что в данном случае происходит возбуждение электронной подсистемы. В отличие от случая изменения магнитокристаллической анизотропии, который будет рассмотрен далее, лазерно-индуцированное размагничивание происходит на субпикосекундном временном масштабе, что провозволяет возбуждать более высокочастотную динамику.

Так как параметры магнитокристаллической анизотропии зависят от температуры, их величиной возможно управлять при помощи лазерных импульсов. В работе [49] продемонстрировано возбуждение прецессии намагниченности за счёт термического лазерно-индуцируемого изменения анизотропии тонкой монокристаллической плёнки железа. Предполагается, что термическое изменение параметров анизотропии происходит на временах изменения температуры решёточной подсистемы ( $\sim 1$  пс), что медленнее характерного времени размагничивания, но достаточно для возбуждения магнитной динамики в материалах, перспективных для использования в устройствах магноники [50]. С другой стороны, в условиях равновесия изменение параметров анизотропии с температурой больше изменения  $M_S$  вдали от температуры Кюри. В [51; 52]

продемонстрировано для равновесного случая выполнимость для монокристаллического объёмного образца железа степенного закона:

$$K(T)/K(0) = [M_S(T)/M_S(0)]^{\frac{n(n+1)}{2}}, \quad (1.2)$$

где  $K(T)$  – значение параметра анизотропии при температуре  $T$ ,  $n$  – порядок разложения по направляющим косинусам в выражении для энергии анизотропии. Термическое изменение анизотропии при помощи фемтосекундных лазерных импульсов позволяет возбуждать динамику намагниченности в материалах, в которых не наблюдается сверхбыстрое размагничивание, таких как диэлектрические ферро- и ферримагнетики [53–55].

Другим способом сверхбыстрого термического управления анизотропией являются лазерно-индуцированные спин-ориентационные переходы. В ряде материалов сосуществуют сразу несколько вкладов в анизотропию. Эти вклады могут как все иметь магнитокристаллическую природу [56], так и возникать на интерфейсах [34], либо вследствие внешних воздействий (таких как магнитострикционные). При условии различной зависимости от температуры и различной ориентации осей лёгкого намагничивания для вкладов, при некоторой температуре может реализовываться изменение равновесного направления намагниченности. В работах [57–60] продемонстрировано возбуждение динамики намагниченности при индуцированном фемтосекундным лазерным импульсом преодолении температуры спин-ориентационного перехода. Изменение равновесного направления намагниченности, а не величины поля анизотропии в данном механизме делает возможным возбуждение магнитной динамики в т.ч. в материалах с нулевым макроскопическим магнитным моментом.

### 1.2.3 Влияние точки компенсации магнитного и углового моментов

Для многоподрешёточных магнетиков с различными температурными зависимостями магнитных параметров для подрешёток характерно появление точек компенсации магнитного и углового моментов [61–63]. Т.е. при температурах  $T_M$  и  $T_A$  наблюдается обращение в ноль суммарной намагниченности и суммарного углового момента подрешёток, соответственно. При возбуждении

фемтосекундными лазерными импульсами вблизи температуры  $T_A$  наблюдается увеличение эффективных значений гиромагнитного отношения и параметра затухания Гильберта [64]. Для реализации таких систем существенным является различие значений гиромагнитного отношения в подрешётках. Подобные системы вызывают большой интерес для применения в устройствах магнитной записи информации при помощи фемтосекундных лазерных импульсов. Вблизи  $T_A$  возможна реализация безпрецессионного переключения намагниченности, что позволяет уменьшить время записи бита до субнаносекундного масштаба [65].

### 1.3 Прецессия намагниченности и магнитостатические волны

Спиновые волны вызывают интерес с точки зрения использования в устройствах магноники для кодирования, передачи и обработки информации [50; 66; 67]. Использование спиновых волн позволяет уменьшить размер вычислительных элементов до нанометровых размеров благодаря нанометровым длинам волн и избавиться от паразитного нагрева, связанного с переносом заряда. Кроме того, при использовании спиновых волн возможно кодирование информации не только посредством амплитуды, но и частоты и фазы волны. Дальнейшее развитие магноники зависит от разработки подходов к возбуждению и управлению параметрами спиновых волн. Для интеграции элементов магноники с устройствами электроники и фотоники необходимы эффективные механизмы возбуждения магнитной динамики при помощи электрических и оптических импульсов [68–70]. Другим требованием для реализации магنونных устройств является поиск материалов и структур на их основе, демонстрирующих достаточную длину распространения спиновых волн [71–75].

Оптическое возбуждение позволяет управлять магнитными параметрами на различных временных масштабах вплоть до фемтосекунд [2; 76]. Данный факт привёл к формированию области оптомагноники [9; 18; 77–81], где лазерные импульсы используются как для возбуждения спиновой динамики, так и для управления её параметрами. В [18; 82–84] продемонстрировано возбуждение спиновых волн с заданными волновым числом и направлением распространения. На данный момент продемонстрировано возбуждение спино-

вых волн при помощи сверхбыстрых опто-магнитных эффектов [18; 26; 82—85], сверхбыстрого размагничивания [79; 86—89] и магнитострикционной связи с упругой волной [19; 85; 90—92]. Все перечисленные механизмы накладывают ограничения на параметры материала и лазерного импульса и/или на геометрию возбуждения. Кроме перечисленных, продемонстрированы и другие сверхбыстрые механизмы возбуждения магнитных сред [2], однако возможность их использования для запуска спиновых волн на данный момент не изучена. Диапазон материалов для наблюдения магнитостатических спиновых волн в настоящий момент также сильно ограничен [50].

#### 1.4 Релаксационные процессы в магнонике

Для работы устройств спинтроники и магноники различные релаксационные процессы, следующие за возмущением магнитного состояния внешним стимулом, играют такую же важную роль, как и сами процессы возбуждения. Например, прецессионное переключение намагниченности в спиновых клапанах, приводимых в действие импульсами магнитного поля или электрического тока, требует существенного демпфирования прецессии [93], в то время как низкое демпфирование желательно для наноосцилляторов [94; 95] и спин-волновых логических устройств [96]. С другой стороны, процессы рассеивания тепла создают ограничения для высоких скоростей работы устройств, таких как магнитная память STT-MRAM [97; 98] и HAMR [99].

Недавний прогресс в сверхбыстром управлении магнитными средами с помощью фемто- и пикосекундных лазерных импульсов создал дополнительный интерес к изучению управления релаксационными процессами после оптического возбуждения. Скорость охлаждения электронной, фононной и спиновой систем определяется плотностью энергии и длительностью лазерного излучения. В ряде работ определены подходящие параметры возбуждения для полностью оптического переключения намагниченности одиночным импульсом [100—102] и серией импульсов [103—105] в металлах. Управляемое лазерными импульсами прецессионное переключение нетеплового [27] и теплового [11; 106] происхождения, по-видимому, возможно благодаря тонкому балансу между магнитным затуханием и временем жизни измененного со-

стояния магнитной анизотропии. Последние работы подчеркнули важность понимания не только как магнитная анизотропия реагирует на лазерный нагрев в субпикосекундном масштабе времени [48; 54; 57; 107; 108], но также и то, как быстро она релаксирует до равновесного значения [109].

Параметры магнитной анизотропии в состоянии равновесия могут быть получены с высокой точностью с помощью ферромагнитного резонанса [34] или измерений углового момента [110]. Поскольку эти методы несовместимы с измерениями с временным разрешением, эволюция магнитной анизотропии после сверхбыстрого лазерного возбуждения обычно оценивается косвенно, отслеживая лазерно-индуцированную прецессию. Однако это позволяет надежно отслеживать только большие величины изменения магнитной анизотропии [8; 27; 111; 112]. В случае незначительных изменений часто приходится делать предположения относительно временной эволюции магнитной анизотропии.

## 1.5 Спиновые волны в конечных структурах

Создание магнонных логических элементов с низкими энергозатратами является быстро развивающейся областью современного магнетизма [4; 67; 73; 113]. Малая длина волны спиновых волн позволяет уменьшить размеры вычислительных устройств до десятков нанометров [114–116]. Более того, магноника позволяет упростить конструкцию некоторых устройств и использовать при передаче информации не только амплитуду, но и фазу волны [5; 116; 117]. Технология также перспективна для реализации устройств нейроморфных и резервуарных вычислений [118–121]. Перспективность использования спиновых волн для вычислительных устройств также объясняется естественной амплитудной и частотной невязимостями данных типов волн [122–124]. Эта особенность важна, например, для реализации однонаправленных устройств, диодов и изоляторов [125–127]. Интерес к магнонике привёл к появлению за последние несколько лет множества экспериментальных прототипов невязимых устройств, таких как полусумматор [116], мажоритарный элемент [117; 128], транзистор [129], циркулятор [125] и других. Большинство таких устройств основаны на распространении спиновых волн, возбуждаемых монохроматическим излучением микрополосковых антенн, в волноводах [130–133] и магнонных

кристаллах на их основе [134; 135]. Однако в настоящее время активно рассматриваются альтернативные способы возбуждения, такие как использование магнитоэлектрических преобразователей [136—142], основанных на передаче углового момента наноосцилляторов [68; 143] и фемтосекундных лазерных импульсов [18; 79]. В последнем случае возбуждается широкий спектр частот спиновых волн, а распространение происходит в форме волнового пакета [87; 144; 145]. Распространение таких пакетов спиновых волн даже в случае бесконечной плёнки сопровождается специфической эволюцией спектра, направленностью и т. д., возникающих из-за локализации лазерно-индуцированного возбуждения [A1; 79; 83; 146]. Возбуждаемые фемтосекундными лазерными импульсами спиновые волны только начинают рассматриваться в магнонных элементах, таких как резонаторы [20] и массивы ферромагнитных волноводов [147—149]. Однако случай оптического возбуждения уединённого волновода на данный момент остаётся малоизученным. В отличие от бесконечной плёнки, в конечных структурах вклад дипольных полей вблизи края магнитной среды приводит к возникновению магнитных неоднородностей и, таким образом, новых эффектов, влияющих на параметры спиновых волн. Например, краевые эффекты в магнонных волноводах приводят к уменьшению резонансной частоты магнитной динамики от центра к краю элемента. Это явление приводит к селективности областей распространения волны по сечению волновода в зависимости от частоты возбуждающего монохроматического поля микрополосковой антенны [150; 151]. Случай локализованного по ширине волновода возбуждения, как описано выше, только начинает рассматриваться и требует дальнейшего изучения.

## 1.6 Экспериментальные и теоретические методы исследования динамики намагниченности

### 1.6.1 Возбуждение и детектирование при помощи микрополосковых антенн

Ранние исследования распространяющихся магнитостатических волн проводились при помощи микрополосковых антенн. Данные антенны располагаются вблизи, либо напыляются на поверхность исследуемого образца. При пропускании переменного тока через антенну вокруг неё создаётся переменное магнитное поле, при помощи которого возбуждается динамика намагниченности. Резонансная частота возбуждаемой динамики (частота ферромагнитного резонанса, стоячих спиновых волн и т.п.) оценивается по величине поглощения пропускаемого через антенну сигнала. В таких экспериментах сканирование осуществляется по частоте возбуждения и/или величине и направлению внешнего магнитного поля. В современных работах для генерирования и детектирования сверхвысокочастотного сигнала используются векторные анализаторы цепей (ВАЦ).

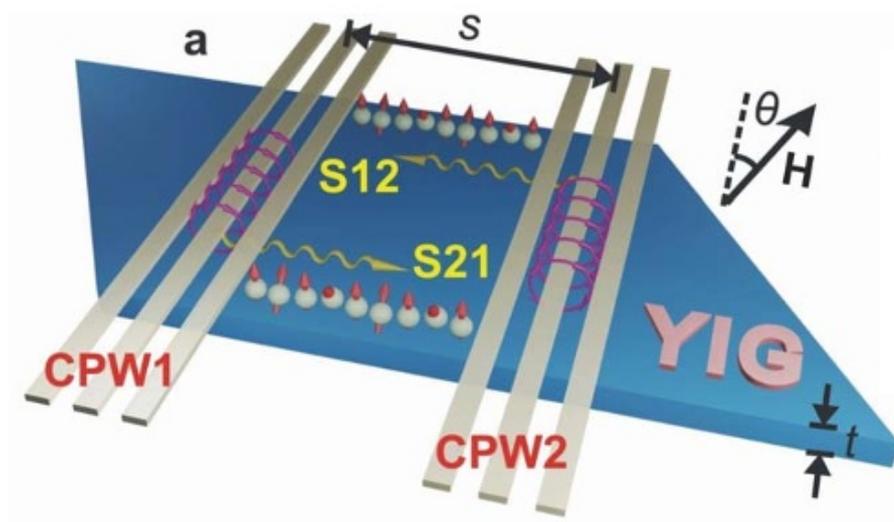


Рисунок 1.2 — Схема измерения магнитостатических волн при помощи двух микрополосковых антенн (CPW1 и CPW2).  $s$  — расстояние между антеннами.

Иллюстрация воспроизведена из [152].

Для возбуждения и детектирования распространяющихся магнитостатических волн необходимо как минимум две разнесённые в пространстве микрополосковые антенны (CPW1 и CPW2 на рисунке 1.2). Сигнал от спиновых волн в такой системе регистрируется при их распространении от одной антенны к другой на расстоянии  $s$ . При этом прецессия намагниченности под антенной создаёт переменное магнитное поле, регистрируемое ВАЦ. Для описания сигнала при детектировании распространяющихся магнитостатических волн используют подход S-параметров [153]. Связанное со спиновыми волнами пропускание системы при возбуждении CPW1 и детектировании CPW2 оценивается по параметру  $S_{12}$  (см. рисунок 1.2).  $S_{21}$  описывает пропускание в противоположном направлении. Параметры  $S_{11}$  и  $S_{22}$  описывают поглощение, связанное с возбуждением динамики намагниченности для 1 и 2 антенны, соответственно.

При возбуждении микрополосковыми антеннами, ввиду их геометрии, распространяются спиновые волны с плоским фронтом. Этот факт позволяет значительно упростить теоретическое описание наблюдаемых явлений, сводя задачу к одномерному распространению. С другой стороны это ограничивает гибкость при возбуждении волны [18] и не позволяет использовать полученные результаты для описания магнитостатических волн, распространяющихся из точечного источника [A1]. Ограничение величины возбуждаемых волновых чисел из-за конечных размеров возбуждающей антенны, применение медленно меняющегося или постоянно действующего монохроматического возбуждения и сложность изменения положения детектирования не позволяют возбуждать в экспериментах с ВАЦ распространяющиеся короткие волновые пакеты и детектировать их изменение со временем [144]. Также громоздкость микрополосковых антенн ограничивает их использование в будущих элементах магноники, требующих миниатюризации [5]. Тем не менее совмещение возбуждения и детектирования при помощи микрополосковых антенн с другими методами позволяет получать новую информацию о распространяющихся спиновых волнах.

### 1.6.2 Рассеяние света Мандельштама-Бриллюэна

Одним из широко применяемых для детектирования распространяющихся спиновых волн методов является мандельштам-бриллюэновское рассеяние света (МБРС) [67]. В основе данного метода лежит рассеяние света на магнитных неоднородностях магнитоупорядоченной среды. За счёт периодического изменения диэлектрической проницаемости, связанного с отклонениями намагниченности, распространяющиеся спиновые волны действуют как движущиеся дифракционные решётки для зондирующего лазерного луча. Пространственный период волны является периодом такой решётки и однозначно определяет угол рассеяния света:

$$\sin \theta = \frac{\lambda_C}{n\lambda_B}, \quad (1.3)$$

где  $\theta$  – угол рассеяния,  $\lambda_C$  – длина волны падающего света,  $\lambda_B$  – длина спиновой волны,  $n$  – показатель преломления в среде.

Собирая рассеянный под определённым углом свет и пользуясь выражением (1.3) можно однозначно определить волновое число, для которого проводятся измерения. Так как рассеивающая решётка является движущейся, происходит доплеровский сдвиг частоты рассеянного излучения относительно частоты падающего ( $f_0$ ) на частоту магнитной динамики ( $f_B$ ). В типичном спектре МБРС выделяются стоксова  $f_0 - f_B$  и антистоксова  $f_0 + f_B$  компоненты, характеризующие волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Таким образом, детектирование спектров света, рассеянного под разными углами, позволяет получить информацию о дисперсии (зависимости частоты от волнового числа) спиновых волн.

На рисунке 1.3 приведена схема типичной установки измерения спектров МБРС. Излучение одномодового лазера фокусируется на образец при помощи линзы или микрообъектива. Часть падающего луча отщепляется для использования в качестве опорного пучка. Рассеянный образцом свет раскладывается в спектр при помощи интерферометра Фабри-Перо. Движением образца в фокальной плоскости фокусирующего элемента при необходимости осуществляется сканирование.

При помощи МБРС возможно детектирование термических некогерентных спиновых волн [155]. Такие волны существуют при конечной температуре

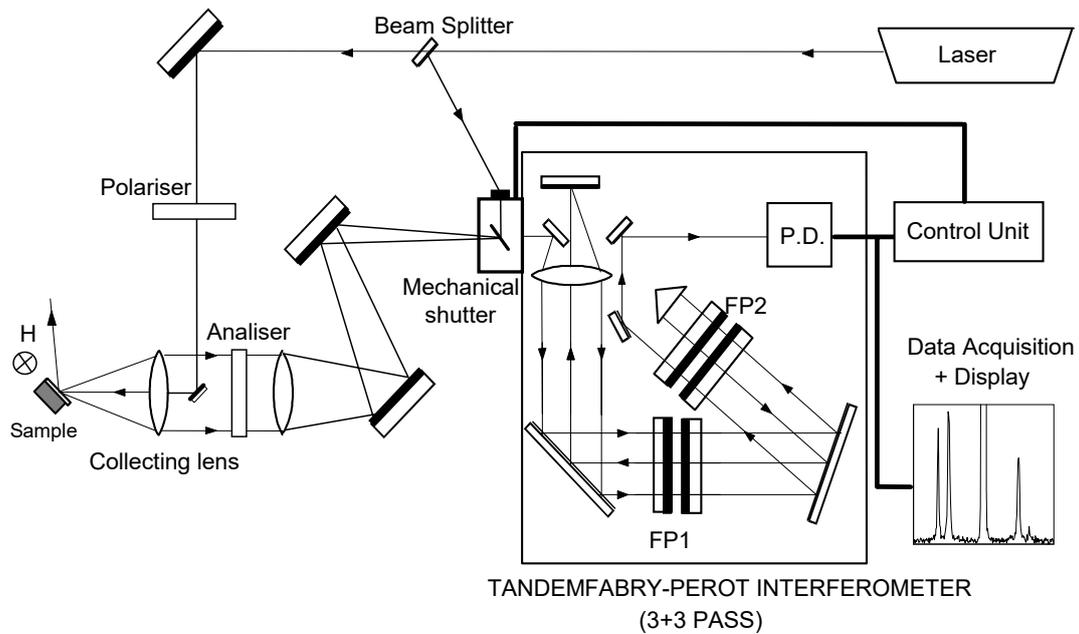


Рисунок 1.3 — Схема установки измерения спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния света на основе шестипроходного интерферометра Фабри-Перо. Иллюстрация воспроизведена из [154].

и не требуют дополнительного возбуждения. Для изучения когерентных волн в широком диапазоне частот и волновых чисел [156] необходимо дополнительное возбуждение системы, такое как переменные поля от микрополосковых антенн, обсуждавшиеся ранее. Достоинствами данного метода является высокое пространственное разрешение, характерное для всех оптических методов, и возможность локального измерения дисперсии магнитостатических волн.

### 1.6.3 Оптическая фемтосекундная накачка-зондирование

При возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами наблюдаемые эффекты, как правило, имеют длительности от фемтосекунд до нескольких наносекунд. Для детектирования таких эффектов необходимо соответствующее разрешение во времени. Очевидно, что подходящей разрешающей способностью обладают сами фемтосекундные лазерные импульсы. Для детектирования лазерно-индуцированной динамики намагниченности применяют методику накачки-зондирования. В рамках данной методики фемтосекундный лазерный импульс разделяется на два: более мощную накачку и достаточно слабый, чтобы

не изменять состояние системы, импульс зондирования. Контролируемо изменяя задержку во времени между импульсами накачки и зондирования возможно измерить эволюцию системы после лазерного возбуждения.

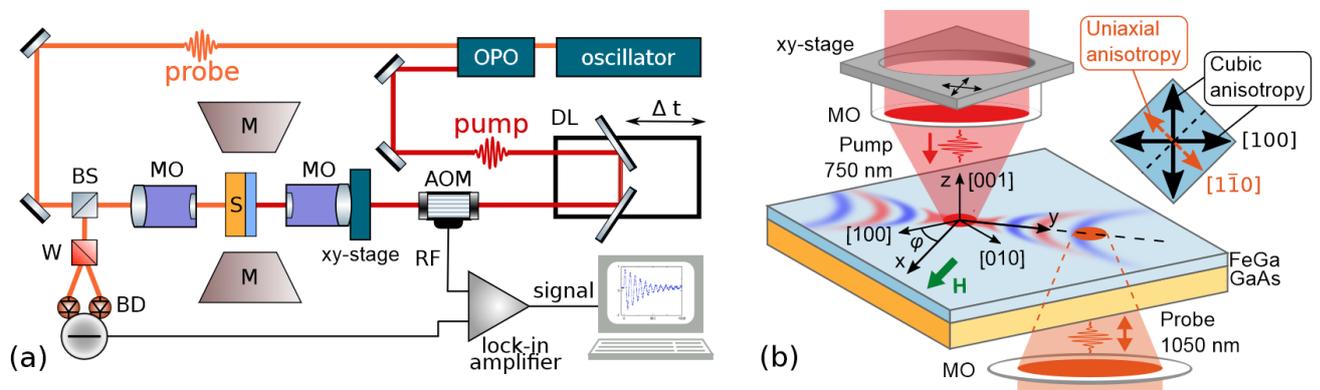


Рисунок 1.4 — (а) Схема установки двухцветной накачки-зондирования и (б) схема фокусировки импульсов при детектировании распространяющихся магнитостатических волн. Иллюстрация воспроизведена из [145].

На рисунке 1.4 приведён пример экспериментальной установки полностью оптического возбуждения и детектирования прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн. Рисунок 1.4 а демонстрирует принципиальную схему установки. Использование фемтосекундной лазерной системы с перестраиваемой центральной длиной волны позволяет спектрально разделить импульсы накачки и зондирования, что облегчает детектирование последних. Для получения разрешения во времени изменяется длина оптического пути одного из импульсов при помощи механического транслятора (DL). Импульсы фокусируются на поверхность образца при помощи микрообъективов (МО). Состояние намагниченности в точке определяется по отражённому/прошедшему импульсу зондирования, для чего используются магнитооптические эффекты. В случае образцов металлических плёнок часто используется полярный магнитооптический эффект Керра, заключающийся в повороте плоскости поляризации линейно поляризованного импульса зондирования при отражении от намагниченной среды. При этом поворот плоскости поляризации пропорционален проекции намагниченности на нормаль к плоскости плёнки (при нормальном падении импульсов зондирования). Для детектирования поляризации импульсов зондирования используется оптическая балансная схема, состоящая из призмы Волластона (W), раскладывающей импульс на две

ортогонально поляризованные части, и балансного детектора (BD), измеряющего интенсивности этих частей. Для улучшения соотношения сигнал/шум используется детектирование по методике синхронного усиления. Для этого интенсивность импульсов в одном из оптических путей периодически модулируется (на рисунке 1.4 а для этого используется акусто-оптический модулятор [АОМ]). При помощи синхронного усилителя (Lock-in amplifier) выделяется компонента измеряемого балансным детектором сигнала на частоте модуляции.

Пространственное разрешение, необходимое для детектирования распространяющихся магнитостатических волн, достигается при смещении области фокусировки накачки относительно зондирования (см. схему на рисунке 1.4 b). На схеме такое смещение выполнено при помощи установки фокусирующего объектива в оптическом пути накачки на пьезотранслятор (xy-stage). Оптические методы позволяют получать пространственное разрешение до нескольких сотен нанометров. При этом возможность фокусировки импульсов накачки в малую область позволяет возбуждать большие значения волновых чисел, чем доступны в экспериментах с микрополосковыми антеннами. Кроме того, эксперименты по методике накачка-зондирование с пространственным разрешением позволяют получать информацию о фазе волны в каждой точке пространства, её фазовой и групповой скоростях [A1].

В [26; 85; 157; 158] для детектирования распространяющихся магнитостатических волн используется CCD камера, что позволяет получать информацию о пространственном распределении намагниченности на одном изображении, а не поточечным сканированием. В [159; 160] продемонстрировано одноимпульсное детектирование. В отличие от классической реализации, где сигнал усредняется по большому числу измерений, в одноимпульсном методе анализируются изменения, вносимые в образец единичным импульсом возбуждения. Учёт воздействия единичных импульсов накачки является важным при изучении таких процессов, как переключение намагниченности. Кроме оптических импульсов, детектирование может осуществляться электронным пучком [161; 162], рентгеновским [128; 163] либо терагерцовым [164; 165] излучением и т.д.

### 1.6.4 Теоретические методы описания динамики намагниченности

Динамика намагниченности во внешнем магнитном поле описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [166; 167]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma|\mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{M_S} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1.4)$$

где  $\mathbf{M}$  – магнитный момент единицы объёма,  $\mathbf{H}$  – вектор напряжённости магнитного поля,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания Гильберта,  $t$  – время.

При дополнительных вкладах полей рассеяния на краях магнитной среды, магнитной анизотропии и т.д. решение уравнения (1.4) в общем случае затруднительно. Для описания прецессии намагниченности и спиновых волн применяют линеаризацию данного уравнения. В [168] предложен один из методов такой линеаризации, позволяющий определить параметры прецессии намагниченности. Для этого выполняется переход от внешнего магнитного поля к свободной энергии магнетика  $U$ , а уравнение (1.4) записывается в сферических координатах:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{|\gamma|}{M_S \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} - \frac{\alpha |\gamma|}{M_S} \frac{\partial U}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{|\gamma|}{M_S \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{\alpha |\gamma|}{M_S \sin^2 \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} \end{cases} \quad (1.5)$$

где  $\varphi$  и  $\theta$  – азимутальный и полярный углы вектора намагниченности.

Далее свободная энергия раскладывается в ряд по степеням отклонения намагниченности от равновесного положения. Предполагая отклонения  $\sim E^{(i\omega t)}$ , где  $\omega$  – угловая частота прецессии намагниченности, а  $i$  – мнимая единица, и ограничиваясь вторым членом в разложении имеем:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \frac{|\gamma|}{M_S \sin \theta_0} \sqrt{U_{\theta\theta} U_{\varphi\varphi} - U_{\theta\varphi}^2}, \\ \omega_d &= \frac{1}{2} \frac{\alpha |\gamma| (U_{\theta\theta} + \operatorname{cosec} \theta_0^2 U_{\varphi\varphi})}{M_S}, \\ N &= \frac{\sqrt{U_{\theta\theta} U_{\varphi\varphi} - U_{\theta\varphi}^2}}{U_{\theta\theta} - \alpha U_{\theta\varphi} \operatorname{cosec} \theta_0} \end{aligned} \quad (1.6)$$

где  $U_{ij} = \frac{\partial^2 U}{\partial i \partial j} \Big|_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0}$ ,  $\{i, j\} = \{\theta, \theta\}$ ,  $\{\varphi, \varphi\}$  и  $\{\theta, \varphi\}$ ,  $\varphi_0$  и  $\theta_0$  – углы равновесного направления намагниченности, которые определяются условием  $\frac{\partial U}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\varphi_0} = 0$ ,  $\frac{\partial U}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_0} = 0$ ,  $\omega_d$  – частота затухания,  $N$  – эллиптичность прецессии.

Для дисперсии магнитостатических волн выражение дисперсии в тонкой ферромагнитной плёнке имеет вид [5; 169]:

$$\omega = \sqrt{\left( \omega_0 + \omega_M \frac{2A}{\mu_0 M_S^2} k^2 \right) \left( \omega_0 + \omega_M \frac{2A}{\mu_0 M_S^2} k^2 + \omega_H F \right)}, \quad (1.7)$$

где  $\omega_0 = |\gamma| \mu_0 H_{eff}$ ,  $\omega_M = |\gamma| \mu_0 M_S$ ,  $F = P + \sin^2 \varphi_0 (1 - P [1 + \cos(\theta_k - \theta_0)]) + \frac{\omega_M P [1 - P] \sin^2(\theta_k - \theta_0)}{2A}$ ,  $P = 1 - \frac{1 - E(-kd)}{kd}$ ,  $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_n^2$ ,  $k_n = \frac{n\pi}{d}$ ,  
 $\omega_0 + \omega_M \frac{2A}{\mu_0 M_S^2} k^2$

$n = 0, 1, 2, \dots$  – номер моды,  $\theta_k = \arctan \frac{k_n}{k_{\parallel}}$ ,  $d$  – толщина плёнки. Формула (1.7) справедлива при  $kd \ll 1$ .

В зависимости от ориентации намагниченности и волнового вектора выделяют три основных типа магнитостатических волн:

- поверхностные (SSW на рисунке 1.5) волны продемонстрированы в [122] при равновесной намагниченности в плоскости плёнки. Волна в этом случае распространяется в плоскости плёнки и перпендикулярно намагниченности.
- обратные объёмные (BVSW на рисунке 1.5) наблюдаются, когда волновой вектор и намагниченность коллинеарны и лежат в плоскости плёнки. Волновой вектор в данном случае сонаправлен с равновесным направлением намагниченности.
- прямые объёмные волны наблюдаются в плёнках, намагниченных из плоскости (FVSW на рисунке 1.5).

Формула (1.7) при всех приближениях является достаточно сложной для применения даже для бесконечной плёнки. Задача распространения магнитостатических волн в сложных конечных структурах сталкивается с ещё большими сложностями при поиске аналитического решения. С другой стороны, именно конечные структуры на основе волноводов и резонаторов перспективны для применения в устройствах магноники [4; 5]. Для таких задач обычно используются

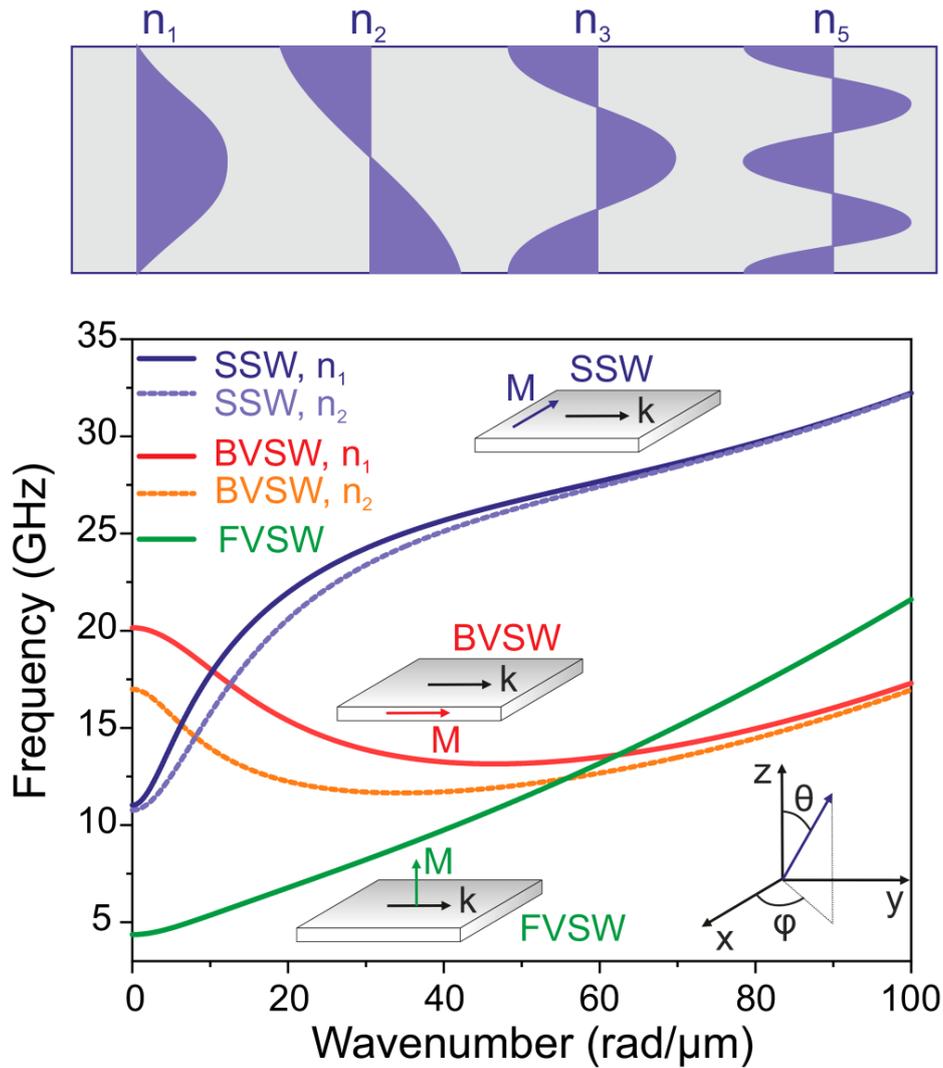


Рисунок 1.5 — Схема распределений амплитуд по толщине плёнки, либо по ширине волновода для различных значений  $n$  (сверху). Дисперсионные зависимости магнито-статических волн различного типа, построенные при помощи (1.7). Штриховыми линиями показаны высшие волноводные моды при ширине волновода 500 нм. Иллюстрация воспроизведена из [5].

численные методы решения уравнения (1.4) с пространственным и временным разрешением [116; 170; 171]. Примером такого подхода является свободный пакет микромагнитного моделирования *mutax<sup>3</sup>* [172]. Достоинством численного метода является решение нелинеаризованного уравнения Ландау-Лифшица, что позволяет, например, рассматривать нелинейные процессы, возникающие при больших амплитудах прецессии намагниченности [173].

## Глава 2. Влияние релаксации магнитной анизотропии на параметры лазерно-индуцированной прецессии намагниченности

Скорость и характер релаксации магнитных параметров к равновесному значению после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева во многом определяют быстродействие элементов магноники (см. раздел 1.4). В данной главе экспериментальными методами восстановлены зависимости магнитных параметров (параметров анизотропии и намагниченности насыщения) металлических ферромагнитных плёнок на примере галфенола ( $Fe_{0.81}Ga_{0.19}$ ) после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева. Зависимости магнитных параметров от времени после возбуждения получены из прямых измерений петель магнитного гистерезиса в присутствии импульсов накачки. Измерение магнитооптического сигнала с разрешением по времени после возбуждения производилось по методике накачка-зондирование. Определены характерные времена частичной релаксации намагниченности насыщения  $M_S$  и параметров анизотропии  $K$ , составляющие для исследуемых образцов  $\sim 300$  пс. Продемонстрирована выполнимость степенного закона (см. раздел 1.2.2) для соотношения между  $M_S$  и  $K$ , известная для случая термодинамического равновесия. Полученные результаты позволили обнаружить эффект изменения центральной частоты прецессии намагниченности со временем после термического лазерного возбуждения.

### 2.1 Схема эксперимента и образцы

#### 2.1.1 Образцы

Эксперименты проведены на плёнках галфенола толщиной  $d = 5$  и  $10$  нм, эпитаксиально выращенных на подложках (001)-GaAs методом магнетронного распыления [174]. Все образцы покрыты защитными слоями Cr и  $SiO_2$  толщиной 2.5 и 120 нм, соответственно. На основе рентгеновской дифрактометрии подобных образцов показано, что плёнки являются поликристаллическими с

линейными размерами кристаллитов  $\approx 12$  нм и разориентацией кристаллических осей порядка  $1^\circ$  [175]. Так как размеры области фокусировки лазерных импульсов во всех экспериментах значительно больше размеров отдельных кристаллитов, а разориентация мала, параметры образца определялись в приближении монокристаллической плёнки. Исследуемые плёнки демонстрируют характерную для галфенола кубическую анизотропию с осями лёгкого намагничивания вдоль кристаллографических направлений  $\langle 100 \rangle$  с дополнительным вкладом одноосной ростовой анизотропии с ОЛН вдоль  $[110]$  [174; 176; 177]. Под влиянием полей размагничивания равновесное направление  $M_S$  лежит в плоскости плёнок. В работах [47; 178] продемонстрировано, что в тонких плёнках галфенола под действием фемтосекундных лазерных импульсов наблюдается возбуждение долгоживущей прецессии намагниченности за счёт сверхбыстрого термического изменения анизотропии.

### 2.1.2 Геометрии экспериментов

Для восстановления эволюции во времени магнитных параметров образцов после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева производилось измерение магнитооптических петель гистерезиса в геометрии меридионального эффекта Керра (ММЭК) в различные моменты времени после возбуждения [179; 180]. Параметры измеренных петель использовались для получения параметров намагниченности насыщения  $M_S$ , одноосной  $K_U$  и кубической  $K_C$  анизотропии в различные моменты времени. Для измерения параметров лазерно-индуцированной прецессии намагниченности использовалась установка полярного магнитооптического эффекта Керра (ПМЭК). Все измерения проведены по методике двухцветной накачки-зондирования.

На рисунке 2.1 а показана схема измерения петель гистерезиса в геометрии ММЭК. Лазерные импульсы длительностью 170 фс с центральной длиной волны 1030 нм и частотой повторения 100 кГц генерировались при помощи фемтосекундного регенеративного усилителя и расщеплялись для использования в качестве накачки и зондирования. При помощи кристалла  $\beta$ - $\text{BaB}_2\text{O}_4$  генерацией второй гармоники длина волны импульсов зондирования изменялась на 515 нм. Линейно поляризованные импульсы накачки фокусировались по нормали к

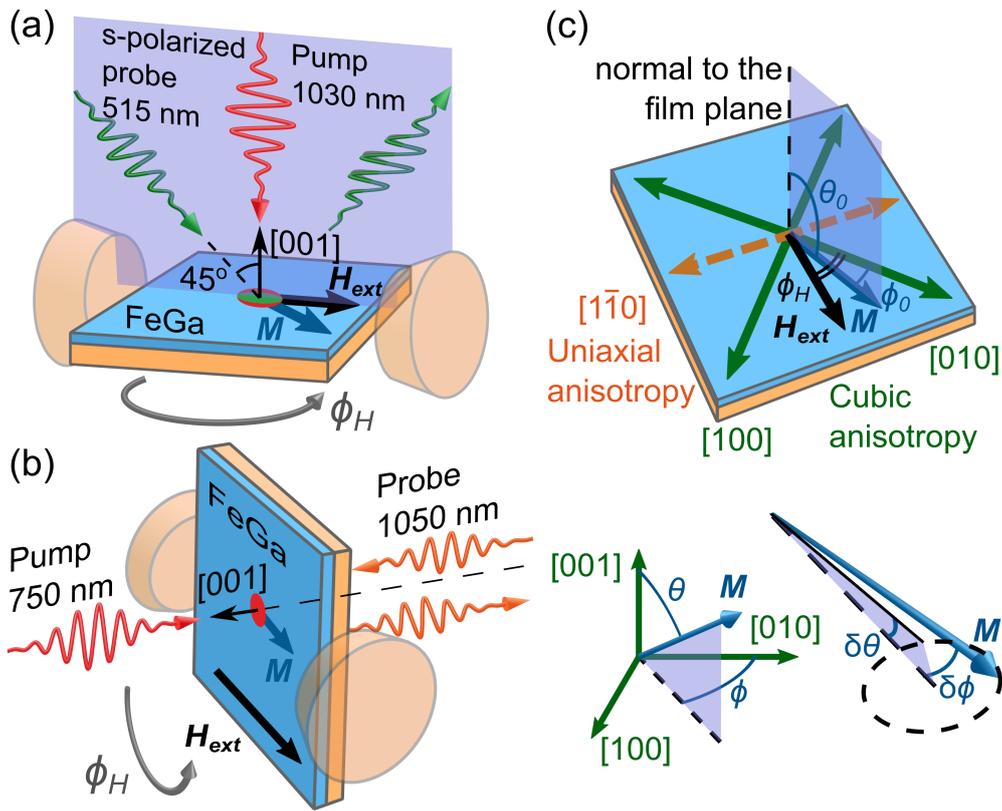


Рисунок 2.1 — Геометрии (а) ММЭК, (б) ПМЭК экспериментов и (с) схема осей и углов, используемых при вычислениях.

плоскости плёнки в область диаметром 60 мкм. Состояние намагниченности детектировалось при помощи S-поляризованных импульсов, фокусируемых под углом падения  $45^\circ$  в область с наибольшим диаметром 40 мкм. Эксперименты проведены при плотностях энергии накачки  $J = 7$  и  $14$  мДж/см<sup>2</sup> и примерно в 20 раз меньшей плотности энергии зондирования. Амплитуда последних периодически модулировалась на частоте 997 Гц при помощи оптомеханического модулятора. Угол поворота  $\beta_L$  плоскости поляризации отражённых импульсов, пропорциональный компоненте намагниченности в плоскости плёнки, детектировался по методике синхронного усиления на частоте модуляции. Для этого использовалась оптическая балансная схема, содержащая призму Волластона и балансный детектор. Внешнее магнитное поле прикладывалось параллельно поверхности образцов в плоскости падения зондирующих импульсов, как показано на рисунке 2.1 а. Детектируемый поворот плоскости поляризации  $\beta_L$  пропорционален компоненте намагниченности  $M$ , сонаправленной с внешним магнитным полем  $H_{ext}$ . Задержка между импульсами накачки и зондирования контролировалась при помощи оптомеханической линии задержки. Магнитооптические петли гистерезиса измерялись как функция величины внешнего магнитного

поля  $H_{ext}$  при различных значениях задержки между импульсами накачки и зондирования в диапазоне  $-0.5..3$  нс, где 0 соответствует одновременному воздействию импульсов накачки и зондирования.

На рисунке 2.1 b показана геометрия измерения ПМЭК, использованная для измерения параметров прецессии намагниченности. Импульсы накачки и зондирования длительностью 120 фс с частотой повторения 70 МГц и центральными длинами волн 750 и 1050 нм, соответственно, генерировались фемтосекундной лазерной системой с перестраиваемой длиной волны. Линейно поляризованные импульсы фокусировались по нормали к плоскости образца со стороны плёнки (накачка) и сквозь подложку (зондирование) с помощью микрообъективов в области диаметром 3 мкм. Плотность энергии накачки составляла  $2 \text{ мДж/см}^2$  при примерно в 20 раз меньшей плотности энергии зондирования. Детектирование внеплоскостной компоненты намагниченности ( $M_Z \propto \beta_P$ ) осуществлялось аналогично измерениям в геометрии ММЭК при модуляции накачки акустооптическим модулятором на частоте 997 кГц. Эксперименты в геометрии ПМЭК проведены во внешнем магнитном поле  $\mu_0 H_{ext} = 100 \text{ мТл}$ , параллельном плоскости плёнки.

В ряде работ [47; 54] продемонстрировано, что возбуждение магнитной динамики в анизотропных металлических плёнках происходит вследствие лазерно-индуцированного нагрева (см. подробнее в разделе 1.2). Так как термические механизмы возбуждения не зависят от состояния поляризации импульсов накачки, все эксперименты проведены при линейной поляризации без изменения её ориентации. Все обсуждаемые экспериментальные результаты получены при комнатной температуре.

## 2.2 Экспериментальная методика

На рисунке 2.2 показаны типичные полевые зависимости ММЭК  $\beta_L$  во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}_{ext}$ , направленном вдоль оси трудного намагничивания  $[1\bar{1}0]$  для плёнок толщиной 5 и 10 нм. Зависимости приведены для случая без накачки (верхняя панель) и для времени задержки  $\Delta t = -50$  и 250 пс (средняя и нижняя панели, соответственно). Зависимости демонстрируют типичный вид петель гистерезиса ферромагнетика с кубической анизотропией,

намагничиваемого вдоль ОТН. Угол вращения плоскости поляризации ММЭК сигнала демонстрирует насыщение  $\beta_L^{sat} \sim M_S$  при значениях внешнего магнитного поля, больших эффективного поля анизотропии  $H_A$  (показано стрелками на рисунке 2.2). При меньших значениях  $H_{ext}$  детектируемый сигнал монотонно растёт с полем и резко меняет знак вблизи  $H_{ext} = 0$ . Простейшее выражение, описывающее все основные особенности полевых зависимостей на рисунке 2.2 можно записать в виде:

$$\beta_L(H_{ext}) = \begin{cases} F(H_{ext}^{max} - H_{ext}), & \text{if } H_{ext} > 0, \\ -F(H_{ext}^{max} + H_{ext}), & \text{if } H_{ext} < 0, \end{cases} \quad (2.1)$$

где

$$F(x) = \beta_L^{sat} - \Theta(x - \xi) [a_1(x - \xi) + a_2(x - \xi)^2]$$

где  $H_{ext}^{max}$  – максимальное значение внешнего поля петли,  $\xi = H_{ext}^{max} - H_A$ ,  $\Theta(x)$  – тета функция Хевисайда,  $a_1$  и  $a_2$  – коэффициенты полинома, при которых достигается наилучшее описание экспериментальных данных. Первый член выражения  $F(x)$  в формуле (2.1) описывает насыщение сигнала выше поля  $H_A$ , второй член описывает монотонную зависимость ниже  $H_A$ . В случае использования полинома первого порядка не достигается наилучшее описание эксперимента в случае плёнки толщиной 10 нм. Использование полинома третьего порядка во всех случаях не приводит к улучшению описания. Нелинейный характер полевой зависимости при  $|H_{ext} < H_A|$ , наблюдающийся для плёнки толщиной 10 нм, может быть объяснён небольшим отклонением внешнего поля от ОТН образца. Значения коэффициентов полинома  $\{a_1, a_2\}$ , используемых в уравнении (2.1) для намагничивания вдоль  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ :  $\{6.54 \cdot 10^{-3}, 8.60 \cdot 10^{-6}\}_{5\text{ nm}}$  вдоль  $[1\bar{1}0]$ ,  $\{3.87 \cdot 10^{-3}, 8.72 \cdot 10^{-6}\}_{5\text{ nm}}$  вдоль  $[110]$  и  $\{-1.35 \cdot 10^{-9}, 5.37 \cdot 10^{-5}\}_{10\text{ nm}}$  вдоль  $[1\bar{1}0]$ ,  $\{-1.50 \cdot 10^{-9}, 5.95 \cdot 10^{-5}\}_{10\text{ nm}}$  вдоль  $[110]$  для плёнок толщиной 5 и 10 нм, соответственно.

Параметры петель гистерезиса на рисунке 2.2 изменяются как при включении накачки, так и с течением времени после лазерно-индуцированного возбуждения. Как для отрицательных, так и для положительных значений времени задержки наблюдается уменьшение амплитуды  $\beta_L^{sat}$  сигнала и поля  $H_A$  относительно невозбуждённого образца. Изменение сигнала при отрицательных значениях времени задержки связано со статическим нагревом образца, не зависящем от времени после возбуждения. Для выделения только динамической

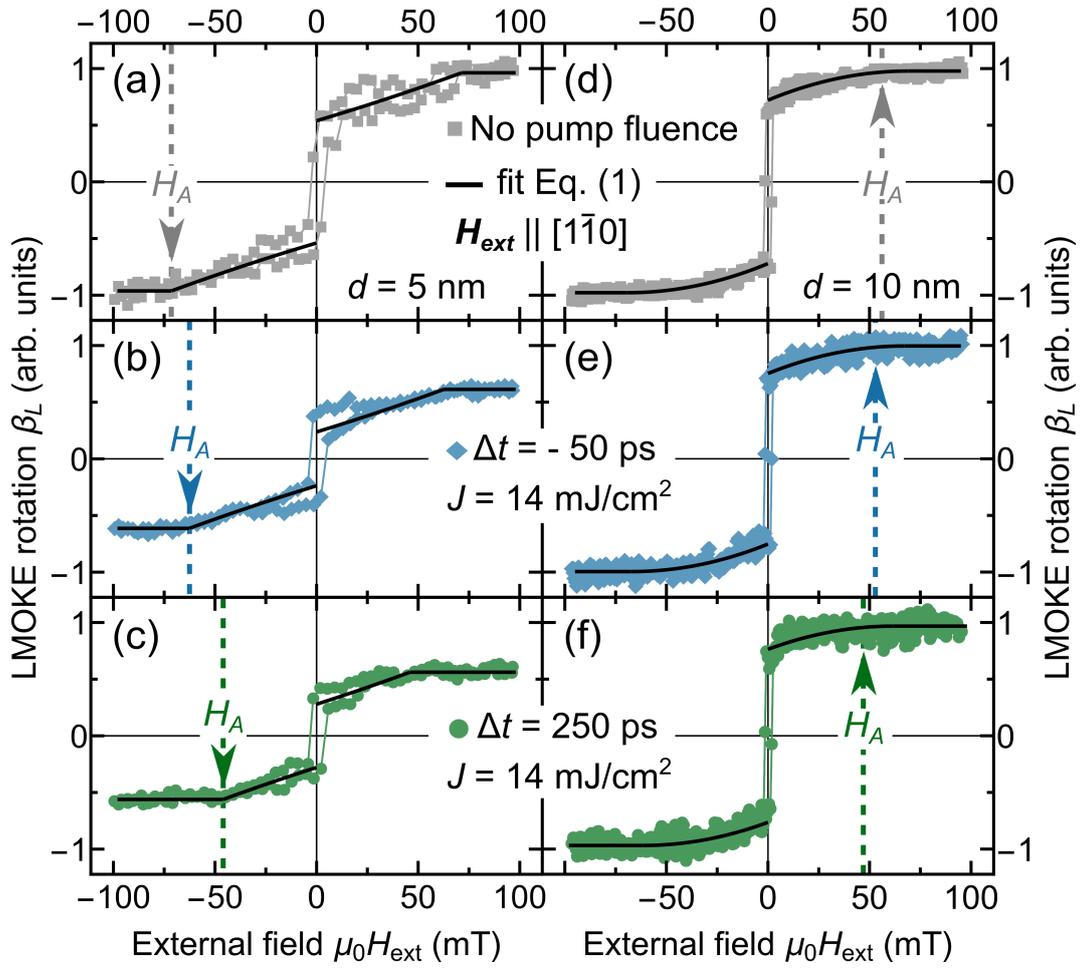


Рисунок 2.2 — Экспериментальные полевые зависимости (точками) поворота плоскости поляризации  $\beta_L$  в плёнках толщиной 5 и 10 нм в отсутствие накачки [(a), (d)] и при накачке для двух значений задержки  $\Delta t$ : (b), (e) до возбуждения (-50 пс) и (c), (f) через 250 пс после импульса накачки. Внешнее поле параллельно  $[1\bar{1}0]$ . Линиями показано наилучшее описание уравнением (2.1). Стрелками указаны значения поля анизотропии  $H_A$ .

составляющей воздействия лазерного импульса, далее результаты измерений приводятся нормированными на соответствующие параметры, полученные из петель гистерезиса при отрицательных значениях времени задержки. Таким образом приводимые временные зависимости соответствуют увеличенной (относительно случая без возбуждения), но стабильной начальной температуре.

При положительных значениях времени задержки наблюдается увеличение  $H_A$  и  $M_S$  с увеличением  $\Delta t$ . Зависимости  $H_A(\Delta t)$  и  $M_S(\Delta t)$  при намагничивании вдоль различных кристаллографических направлений плёнок позволяют определить значения параметров анизотропии  $K_C$  и  $K_U$  как функции времени после возбуждения. С учётом двух вкладов анизотропии

(одноосной и кубической) суммарные поля анизотропии при намагничивании вдоль  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$  имеют вид:

$$\begin{aligned} H_{A[1\bar{1}0]}(\Delta t) &= H_C(\Delta t) + H_U(\Delta t), \\ H_{A[110]}(\Delta t) &= H_C(\Delta t) - H_U(\Delta t), \end{aligned} \quad (2.2)$$

где  $H_C$  и  $H_U$  – эффективное поле кубической и одноосной анизотропии, соответственно.

Уравнения (2.2) позволяют разделить вклады  $K_C(\Delta t)$  и  $K_U(\Delta t)$ :

$$\begin{aligned} K_U(\Delta t) &= \frac{1}{4}\mu_0 M_S(\Delta t)[H_{A[1\bar{1}0]}(\Delta t) - H_{A[110]}(\Delta t)], \\ K_C(\Delta t) &= \frac{1}{2}\mu_0 M_S(\Delta t)[H_{A[1\bar{1}0]}(\Delta t) + H_{A[110]}(\Delta t)]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

### 2.3 Эволюция намагниченности и параметров анизотропии со временем после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева

На рисунке 2.3 а-е показаны зависимости  $M_S(\Delta t)$ ,  $K_C(\Delta t)$  и  $K_U(\Delta t)$ , полученные из уравнения (2.3) с использованием параметров петель гистерезиса. Только зависимости поля анизотропии  $H_A(\Delta t)$  демонстрируют различные значения для двух направлений намагничивания, поэтому в качестве  $M_S(\Delta t)$  использовались усреднённые между  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$  значения. Статистически отличное от 0 изменение  $K_U(\Delta t)$  зафиксировано только для плёнки толщиной 5 нм (см. рисунок 2.3 с), что может быть связано с более выраженным для данного образца вкладом одноосной анизотропии. В плёнках галфенола на подложках GaAs одноосная анизотропия индуцирована интерфейсом плёнка-подложка и более выражена в случае малых толщин [34]. С другой стороны, кубическая анизотропия определяется объёмом FeGa. Данный факт подтверждается надёжным определением зависимостей  $K_C(\Delta t)$  для плёнок толщиной 5 и 10 нм.

Для всех параметров наблюдается быстрое уменьшение абсолютного значения сразу после возбуждения с последующей медленной релаксацией. Процесс восстановления описывался экспоненциальным законом:

$$X(\Delta t) = X_0 - \Delta X e^{-\Delta t/\tau}, \quad (2.4)$$

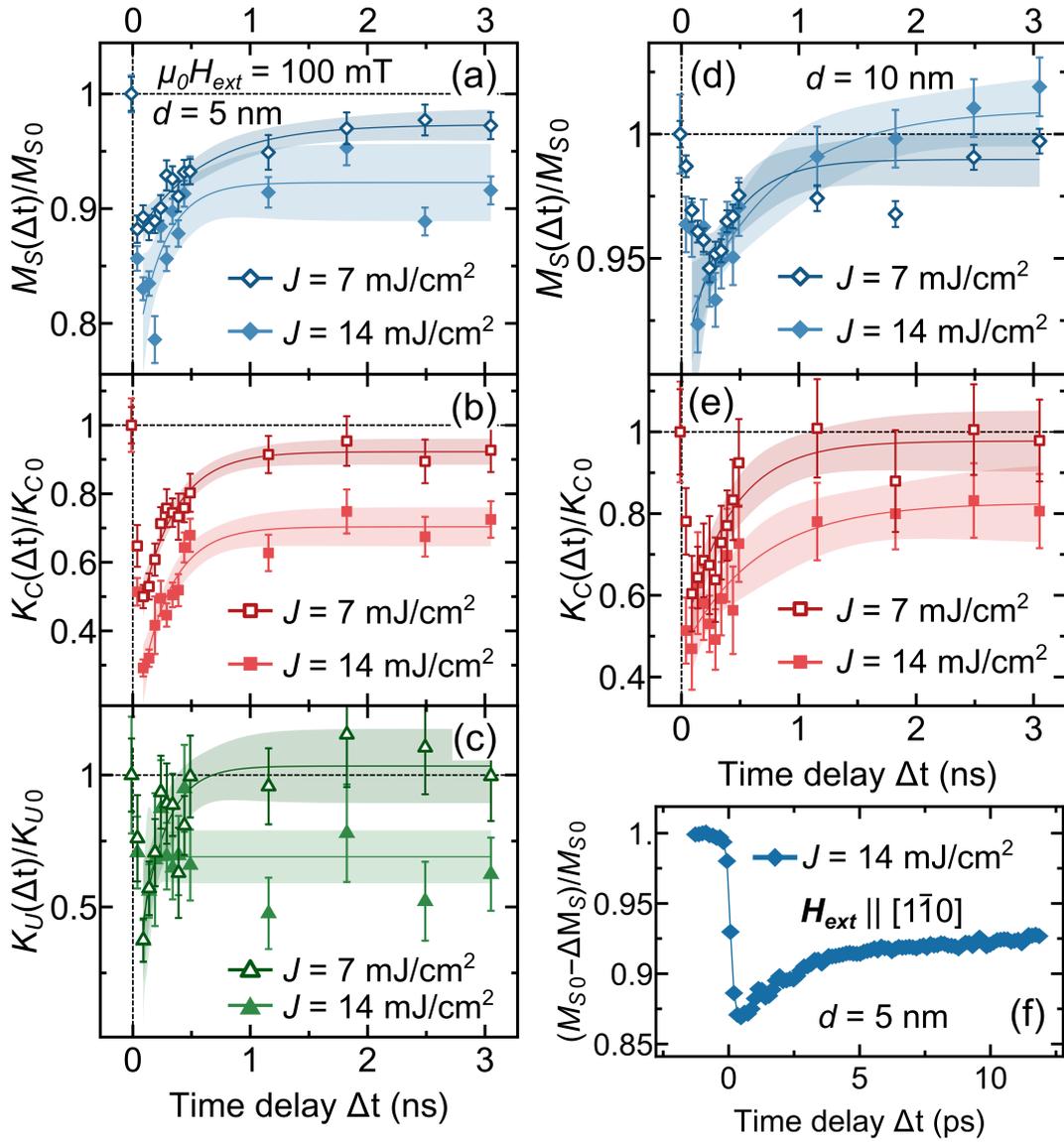


Рисунок 2.3 — (a)-(e) Зависимости магнитных параметров от времени задержки  $\Delta t$ , полученные из петель гистерезиса с использованием уравнения (2.3). Линиями показано описание уравнением (2.4). Погрешность описания показана заливкой цветом. (f) Измерение лазерно-индуцированного сверхбыстрого размагничивания плёнки галфенола толщиной 5 нм по стандартной методике накачки-зондирования.

где  $X$  –  $M_S$ ,  $K_C$  или  $K_U$ ,  $\Delta X$  – лазерно-индуцированное изменение соответствующего параметра,  $\tau$  – время релаксации. Наилучшее описание экспериментальных данных уравнением (2.4) показано линиями на рисунке 2.3.

Резкое уменьшение  $M_S$  объясняется явлением сверхбыстрого размагничивания [1]. Данный факт подтверждается прямым измерением  $M_S(\Delta t)$  (см. рисунок 2.3f) в геометрии ММЭК по стандартной методике накачки-зондиро-

вания. Для этого оптомеханический модулятор располагался в оптическом пути импульсов накачки. В результате лазерного возбуждения, намагниченность насыщения уменьшается от начального значения до минимума за характерное время, меньшее 1 пс (см раздел 1.2.1). В соответствии с литературными данными [181; 182] начальное частичное восстановление  $M_S$  происходит за несколько пс с последующей медленной релаксацией, показанной на рисунках 2.3 а и d. Известно, что после начальной релаксации электронная, спиновая и решёточная подсистемы находятся в термическом равновесии [182]. В данной работе рассматриваются релаксационные процессы в условиях термического равновесия между отдельными подсистемами.

Значения времени релаксации  $\tau$  параметров  $M_S$ ,  $K_C$  и  $K_U$  в плёнках толщиной 5 и 10 нм для двух значений плотности энергии накачки представлены в таблице 1. Для всех параметров наблюдается частичное или полное восстановление за характерное время в несколько сотен пс (см. рисунок 2.3 а-е). После частичной релаксации за время порядка 1 нс зависимости параметров  $M_S$ ,  $K_C$  и  $K_U$  от времени демонстрируют насыщение на данном масштабе времени. Различные значения параметров при отрицательных значениях задержки и через 3 нс после возбуждения демонстрируют наличие дополнительного вклада более медленных релаксационных процессов. В данной работе не производится оценка более медленного вклада в релаксационные процессы, так как на масштабе характерных времён жизни магнитной динамики в исследуемых образцах данные процессы практически не приводят к изменению магнитных параметров. При  $J = 14 \text{ мДж/см}^2$  магнитные параметры не восстанавливаются до начальных значений в пределах исследуемого временного диапазона 3 нс. При  $J = 7 \text{ мДж/см}^2$  параметры при  $\Delta t = 3 \text{ нс}$  близки к значениям до возбуждения. Использование релаксационных процессов дольше 3 нс возможно для локального управления параметрами распространяющихся спиновых волн в будущих опто-магнетонных устройствах [9; 145; 183]. С другой стороны полная релаксация магнитных параметров за время меньшее 1 нс необходима для процессов переключения намагниченности в устройствах хранения информации [11; 101]. Полученные экспериментальные данные демонстрируют возможность управления релаксацией при помощи плотности энергии накачки.

Характер временных зависимостей параметров анизотропии после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева согласуется с полученными ранее

Таблица 1 — Времена релаксации  $\tau$  (пс) намагниченности насыщения  $M_S$  и параметров анизотропии  $K_C$  и  $K_U$ , полученные при описании экспериментальных данных (рисунок 2.3) уравнением 2.4 для плёнок толщиной 5 и 10 нм и плотностей накачки 7 и 14 мДж/см<sup>2</sup>.

$J$ (мДж/см <sup>2</sup> )	$K_C$	$K_U$	$M_S$	$K_C$	$M_S$
	$\tau$ (пс) при $d=5$ нм			$\tau$ (пс) при $d=10$ нм	
7	$300 \pm 50$	$210 \pm 80$	$560 \pm 150$	$400 \pm 120$	$340 \pm 140$
14	$270 \pm 40$	$40 \pm 40$	$230 \pm 110$	$640 \pm 330$	$740 \pm 290$

результатами, полученными косвенными методами при анализе прецессии намагниченности в тонких эпитаксиальных плёнках Fe [49].

Возможность прямого одновременного измерения динамики  $M_S(\Delta t)$  и  $K_C(\Delta t)$  позволяет установить характер зависимости  $M_S(K_C)$ , имеющий для статического нагрева вид степенного закона [51]:

$$K_C(\Delta t)/K_{C0} = [M_S(\Delta t)/M_{S0}]^a, \quad (2.5)$$

где  $K_{C0}$  и  $M_{S0}$  значения параметра кубической анизотропии и намагниченности насыщения до возбуждения, соответственно. Показатель  $a$  определяется природой анизотропии и для случая одноионной кубической ожидается равным 10.

На рисунках 2.4 а и 2.4 б показаны зависимости  $K_C/K_{C0}$  от  $M_S/M_{S0}$  во всём исследуемом диапазоне  $\Delta t$  после возбуждения для плёнок толщиной 5 и 10 нм, соответственно. Параметрам до возбуждения соответствуют координаты  $\{1,1\}$ . Наилучшее описание экспериментальных данных уравнением (2.5) (показано линией) наблюдается при  $a = 4.7 \pm 0.2$  и  $8.7 \pm 1.0$  для толщин 5 и 10 нм, соответственно. Как видно при сопоставлении панелей а и б на рисунке 2.4, увеличение объёма магнетика, на который воздействует лазерный импульс, приводит к уменьшению максимального изменения магнитных параметров при равных значениях плотности энергии накачки. Малые значения лазерно-индуцированного изменения магнитных параметров в случае плёнки толщиной 10 нм приводят к увеличению относительной погрешности определения показателя степенного закона. С другой стороны, данные для плёнки толщиной 5 нм (рис. 2.4 а) демонстрируют хорошее согласие с уравнением (2.5) при всех исследуемых значениях  $J$  и  $\Delta t$ , кроме случая максимального изменения  $\Delta K_C$  и  $\Delta M_S$  сразу после возбуждения. Зависимости  $K_C(\Delta t)/K_{C0}$  и  $[M_S(\Delta t)/M_{S0}]^{4.7}$  при  $J = 7$  мДж/см<sup>2</sup> для толщины плёнки 5 нм показаны на

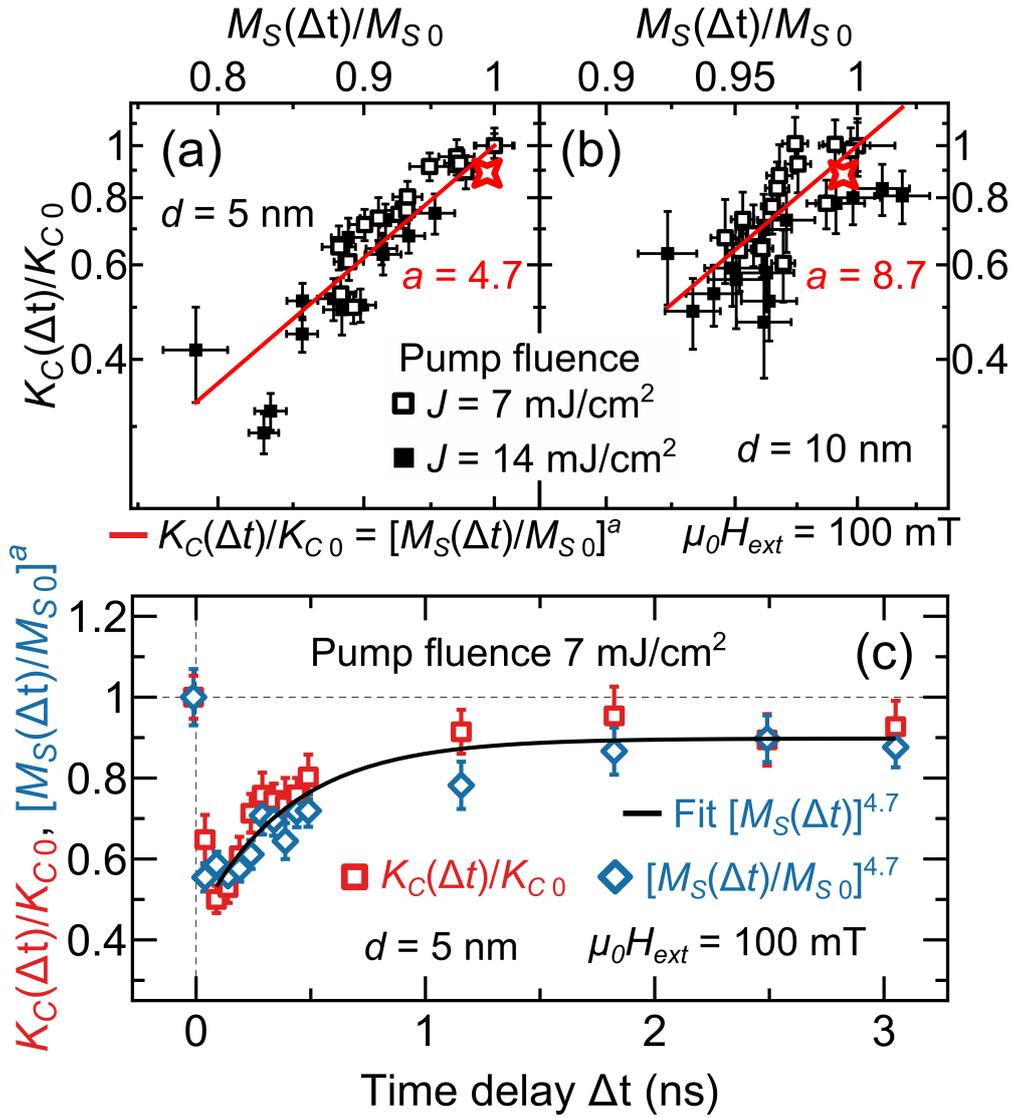


Рисунок 2.4 — (a), (b) Зависимости параметра кубической анизотропии от намагниченности насыщения в логарифмическом масштабе. Линией показано описание степенным законом. Наилучшее описание соответствует  $a = 4.7$  и  $8.7$  для плёнок толщиной  $d = 5$  и  $10$  нм, соответственно. (c) Иллюстрация применимости степенного закона в случае релаксации параметров со временем при плотности накачки  $7$  мДж/см<sup>2</sup>. Толщина плёнки  $d = 5$  нм,  $\mu_0 H_{ext} = 100$  мТл. Красными звёздочками на рисунках а и б отмечены значения  $K_C$  и  $M_S$ , полученные из анализа прецессии (смотри таблицу 2) при  $K_{C0} = K_C^c$  и  $M_{S0} = M_S^c$ .

рисунке 2.4с. Описание в рамках уравнения (2.4) показано линией. Величины показателя  $a$  для двух исследуемых толщин различны. Наибольшее отклонение от случая статического нагрева  $a = 10$  наблюдается для более тонкой плёнки. Данный факт объясняется дополнительным двухионным вкладом в анизотропию, присутствующим наряду с одноионным [184].

Таким образом, при сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве в диапазоне  $\Delta t$  от нескольких пикосекунд до 3 нс релаксация намагниченности насыщения и параметра кубической анизотропии подчиняются соотношению степенного закона, известного для случая термического равновесия. Альтернативно, эволюция во времени  $M_S(\Delta t)$  может быть легко получена экспериментально с использованием стандартной методики накачки-зондирования при моделировании интенсивности возбуждения (см. рисунок 2.3 f). Эволюция во времени параметров анизотропии требует косвенных измерений, либо анализа большого количества петель гистерезиса при различных значениях  $\Delta t$ . Полученные результаты позволяют при известном значении показателя  $a$  степенного закона восстановить зависимость  $K_C(\Delta t)$  из измерений намагниченности с высокой точностью. В следующем разделе будет продемонстрирована важность данной информации для анализа лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в рассматриваемом диапазоне времён задержки  $\Delta t$ .

## 2.4 Влияние релаксации параметров анизотропии на лазерно-индуцированную прецессию намагниченности

Измерения лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в исследуемых плёнках осуществлялось по методике накачка-зондирование в геометрии ПМЭЖ (см. рисунок 2.1 b). Детектирование  $M_Z \propto \beta_P$  производилось на частоте модуляции накачки. Плотность энергии накачки составляла 2 мДж/см<sup>2</sup>, что обеспечивало полную релаксацию  $M_S$ ,  $K_C$  и  $K_U$  за  $\approx 1$  нс (см. рисунок 2.3). Типичный вид измеряемого сигнала в плёнке толщиной  $d = 5$  нм во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}_{ext} = 100 \text{ мТл} \parallel [1\bar{1}0]$  показан на рисунке 2.5 а. В частотной области сигнал демонстрирует асимметричный пик (см. БПФ сигнала квадратными маркерами на рисунке 2.5 b). Для интерпретации частотного состава прецессии необходимо моделирование динамики намагниченности в изменяющемся со временем эффективном поле. Характер временной зависимости эффективного поля определяется релаксацией магнитных параметров (см. рисунок 2.4 с и таблицу 1). Можно выделить два диапазона  $\Delta t$ :

- (I) изменяющиеся после возбуждения параметры,
- (II) параметры после полной релаксации.

Частоты лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в каждом диапазоне определялись при помощи оконного БПФ. Использовано окно Ханна [185] шириной 1 нс и центром при  $\Delta t = 0$  (диапазон I) и  $\Delta t = 1$  нс (диапазон II), как показано на рисунке 2.5 а линиями. Пики локального БПФ для двух диапазонов показаны на рисунке 2.5 б и хорошо описываются симметричной функцией Гаусса (линиями). Центральные частоты пиков  $8.88 \pm 0.03$  ГГц и  $7.99 \pm 0.02$  ГГц для I и II диапазонов, соответственно.

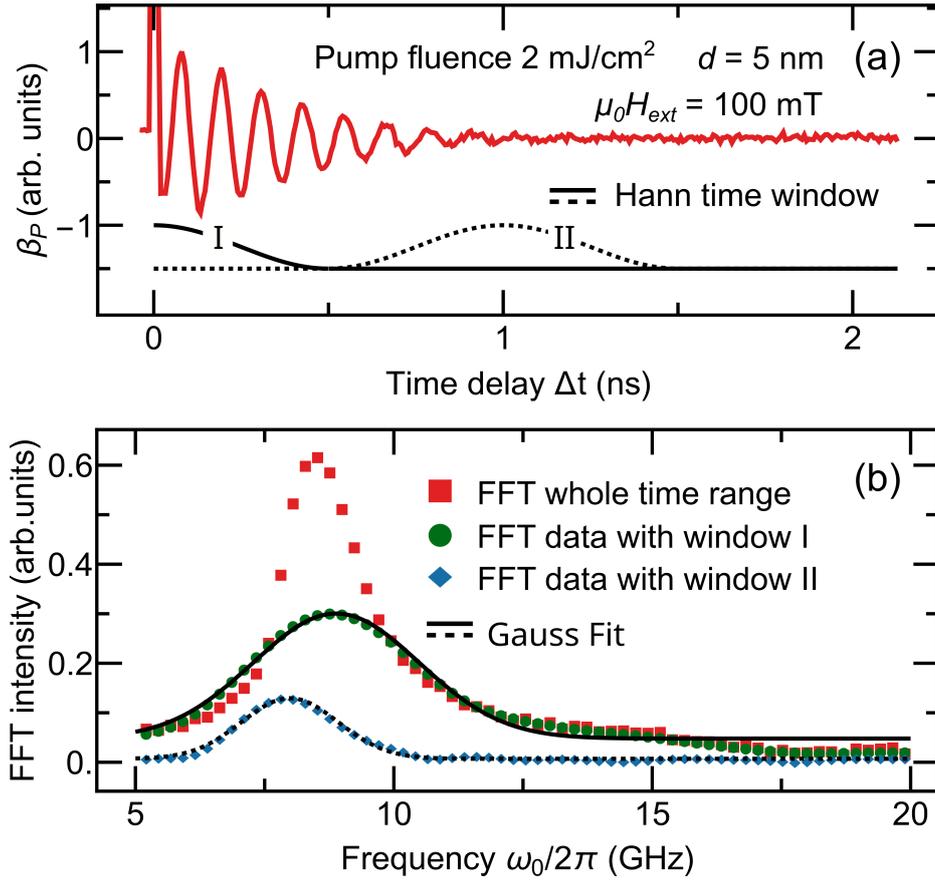


Рисунок 2.5 — (а) Экспериментальный ПМЭК сигнал (красная линия). Линии I и II иллюстрируют применяемые окна Ханна. (б) Полное преобразование Фурье (красные маркеры) и оконное БПФ (зелёными и синими маркерами) экспериментального сигнала из (а). Линиями показано описание функцией Гаусса.

Спектры БПФ в координатах частота-направление внешнего магнитного поля (в диапазоне от  $[1\bar{1}0]$  до  $[110]$ ) для двух толщин показаны цветом на рисунках 2.6 а и б. Разница между частотами прецессии вдоль направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$  пропорциональна  $K_U$  и сильнее выражена для более тонкой плёнки  $d = 5$  нм. Азимутальные зависимости центральной частоты прецессии позволяют определить величины параметров кубической и одноосной анизотропии.

Для определения  $M_S$ ,  $K_C$  и  $K_U$  по имеющимся азимутальным зависимостям использовался подход Смита-Сула [168]. В приближении малых отклонений намагниченности от положения равновесия выражения для частоты и эллиптичности прецессии имеют вид [35]:

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_S \sin \theta_0} \sqrt{U_{\theta\theta} U_{\varphi\varphi} - U_{\theta\varphi}^2}, \quad (2.6)$$

$$N = \frac{\sqrt{U_{\theta\theta} U_{\varphi\varphi} - U_{\theta\varphi}^2}}{U_{\theta\theta} - \alpha U_{\theta\varphi} \operatorname{cosec} \theta_0} \quad (2.7)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $U_{ij} = \frac{\partial^2 U}{\partial i \partial j}$ ,  $\{i, j\} = \{\theta, \theta\}$ ,  $\{\varphi, \varphi\}$  или  $\{\theta, \varphi\}$  при  $\mathbf{M}$  вдоль равновесного направления. Свободная энергия  $U$  для исследуемых плёнок имеет вид:

$$U = -\mu_0 H_{ext} M_S \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \cos^2 \theta - \frac{K_U}{2} \sin 2\varphi \sin^2 \theta + \frac{K_C}{4} [\sin^4 \theta \sin^2 2\varphi + \sin^2 2\theta]. \quad (2.8)$$

В экспериментах для всех направлений  $\mathbf{H}_{ext}$ . полярный угол  $\theta_H = \pi/2$ . Таким образом, принимая во внимание выраженную для всех образцов анизотропию формы,  $\theta_0$  также равен  $\pi/2$ . Азимутальный угол  $\varphi_0$  определяется условием равновесного направления  $\mathbf{M}$ :

$$\left. \frac{\partial U}{\partial \varphi} \right|_{\theta=\frac{\pi}{2}, \varphi=\varphi_0} = 0. \quad (2.9)$$

Аналитическое решение для  $\varphi_0$  может быть получено в случае  $H_{ext} \gg H_A$ . Однако увеличение  $H_{ext}$  приводит к уменьшению амплитуды прецессии и, как следствие, затрудняет её детектирование в эксперименте. По этой причине эксперименты проведены при  $H_{ext} \sim H_A$ , а угол  $\varphi_0$  определялся из уравнения (2.9) численно для каждого направления  $\mathbf{H}_{ext}$ .

Описание азимутальных зависимостей  $\omega_0$  по формуле (2.6) производилось для центральных частот прецессии из I и II диапазонов  $\Delta t$  и показано на рисунках 2.6 а и б сплошной и пунктирной линиями, соответственно. Значения магнитных параметров в различные моменты времени: сразу после возбуждения в окне I ( $M_S^h, K_C^h, K_U^h$ ) и после полной релаксации в окне II

( $M_S^c, K_C^c, K_U^c$ ), приведены в таблице 2. Значения  $K_C^h/K_C^c$  и  $M_S^h/M_S^c$  также добавлены на графики  $K_C/K_{C0}$  от  $M_S/M_{S0}$  на рисунках 2.4 а и б и близки к соответствующим степенным законам.

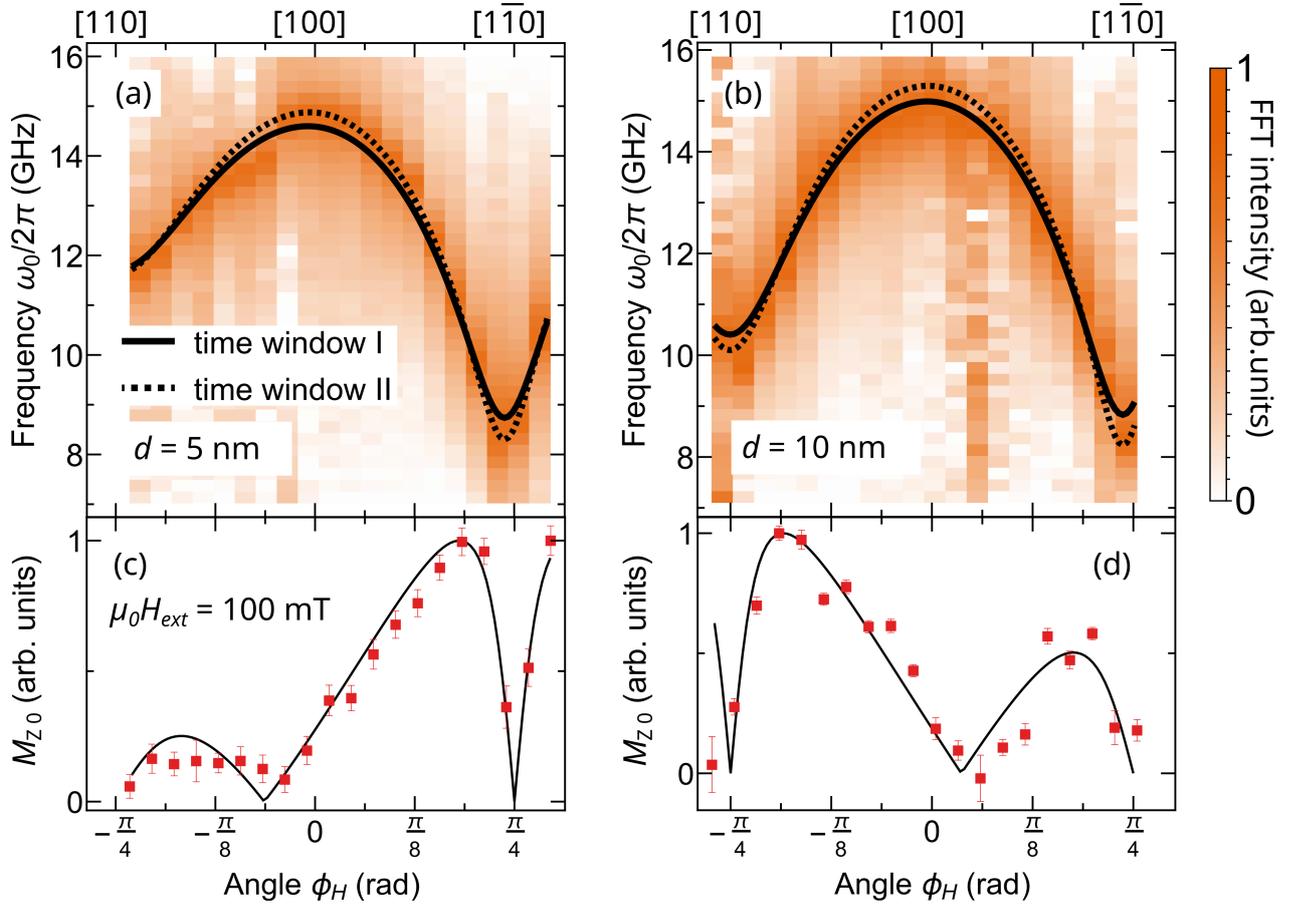


Рисунок 2.6 — (а), (б) Азимутальные зависимости БПФ экспериментальных сигналов прецессии намагниченности во всём исследуемом диапазоне времени задержки. Линиями показаны результаты описания центральных частот оконного БПФ (диапазоны I и II на рисунке 2.5) при помощи уравнения (2.6). (с), (д) Азимутальные зависимости начальной амплитуды лазерно-индуцированной прецессии. Линиями показано наилучшее описание уравнением (2.10).

В качестве оценки начальной амплитуды прецессии использовалась площадь под кривой БПФ для I диапазона  $\Delta t$ . Азимутальные зависимости амплитуды внеплоскостной компоненты намагниченности  $M_{z0}$  для исследуемых плёнок показаны точками на рисунках 2.6 с и d. Амплитуда демонстрирует немонотонную зависимость от направления внешнего магнитного поля, а её максимумы не совпадают ни с намагничиванием вдоль ОЛН, ни вдоль ОТН. Также необходимо отметить, что вид зависимости различается для плёнок разной толщины.

Таблица 2 — Магнитные параметры исследуемых плёнок сразу после лазерно-индуцированного нагрева ( $M_S^h, K_C^h, K_U^h$ ) и после полной релаксации ( $M_S^c, K_C^c, K_U^c$ )

d (nm)	$\mu_0 M_S^h$ (Т)	$\mu_0 M_S^c$ (Т)	$K_C^h$ ( $10^4 J/m^3$ )	$K_C^c$ ( $10^4 J/m^3$ )	$K_U^h$ ( $10^4 J/m^3$ )	$K_U^c$ ( $10^4 J/m^3$ )
5	1.69	1.7	2.4	2.7	-1.4	-1.5
10	1.69	1.7	3	3.4	-0.7	-0.8

Для описания азимутальных зависимостей амплитуды возбуждаемой прецессии (см. рисунки 2.6 с и d) использовались значения магнитных параметров сразу после возбуждения и после полной релаксации. Лазерно-индуцированное возбуждение прецессии происходит в условиях термического изменения равновесного направления  $\mathbf{M}$ , описываемого углом  $\varphi_0$ , за время, много меньшее периода прецессии. При этом амплитуда возбуждаемой прецессии пропорциональна индуцированному накачкой изменению  $\varphi_0$  (см. детали в [A1]). Так как при  $J < 7$  мДж/см<sup>2</sup> за первую нс наблюдается полная релаксация  $M_S$  и  $K_C$  (см. рисунок 2.3), значения параметров при  $\Delta t = 0$  и  $\Delta t = 1$  нс позволяют определить равновесные ориентации сразу после импульсного нагрева ( $\varphi_0^h$ ) и после полной релаксации ( $\varphi_0^c$ ), соответственно. Разность этих углов соответствует начальному отклонению намагниченности в плоскости плёнки. Так как экспериментальные данные соответствуют  $M_z$  составляющей, для оценки амплитуды необходимо также учесть эллиптичность  $N^h$  для возбуждённой плёнки. Итоговое выражение для начальной амплитуды прецессии  $M_{z0}$  запишется в виде:

$$M_{z0} = M_S \sin [N^h(\varphi_0^h - \varphi_0^c)]. \quad (2.10)$$

Наилучшее описание азимутальных зависимостей амплитуды прецессии уравнением (2.10) показано линиями на рисунках 2.6 с и d. Описание проведено с точностью до масштабирующего коэффициента и хорошо согласуется с экспериментальными данными. Вид кривой зависит от соотношения параметров одноосной и кубической анизотропии, что объясняет изменение зависимости с толщиной плёнки.

## 2.5 Основные выводы к Главе 2

В главе рассмотрены процессы релаксации намагниченности насыщения и параметров анизотропии после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева в тонких плёнках галфенола. Измерение магнитооптических петель гистерезиса по методике накачка-зондирование в различные моменты времени после возбуждения позволило реконструировать процессы релаксации магнитных параметров. Продемонстрировано резкое уменьшение величины магнитных параметров с последующей релаксацией. При малых значениях плотности накачки  $J < 7 \text{ мДж/см}^2$  наблюдается полная релаксация магнитных параметров за время порядка  $\Delta t = 1 \text{ нс}$ . При увеличении плотности накачки за первую наносекунду наблюдается лишь частичная релаксация, после которой происходит более медленное изменение, при котором магнитные параметры практически не изменяются в диапазоне  $\Delta t = 1..3 \text{ нс}$ . Для первого процесса определено время релаксации параметра магнитокристаллической анизотропии, как показателя в экспоненциальном законе, которое составило порядка  $\tau = 300 \text{ пс}$ . Для намагниченности насыщения и параметра кубической анизотропии продемонстрировано выполнение степенного закона при релаксации после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева. Установлены параметры  $a$  степенного закона, которые составили 4.7 и 8.7 для плёнок толщиной 5 и 10 нм, соответственно. Необходимо отметить, что процессы восстановления магнитных параметров после сверхбыстрого нагрева на временных масштабах от пикосекунд до микросекунд активно исследуются в связи с важностью данных механизмов как с фундаментальной точки зрения [186], так и для практического применения [99].

Информация о эволюции параметров анизотропии и намагниченности насыщения позволяет детально предсказать возбуждаемую динамику намагниченности. В данной работе рассмотрена лазерно-индуцированная прецессия намагниченности, время жизни которой в исследуемых образцах сравнимо с характерными временами релаксации магнитных параметров. Принимая во внимание измерения времени релаксации магнитных параметров, продемонстрировано изменение частоты на  $\sim 0.9 \text{ ГГц}$  (10 %) за первую наносекунду после возбуждения.

Подобное управление частотой прецессии при помощи лазерно-индуцированного изменения анизотропии может быть использовано для создания

реконфигурируемых элементов магноники с управлением дисперсией магнитостатических волн [9]. Возможность управления собственной частотой магнитной динамики также может использоваться в реализации лазерно-управляемых наносцилляторов на основе переноса спинового момента [187].

Необходимо также отметить, что плёнки галфенола на подложке GaAs и структуры на их основе являются перспективными материалами для создания устройств оптически реконфигурируемой магноники [9]. В ряде работ в плёнках галфенола продемонстрировано возбуждение прецессии намагниченности [47] и стоячих спиновых [178] волн, а также распространяющихся магнитостатических [A1; 145] волн, связанных магнон-фононных мод [148] и спиновых токов [177] за счёт сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева. Рассмотренные в главе релаксационные процессы могут приводить как к усилению, так и к подавлению данных примеров лазерно-индуцированной спиновой динамики.

### Глава 3. Возбуждение распространяющихся магнитостатических волн при сверхбыстром лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии в тонких металлических плёнках

В данной главе приводятся экспериментальные результаты возбуждения распространяющихся магнитостатических волн сильно сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами в тонких анизотропных плёнках галфенола  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ . Экспериментально продемонстрировано возбуждение динамики намагниченности сверхбыстрым термическим изменением анизотропии. Возбуждение и детектирование распространяющихся волновых пакетов реализовано полностью оптическими методами с временным и пространственным разрешением по методике накачка-зондирование. Экспериментально зафиксированные значения длины распространения составляют до 3.4 мкм, что сравнимо с лучшими результатами для металлических плёнок.

#### 3.1 Схема эксперимента и образцы

Распространение лазерно-индуцированных магнитостатических волн продемонстрировано на примере тонкой анизотропной плёнки галфенола ( $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ ). Плёнка толщиной  $d = 20$  нм выращена эпитаксиально на подложке (001)-GaAs методом магнетронного распыления [188]. В работах [189–192] продемонстрировано, что плёнки сплавов на основе железа, выращенные по подложках GaAs, демонстрируют, кроме собственной магнитокристаллической кубической, дополнительный вклад одноосной ростовой анизотропии. В частности для плёнок галфенола на подложках (001)-GaAs лёгкая ось ростовой анизотропии совпадает с осью [110] кристалла [177; 188].

Схема измерений лазерно-индуцированных прецессии намагниченности и распространяющихся магнитостатических волн показана на рисунке 3.1. Для возбуждения и детектирования использовались лазерные импульсы длительностью 70 фс и частотой повторения 70 МГц. Центральная длина волны импульсов накачки составляла 525 нм, плотность энергии импульсов накачки – 3.5 мДж/см<sup>2</sup>. Возбуждение производилось сфокусированными при помощи мик-

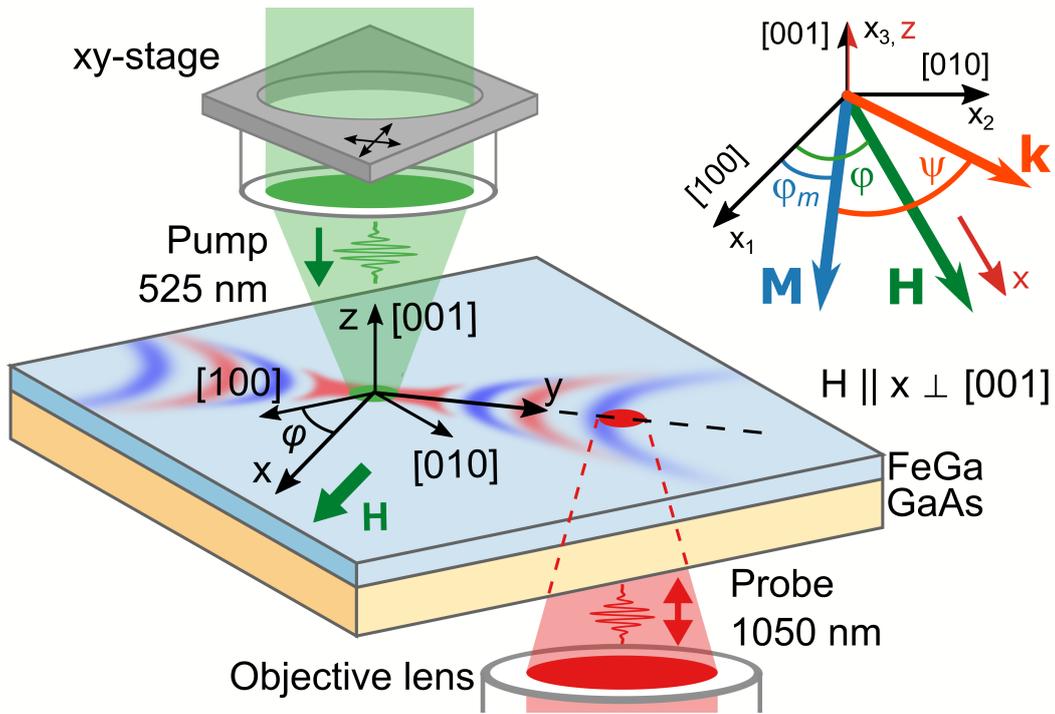


Рисунок 3.1 — Геометрия эксперимента. Внешнее постоянное магнитное поле приложено вдоль оси  $x$ . Угол  $\varphi$  – азимутальная ориентация образца. Положение области накачки относительно области зондирования изменялось вдоль осей  $x$  или  $y$  для детектирования обратных объёмных и поверхностных магнитостатических волн, соответственно. На вставке показана схема углов, используемых при теоретическом анализе.

рообъектива импульсами в область диаметром 0.8 мкм (полная ширина на полувысоте). Пространственно-временная эволюция внеплоскостной компоненты намагниченности  $M_z$  детектировалась при помощи полярного магнитооптического эффекта Керра. Для этого импульсы зондирования с центральной длиной волны 1050 нм фокусировались сквозь подложку в область равную размерам накачки при примерно в 20 раз меньшей плотности энергии. Для измерения эволюции во времени импульсы накачки контролируемо задерживались относительно импульсов зондирования при помощи механической линии задержки. Пространственное разрешение достигалось контролируемым смещением области накачки относительно области зондирования при помощи размещения микробиъектива импульсов возбуждения на пьезотрансляторе. Для увеличения соотношения сигнал/шум амплитуда импульсов накачки периодически модулировалась при помощи фотоэластического модулятора на частоте 84 кГц. Детектирование производилось оптической балансной схемой по методике син-

хронного усиления на частоте модуляции накачки. Измерения проведены при комнатной температуре во внешнем магнитном поле  $\mu_0 H = 100$  мТл.

### 3.2 Лазерно-индуцированное возбуждение распространяющихся магнитостатических волн

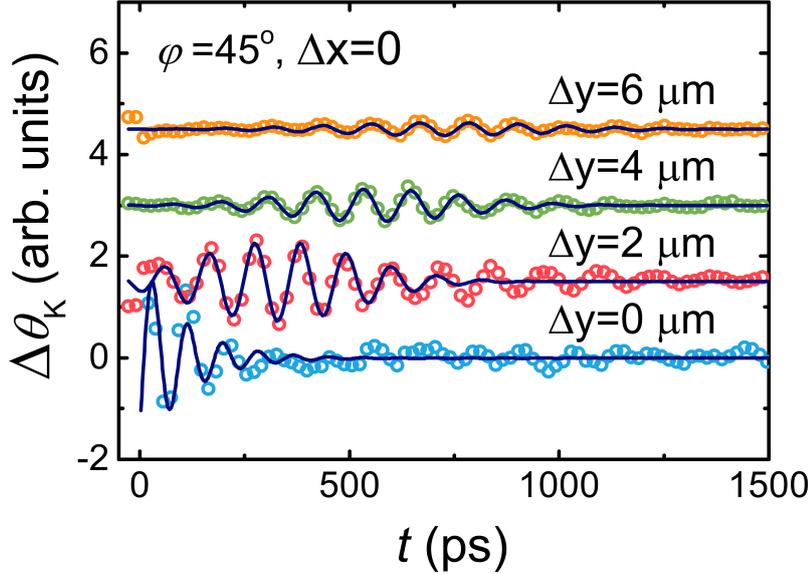


Рисунок 3.2 — Экспериментальные зависимости  $\Delta\theta_K$  (точки) при различных значениях  $\Delta y$ , полученные при  $\varphi = 45^\circ$  и  $\Delta x = 0$ . Сплошными линиями показаны описания функцией (3.1) для  $\Delta y = 0$  и функцией (3.2) для  $\Delta y \neq 0$ .

При пространственном перекрытии ( $\Delta y = 0$  и  $\Delta x = 0$ ) областей накачки и зондирования на зависимости магнитооптического сигнала от времени  $t$  (показана синими точками на рисунке 3.2) наблюдаются затухающие осцилляции. Вид сигнала характерен для прецессии намагниченности, подробно обсуждавшейся в предыдущей главе 2. При детектировании магнитооптического сигнала ( $\Delta\theta_K$ ) на расстоянии от области возбуждения (точки при  $\Delta y \neq 0$  на рисунке 3.2) наблюдаемые зависимости приобретают форму волновых пакетов. Наблюдаемые зависимости хорошо описываются при помощи функций:

$$\Delta\theta_K(\Delta y = 0, t) = A_{\text{SW}}^0 \sin(2\pi f_0 t - \beta_0) e^{-t/\tau}, \quad (3.1)$$

$$\Delta\theta_K(\Delta y, t) = A_{\text{SW}}(\Delta y) \sin(2\pi f t - \beta) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2w^2}} \quad (3.2)$$

где  $A_{\text{SW}}^0$  и  $A_{\text{SW}}(\Delta y)$  – амплитуды сигнала при  $\Delta y = 0$  и  $\Delta y > 0$ , соответственно;  $\tau$ ,  $f_0$  и  $f$ ,  $\beta_0$  и  $\beta$  – время затухания, частоты и начальные фазы, соответственно;  $w$  и  $t_0$  – ширина и положение центра гауссового пакета, соответственно.

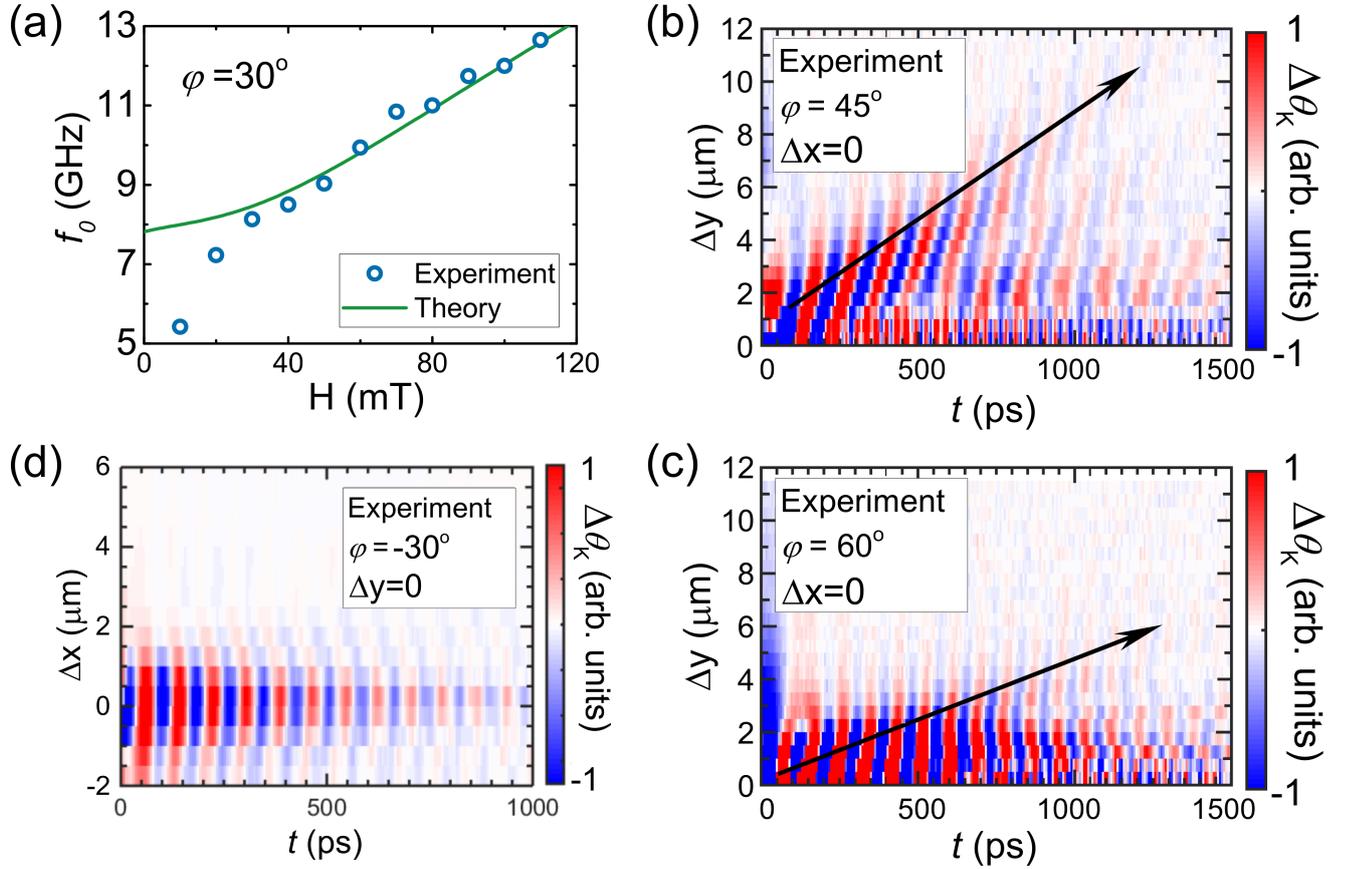


Рисунок 3.3 — (а) Экспериментальная (точки) и полученная по формуле (3.5) (линия) зависимость частоты прецессии  $f_0$  от величины внешнего магнитного поля при  $\varphi = 30^\circ$ . (b,c) Экспериментальные карты магнитооптического сигнала  $\Delta\theta_K$  в координатах расстояние-время задержки  $\Delta y - t$  при  $\varphi = 45^\circ$  (a) и  $\varphi = 60^\circ$  (b),  $\Delta x = 0$ , что соответствует геометрии распространения поверхностных магнитостатических волн. Стрелками показано распространение центров пакетов спиновой волны. (d) Экспериментальная карта магнитооптического сигнала  $\Delta\theta_K(\Delta x, t)$  при  $\varphi = -30^\circ$  и  $\Delta y = 0$ , что соответствует геометрии распространения обратных объёмных магнитостатических волн.

Зависимость (3.1) соответствует прецессии намагниченности при пространственно перекрывающихся областях накачки и зондирования и показана линией на рисунке 3.2 при  $\Delta y = 0$ . При не перекрывающихся областях накачки и зондирования для описания сигнала использовалась формула (3.2), показанная линиями при  $\Delta y \neq 0$ . С увеличением расстояния  $\Delta y$  наблюдается смещение

центра волнового пакета  $t_0$ , соответствующее распространению волны с течением времени. Так как на рисунке 3.2 сигнал регистрируется в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, наблюдаемые волны являются поверхностными магнитостатическими (см. подробнее в разделе 1.6.4).

Магнитная природа наблюдаемых сигналов подтверждается зависимостью центральной частоты от величины внешнего магнитного поля. На рисунке 3.3а показана полевая зависимость частоты лазерно-индуцированной прецессии намагниченности от величины внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного под углом  $\varphi = 30^\circ$ .

На рисунках 3.3b и c цветом показаны зависимости магнитооптического отклика  $\Delta\theta_K$  в координатах расстояние-время для двух ориентаций осей плёнки  $[001]^{\wedge}\mathbf{H} = \varphi = 45$  и  $60^\circ$ , соответственно. Сканирование производилось в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю в диапазоне  $0 \leq \Delta y \leq 12$  мкм при  $\Delta x = 0$ . Распространение волнового пакета показано стрелками. На рисунках 3.3b и c видно изменение параметров возбуждаемой волны, таких как групповая скорость (см. наклон стрелки относительно оси времени), амплитуда и длина распространения, при различных  $\varphi$ .

При сканировании в направлении параллельном внешнему магнитному полю ( $-2 \leq \Delta x \leq 6$  мкм и  $\Delta y = 0$ ), также наблюдаются быстро затухающие волны (см. рисунок 3.3d). Геометрия наблюдения и отрицательная фазовая скорость указывают на обратные объёмные магнитостатические волны. Однако малые амплитуды и длины распространения не позволяют анализировать параметры наблюдаемых волновых пакетов. По этой причине далее в работе будут обсуждаться только поверхностные магнитостатические волны, демонстрирующие значительные длины распространения.

### 3.3 Механизм возбуждения

Описание лазерно-индуцированной прецессии для различных направлений внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей плёнки при помощи функции (3.1) позволяет определить азимутальные зависимости параметров динамики намагниченности. Точками на рисунках 3.4a и b показаны восстановленные таким образом азимутальные зависимости централь-

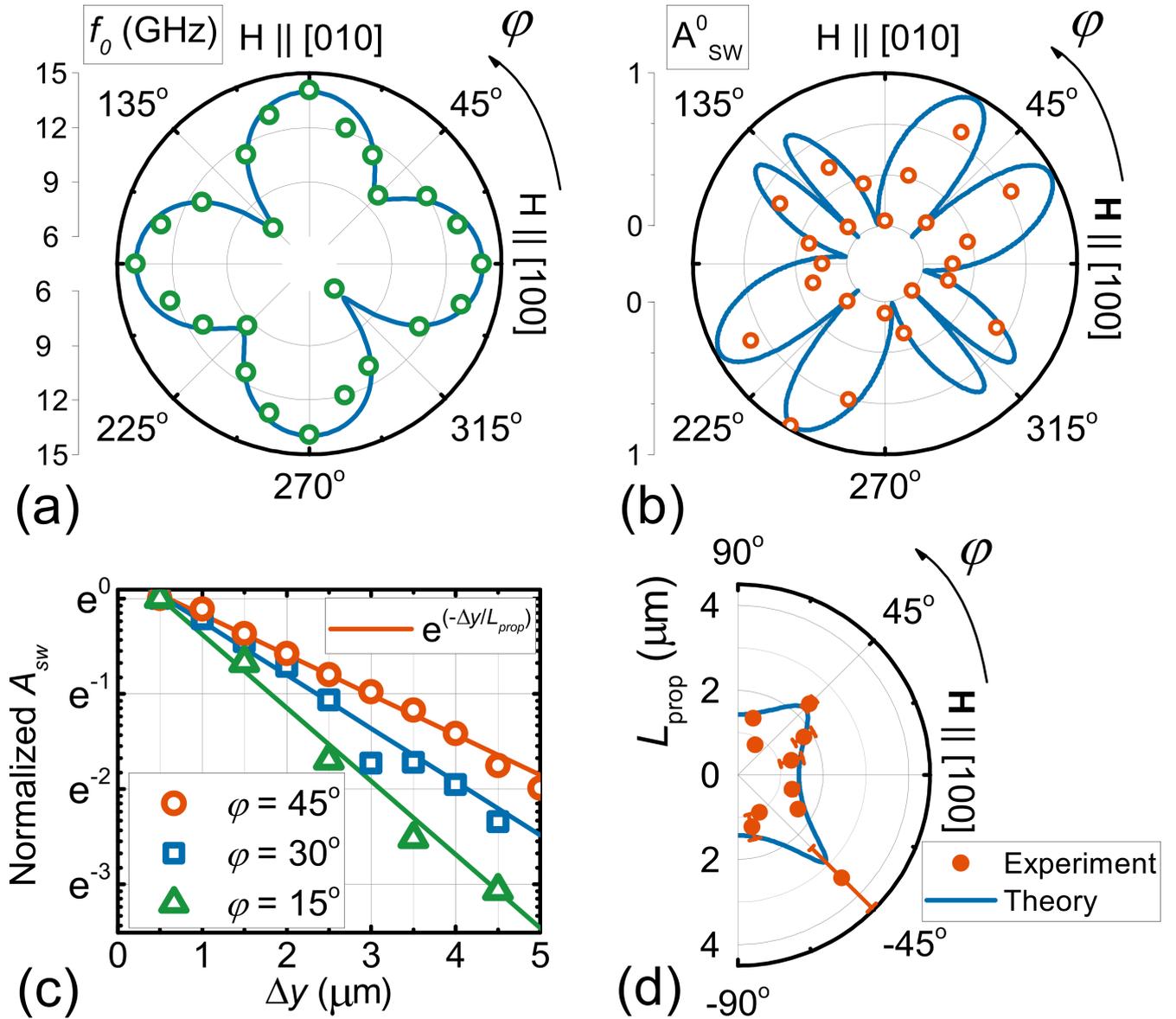


Рисунок 3.4 — (a,b) Азимутальные зависимости центральной частоты  $f_0$  (a) и начальной амплитуды  $A_{sw}^0$  прецессии (b) при  $\Delta y = \Delta x = 0$ . Точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями – теоретическое описание. (c) Зависимость нормированной амплитуды  $A_{sw}(\Delta y)/A_{sw}(\Delta y = 0.5 \mu\text{м})$  при различных значениях  $\varphi$ . Линиями показано описание по формуле (3.3). (d) Зависимость длины распространения  $L_{prop}$  поверхностных магнитостатических волн от  $\varphi$ . Сплошной линией показано описание формулой (3.9).

ной частоты  $f_0(\varphi)$  и начальной амплитуды  $A_{sw}^0(\varphi)$  прецессии. Все зависимости получены при пространственном перекрытии областей накачки и зондирования в поле  $\mu_0 H = 100 \text{ мТл}$ . Зависимости демонстрируют ярко выраженную симметрию четвёртого порядка с дополнительным вкладом второго порядка, что соответствует вкладам кубической и одноосной анизотропии, соответственно.

Вид азимутальной зависимости амплитуды прецессии указывает на возбуждение за счёт сверхбыстрого лазерно-индуцированного термического изменения эффективного поля анизотропии, демонстрировавшийся ранее для плёнок галфенола различной толщины [47; 178]. Как обсуждалось ранее в главе 2, при термическом механизме возбуждения изменяется направление эффективного магнитного поля [A2], что вызвано резким уменьшением абсолютных значений параметров анизотропии  $K_C$  и  $K_U$  [49; 54; 193] и намагниченности насыщения  $M_S$  [1]. Данный механизм подтверждается отсутствием в экспериментах зависимости наблюдаемого сигнала от состояния поляризации импульсов накачки.

Для подтверждения термического механизма возбуждения распространяющихся магнитостатических волн рассмотрим все механизмы, которые могут давать вклад в наблюдаемые эффекты:

- Изменение анизотропии формы, связанное с лазерно-индуцированным размагничиванием [48; 79; 86–89]. Так как равновесное направление намагниченности исследуемой плёнки в отсутствие внешнего поля лежит в плоскости образца, как и прикладываемое внешнее магнитное поле, изменение анизотропии формы не приводит к отклонению намагниченности и, следовательно, не вносит вклад в наблюдаемые эффекты.
- Возбуждение магнитной динамики при помощи обратных магнитооптических эффектов продемонстрировано в [18; 26; 82–85]. Как известно [194], данные эффекты зависят от состояния поляризации возбуждающих импульсов. Отмеченное ранее отсутствие зависимости от поляризации накачки позволяет исключить вклад данных механизмов.
- В [19; 85; 90–92] продемонстрировано возбуждение спиновых волн за счёт магнестрикционной связи с упругой волной при лазерно-индуцированном возбуждении последней. Хотя галфенол обладает достаточными для реализации данного механизма магнестрикционными свойствами, описываемый выше механизм реализуется только вблизи условий пересечения дисперсий спиновых и упругих волн [195]. Данное условие не выполняется в случае исследуемой плёнки в возбуждаемом диапазоне частот и волновых векторов.

Таким образом лазерно-индуцированное изменение анизотропии является единственным механизмом возбуждения наблюдаемых в эксперименте (рисунок 3.3) распространяющихся магнитостатических волн.

### 3.4 Длина распространения поверхностных магнитостатических волн

За пределами области возбуждения амплитуда волновых пакетов демонстрирует азимутальную зависимость, отличную от случая прецессии намагниченности. Наблюдаемое изменение объясняется вкладом не только начальной амплитуды (см. рисунок 3.4 b), но и скоростью затухания с расстоянием от точки возбуждения при заданном  $\varphi$ . Наблюдаемые в эксперименте зависимости нормированной амплитуды волнового пакета  $A_{\text{SW}}(\Delta y)/A_{\text{SW}}(\Delta y = 0.5 \text{ мкм})$  от расстояния  $\Delta y$  для различных значений  $\varphi$  показаны на рисунке 3.4 c. Минимальное затухание с расстоянием наблюдается вдоль направлений трудного намагничивания плёнки ( $\varphi = \pm 45^\circ \parallel [110]$ ) на графике. Максимум затухания совпадает с направлениями лёгкого намагничивания плёнки. Для численной оценки пространственного затухания в данном направлении удобно ввести параметр длины распространения. Для этого зависимости  $A_{\text{SW}}(\Delta y)$  описывались экспоненциальным законом (показан линиями на рисунке 3.4 c):

$$A_{\text{SW}}(\Delta y) \sim e^{-\Delta y/L_{\text{prop}}}, \quad (3.3)$$

где  $L_{\text{prop}}$  – длина распространения.

Оценка длины распространения  $L_{\text{prop}}$  является критически важной для построения устройств магноники [4]. Наблюдаемые в эксперименте волны демонстрируют не только достаточные для применения в магнонике значения, но и выраженную анизотропию в плоскости плёнки. Экспериментальные значения  $L_{\text{prop}}(\varphi)$  показаны точками на рисунке 3.4 d. Максимальное значение  $L_{\text{prop}} = 3.4 \text{ мкм}$  достигается при направлении внешнего поля  $\mathbf{H}$  вдоль трудного направления как кубической, так и одноосной анизотропии  $[1\bar{1}0]$ . Данное значение близко к длине распространения оптически индуцированных поверхностных магнитостатических волн в плёнках пермаллоя толщиной  $d = 20 \text{ нм}$  [86]. Минимум длины распространения наблюдается вдоль направления лёгкого намагничивания.

### 3.5 Теоретический анализ

Информация о дисперсии магнитостатических волн важна для построения оптически реконфигурируемых элементов магноники. С другой стороны выражения для дисперсии необходимы, как будет показано далее, для описания параметров наблюдаемых волновых пакетов. Выражения для дисперсии поверхностных магнитостатических волн получены в рамках предложенного в [196] метода с учётом конкретного вида анизотропии исследуемой плёнки. Свободная энергия без учёта дипольных вкладов имеет вид:

$$\Delta F = K_1(m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) + K_u m_1 m_2 - \mu_0 M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}, \quad (3.4)$$

где  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности,  $m_i$  – его проекция на кристаллографическую ось  $x_i$  (см. вставку на рисунке 3.1).

Вклад одноосной анизотропии, возникающей на интерфейсе плёнки на основе железа и подложки GaAs-(001), согласно [191] имеет вид  $K_u m_1 m_2$ . Используя свободную энергию в виде (3.4), дополненную магнитостатическим вкладом, полученным из решения уравнения Максвелла и используя подход [196] с приближением  $kd \ll 1$  [197] получаем выражение для дисперсии поверхностных магнитостатических волн в виде:

$$\omega(\mathbf{k}) = 2\pi f(\mathbf{k}) = \gamma \sqrt{\left(B_\alpha + \mu_0 M_s \left(1 - \frac{kd}{2}\right)\right) \left(B_\beta + \mu_0 M_s \frac{kd}{2} \sin^2 \psi\right)}, \quad (3.5)$$

С  $B_\alpha$  и  $B_\beta$  в виде:

$$B_\alpha = \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_m) - \frac{K_u}{M_s} \sin(2\varphi_m) + \frac{2K_1}{M_s} \left[1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\varphi_m)\right];$$

$$B_\beta = \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_m) - \frac{2K_u}{M_s} \sin(2\varphi_m) + \frac{2K_1}{M_s} \cos(4\varphi_m),$$

где  $\psi$  – угол между равновесным направлением намагниченности и  $\mathbf{k}$  (см. вставку на рисунке 3.1),  $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$  рад·с<sup>-1</sup>·Тл<sup>-1</sup> – гиромагнитное соотношение,  $\varphi_m$  – угол между  $\mathbf{M}$  и осью [100], полученный из уравнения:

$$\mu_0 H \sin(\varphi - \varphi_m) - \frac{K_1}{2M_s} \sin(4\varphi_m) - \frac{K_u}{M_s} \cos(2\varphi_m) = 0. \quad (3.6)$$

Необходимо отметить, что при  $k = 0$  формула (3.5) переходит в аналитическое выражение для частоты ферромагнитного резонанса в тонкой плёнке с соответствующим видом анизотропии [198].

Выражение для дисперсии (3.5) позволяет оценить параметры распространяющихся пакетов магнитостатических волн. Эллиптичность прецессии имеет вид:

$$\varepsilon = \frac{|\Delta M_{xy}|}{|M_z|} = \sqrt{\frac{|B_\alpha + \mu_0 M_s(1 - kd/2)|}{|B_\beta + \mu_0 M_s(kd/2) \sin^2 \psi|}}, \quad (3.7)$$

где  $\Delta M_{xy}$  и  $M_z$  – плоскостное и внеплоскостное отклонения намагниченности от равновесного направления, соответственно.

Зависимость параметра затухания от  $\varphi$  и  $\mathbf{k}$  имеет вид [199]:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\partial \omega(\mathbf{k})}{\partial \omega_H}, \quad (3.8)$$

где  $\alpha_0$  – параметр затухания Гильберта прецессии с частотой  $\omega_H = \gamma \mu_0 H$  во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$  без учёта анизотропии.

Как обсуждалось ранее, азимутальная зависимость затухания волновых пакетов является определяющим параметром для длины распространения. Таким образом, итоговое выражение для длины распространения имеет вид:

$$L_{\text{проп}} = \tau v_{\text{гр}} = \frac{1}{\alpha \omega(\mathbf{k})} \frac{\partial \omega(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}, \quad (3.9)$$

где  $\tau$  – время релаксации и  $v_{\text{гр}}$  – групповая скорость волнового пакета распространяющейся магнитостатической волны.

Полученные выражения и данные о механизме возбуждения, полученные в разделе 3.3, позволяют описать наблюдаемую экспериментально динамику намагниченности. С этой целью зададимся конкретным видом лазерно-индуцированного термического изменения магнитных параметров плёнки. Полученные в главе 2 результаты демонстрируют, что для описания прецессии намагниченности с хорошей точностью можно считать изменение мгновенным [A2]. Для простоты ограничимся предельным случаем, когда время релаксации параметров после возбуждения сильно больше времени жизни прецессии. Детальный анализ влияния релаксации параметров материала после возбуждения на амплитуду возбуждаемой прецессии представлен в следующей главе. Сделанные допущения позволяют описать лазерно-индуцированное изменение параметров  $K_C/M_S$  и  $K_U/M_S$  при помощи  $\theta$ -функции Хевисайда.

Наилучшее описание азимутальной зависимости частоты прецессии  $f_0(\varphi)$  формулой (3.5) (сплошная линия на рисунке 3.4 а) достигается при  $\mu_0 M_S = 1.56$  Тл,  $K_C = 2.8 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> and  $K_U = -1 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>. Необходимо отметить, что пренебрегая релаксационными процессами приводимые выше параметры относятся к возбуждённой плёнке после лазерно-индуцированного нагрева. С другой стороны, начальное отклонение намагниченности в плоскости плёнки при сверхбыстром термическом изменении анизотропии определяется углом между равновесными направлениями намагниченности до и после возбуждения. Таким образом, параметры плёнки до возбуждения можно восстановить из описания азимутальной зависимости амплитуды прецессии (рисунок 3.4 b). Так как измерения проведены для внеплоскостной компоненты намагниченности, необходимо также учесть эллиптичность (3.7). Описание азимутальной зависимости  $A_{SW}^0(\varphi) \sim \Delta M_Z^0$  с точностью до масштабирующего коэффициента показано линией на рисунке 3.4 b. Используя известное значение намагниченности насыщения образца при комнатной температуре  $\mu_0 \tilde{M}_S = 1.7$  Тл [174; 200], значения параметров анизотропии до возбуждения составляют  $\tilde{K}_C = 3.33 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> и  $\tilde{K}_U = -1.03 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>. Полученные результаты хорошо согласуются со статическими измерениями для плёнки галфенола толщиной 22 нм на подложке GaAs(001) [174].

Уравнение (3.9) позволяет описать наблюдаемую в эксперименте (рисунок 3.4 d) азимутальную зависимость длины распространения  $L_{prop}(\varphi)$ . Наилучшее описание при  $k = 1$  рад/мкм достигается при значении  $\alpha_0 = 0.017$ . Результаты описания экспериментальных данных выражением (3.9) с учётом затухания (3.8) показаны линией на рисунке рисунке 3.4 d. Наблюдается хорошее согласие предложенной модели с экспериментом, описывающее изменение длины распространения, связанное с анизотропией исследуемой плёнки.  $L_{prop}(\varphi)$  максимальна при  $\mathbf{H}$  и волновому вектору, параллельным направлениям трудного намагничивания образца. Характер зависимости  $L_{prop}(\varphi)$  находится в хорошем согласии с результатами, полученными для анизотропных плёнок железа [201]. В случае возбуждения распространяющихся магнитостатических волн при помощи сильно сфокусированных лазерных импульсов волна дополнительно размывается со временем в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{k}$ , чего не наблюдается для волн с плоским фронтом, возбуждаемых микрополосковыми антеннами. В последнем случае волна распространяется квазиодномерно [201]. Однако, полученные данные показывают, что при описанных выше различиях

в характере распространения общий вид азимутальной зависимости  $L_{prop}(\varphi)$  сохраняется.

Значения групповой скорости  $v_{gr}$ , полученные теоретически из выражения (3.9) – 5 – 9 км/с находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями 4.5 – 13 км/с. Данные величины являются типичными для поверхностных магнитостатических волн в тонких металлических плёнках [50].

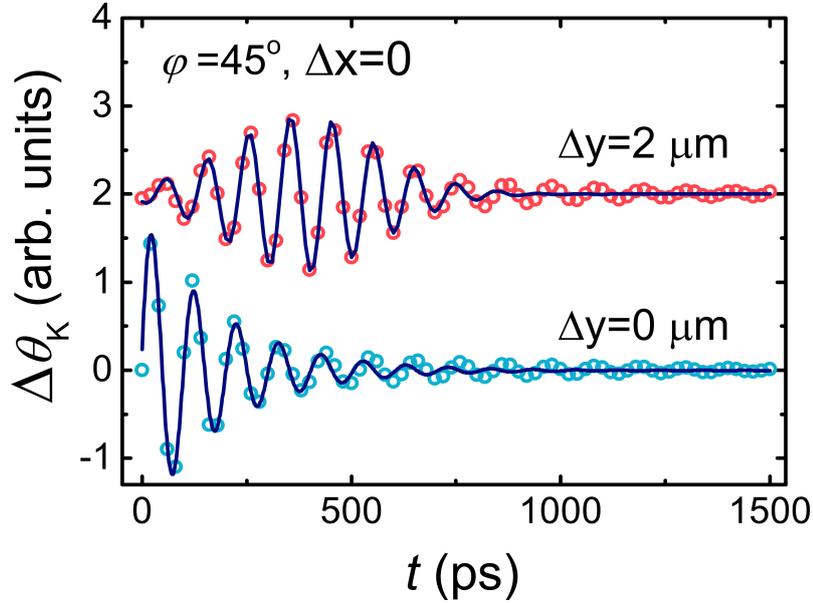


Рисунок 3.5 — Результаты численного моделирования распространения волнового пакета при различных значениях  $\Delta y$ , при  $\varphi = 45^\circ$  и  $\Delta x = 0$ . Сплошными линиями показано описание функцией (3.1) при  $\Delta y = 0$  и функцией (3.2) при  $\Delta y = 2$  мкм.

Определённые выше параметры распространяющихся магнитостатических волн и выражение для их дисперсии (3.5) позволяют промоделировать распространение волнового пакета. Моделирование производилось численно по методике, предложенной в [18; 82; 85; 87]. Учёт возбуждения производился дополнительным вкладом эффективного поля, имеющим вид  $\theta$ -функции Хевисайда во временной области и гауссов профиль в плоскости плёнки. На рисунке 3.5 точками приведены результаты вычислений для прецессии намагниченности  $\Delta y = 0$  и сформировавшегося волнового пакета при  $\Delta y = 2$  мкм. Линиями показано описания соответствующими выражениями (3.1) и (3.2). Кроме очевидного согласия с результатами эксперимента (см. рисунки 3.5 и 3.2) результаты моделирования демонстрируют те же отклонения формы пакетов

от гауссовой, что наблюдаются в эксперименте. Наиболее явно данные отклонения заметны на временах  $t > t_0$ , т.е. после прохождения центра волнового пакета, и отмечались ранее в ряде работ [86; 87; 202]. Результаты моделирования демонстрируют связь данных отклонений с резким изменением дисперсии спиновых волн в области накачки.

### 3.6 Основные выводы к Главе 3

Таким образом, продемонстрировано возбуждение распространяющихся магнитостатических волн в сильно анизотропной эпитаксиальной плёнке галфенола на подложке GaAs. Показано, что наблюдаемые волны являются поверхностными магнитостатическими и возбуждаются сверхбыстрым термическим изменением анизотропии сильно сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами. Благодаря сильной анизотропии ( $\sim 10^4$  Дж/м<sup>3</sup>) возбуждение магнитостатических волн возможно в простой геометрии с внешним магнитным полем в плоскости плёнки. Анизотропия образца позволяет управлять центральной частотой, амплитудой и длиной распространения возбуждаемых волн изменением направления внешнего поля в плоскости плёнки. Длина распространения поверхностных магнитостатических волн в исследуемой плёнке достигает 3.4 мкм, что совместно с недавними результатами по возбуждению спиновой динамики в плёнках галфенола [149; 177; 178], делает его перспективным материалом для создания магнонных устройств. Также галфенол обладает большими значениями параметров магнитострикции [174], что позволяет управлять распространением спиновых волн при помощи деформаций, как продемонстрировано ранее на примере плёнок ферритов-гранатов [75]. Необходимо отметить, что демонстрируемый механизм возбуждения требует наличия анизотропии и не накладывает дополнительных ограничений на электронную и магнитную структуру образца. Продemonстрированное в работе локальное изменение анизотропии при помощи сфокусированного лазерного импульса позволяет локально изменять дисперсионный ландшафт для распространяющихся спиновых волн, что является важным этапом на пути создания оптически реконфигурируемых магнонных устройств [203].

## Глава 4. Однонаправленное распространение спиновых волн, возбуждаемых фемтосекундным лазерным импульсом в планарном волноводе

Глава посвящена изучению особенностей лазерно-индуцированного возбуждения распространяющихся магнитоэлектрических волн в металлическом волноводе. Рассмотрены случаи статического нагрева и сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева:

- однородного по всей площади волновода (раздел 4.3),
- области, однородной по ширине и имеющей гауссов профиль вдоль длинной оси структуры (раздел 4.4),
- области двумерного гауссиана, соответствующей воздействию сфокусированных микрообъективом лазерных импульсов (раздел 4.5).

Распространение спиновых волн в конечных структурах, таких как волноводы, является одним из основных эффектов для создания магнитных устройств (см. раздел 1.5). Управление формой и положением области накачки позволяет получить дополнительные степени свободы при возбуждении волны, что не рассматривалось ранее в случае уединённого волновода. Такие степени свободы позволили продемонстрировать новые способы управления распространением спиновых волн (см. раздел 4.5), что открывает новые перспективы для создания будущих гибридных магнитно-фотонных устройств.

### 4.1 Геометрия и параметры модели

Для изучения распространения лазерно-индуцированных спиновых волн в работе использован метод микромагнитного моделирования. Модельным объектом являлся волновод шириной 3.5 мкм (вдоль оси  $x$  на рисунке 4.1). Толщина волновода составляла 10 нм (вдоль оси  $z$  на рисунке 4.1). При расчёте магнитоэлектрических полей длина волновода считалась эффективно бесконечной за счёт введения одномерных периодических граничных условий (ось  $y$  на рисунке 4.1). Длина моделируемой области волновода составляла 43 мкм. Далее будем принимать за геометрический центр волновода координаты  $x = y = 0$ . В качестве

материала волновода выбран пермаллой, магнитные параметры которого: намагниченность насыщения  $M_S = 8 \cdot 10^5$  А/м, константа неоднородного обмена  $A = 1.3 \cdot 10^{-11}$  Дж/м и параметр затухания Гильберта  $\alpha = 0.008$  [204; 205]. Дополнительно введена магнитная анизотропия с параметром  $K_U = 5 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> с осью лёгкого намагничивания вдоль длинной оси волновода. Для вычислений в приближении макроспинов размер ячейки  $5.2 \times 3.4 \times 5.0$  нм<sup>3</sup> выбран меньше характерных магнитостатической  $\sqrt{2A/(\mu_0 M_S^2)}$  ( $\mu_0$  – магнитная константа) и магнитокристаллической  $\sqrt{A/K_U}$  обменных длин материала [206]. Во избежание отражений волны от краёв моделируемой области в  $y$ -направлении введены стоки спиновых волн в области 3 мкм от каждого края, где  $\alpha$  экспоненциально возрастает, достигая значения 2.4 на краю волновода. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль оси  $x$  с небольшим отклонением в  $0.1^\circ$  в направлениях к осям  $y$  и  $z$  для исключения метастабильных состояний намагниченности.

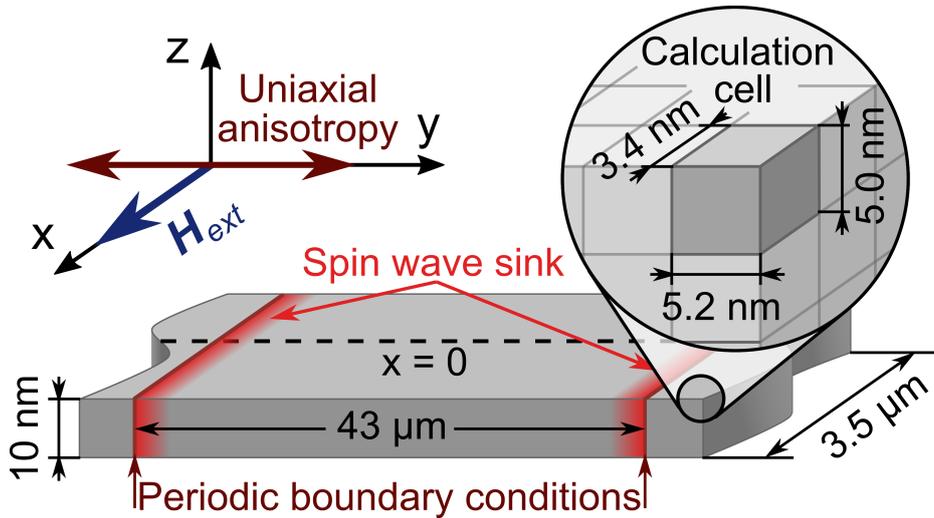


Рисунок 4.1 — Схема моделируемого волновода с легкой осью одноосной анизотропии вдоль оси  $y$  (показана двойной стрелкой). Внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  приложено вдоль оси  $x$ . На вставке показаны размеры ячейки, использованные при моделировании.

Для моделирования термического воздействия фемтосекундных лазерных импульсов, значения  $K_U$  и  $M_S$  уменьшались в области накачки, что соответствует экспериментально наблюдаемым эффектам в металлических плёнках (см. [A2; 1; 49] и результаты главы 2). Для плёнок на основе железа изменение происходит за время порядка сотен фемтосекунд, что много быстрее характерного периода динамики намагниченности в исследуемом материале.

Данный факт позволяет считать лазерно-индуцированное изменение магнитных параметров мгновенным при моделировании. После возбуждения значения магнитных параметров экспоненциально релаксируют к начальным значениям с параметром времени  $\tau = 300$  пс. Согласно результатам измерений, изложенным в главе 2, релаксационные изменения  $K_U$  и  $M_S$  подчиняются степенному закону (2.5). При моделировании использована степень 3, характерная для одноосной анизотропии [51]. Пиковое лазерно-индуцированное изменение  $M_S$  составляло 10 % от равновесного значения. Значения параметров, использованные при моделировании  $M_S^c = 8 \cdot 10^5$  А/м,  $K_U^c = 5 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup> и  $M_S^h = 7.2 \cdot 10^5$  А/м,  $K_U^h = 3.6 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>, где индексы  $c$  и  $h$  соответствуют значениям до и сразу после возбуждения. Изменение параметров со временем после возбуждения имеет вид:

$$P(t) = P^c - (P^c - P^h)\Theta(t)\exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (4.1)$$

где  $P$  соответствует  $M_S$  или  $K_U$ ,  $\Theta(t)$  – функция Хевисайда. Вид возбуждения в пространстве  $P(x,y)$  будет обсуждаться далее.

Все вычисления проведены в свободном программном пакете микромагнитного моделирования mumax<sup>3</sup> [172].

## 4.2 Изменение направления эффективного магнитного поля при лазерном нагреве

Как продемонстрировано в главе 3 начальная амплитуда прецессии намагниченности, возбуждаемой лазерно-индуцированным изменением анизотропии, пропорциональна изменению направления эффективного магнитного поля [A1; A2; 49]. Для оценки эффективности возбуждения магнитной динамики произведено измерение угла между равновесными направлениями  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  до и после воздействия лазерного импульса. Измерения проведены для значений внешнего магнитного поля в диапазоне  $\mu_0 H_{\text{ext}} = 5 - 200$  мТл как функция координаты перпендикулярно волноводу  $x_d$ .

На рисунке 4.2 а, б показаны кривые намагничивания в центре волновода и на его краях для значений магнитных параметров до ( $M_S^c, K_U^c$ ) и сразу после

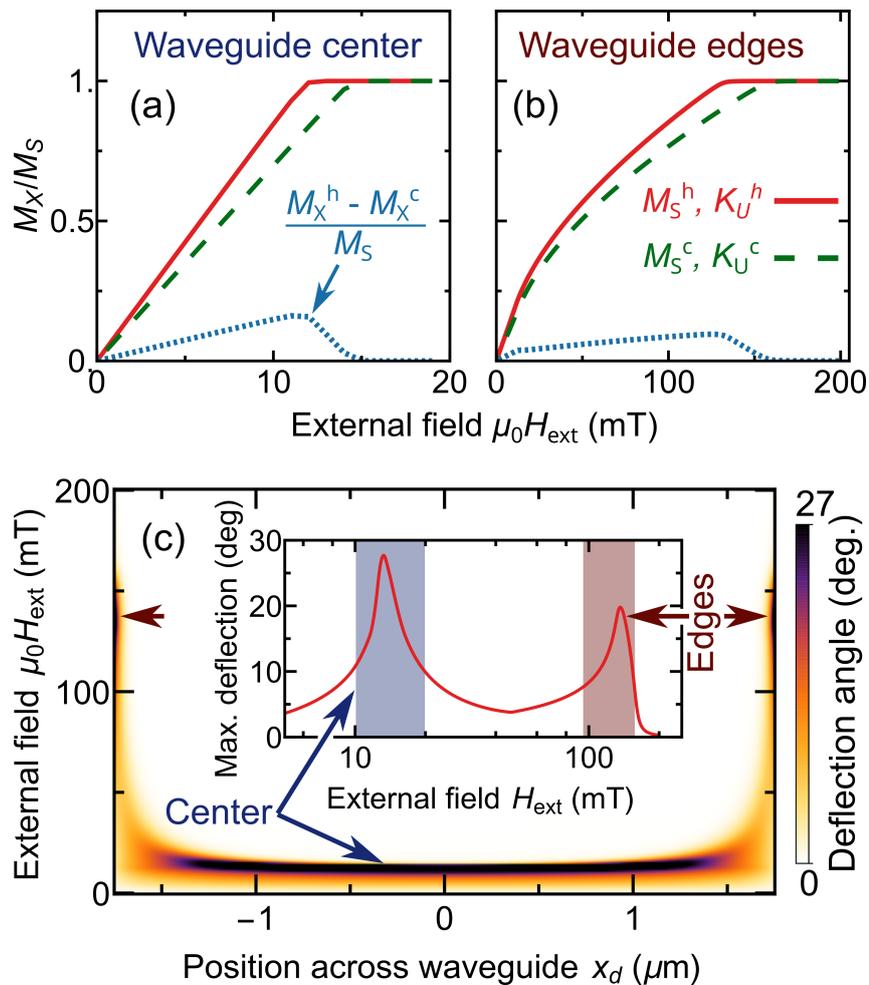


Рисунок 4.2 — Отклонение равновесного направления эффективного магнитного поля при однородном нагреве. (а, б) Модельные кривые намагничивания, измеренные в центре (а) и на краю (б) волновода. Воздействие лазерно-индуцированного нагрева моделировалось изменением магнитных параметров материала. Кривые показаны для параметров нагретого (сплошная линия) и ненагретого (штриховая линия) волновода. Пунктирные линии показывают индуцируемое возбуждением отклонение намагниченности в направлении  $x$ . (с) Зависимость угла индуцируемого нагревом отклонения равновесного направления намагниченности в зависимости от внешнего магнитного поля и положения поперек волновода. На вставке показан максимальный по ширине волновода угол отклонения в зависимости от величины внешнего магнитного поля.

$(M_S^h, K_U^h)$  возбуждения. Лазерно-индуцированное отклонение эффективного магнитного поля показано пунктирной линией, максимум которой в центре волновода наблюдается при  $\mu_0 H_{ext} = 2K_U/M_S$  (см. рисунок 4.2 а). При смещении области детектирования к краю волновода, вклад полей рассеяния приводит

к увеличению  $\mu_0 H_{ext}$ , при котором наблюдается максимальное отклонение эффективного поля, на порядок до 136 мТл (см. рисунок 4.2 b).

На рисунке 4.2 с показана зависимость угла между  $\mathbf{M}_S^c$  и  $\mathbf{M}_S^h$  (равного изменению ориентации  $\mathbf{H}_{eff}$ ) как функция величины внешнего магнитного поля и координаты поперёк волновода (большие значения угла соответствуют более тёмному цвету). На графике видно, что на расстоянии порядка 100 нм от края волновода происходит резкое увеличение значения  $H_{ext}$ , при котором наблюдается максимум отклонения эффективного поля. На зависимости максимального среди всех положений  $x_d$  угла отклонения от величины  $H_{ext}$  наблюдается два пика (см. вставку на рисунке 4.2 с). Пик с центром при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл соответствует возбуждению центра волновода, а с центром при 136 мТл – возбуждению краёв волновода.

Эксперименты с монохроматическим возбуждением антеннами демонстрируют избирательность областей распространения волны по ширине волновода [130; 150; 151], зависящую от частоты возбуждения и величины внешнего магнитного поля. Использование сфокусированных лазерных импульсов позволяет локализовать возбуждение по ширине волновода. Вместе с тем, сверхбыстрый нагрев приводит к возбуждению широкого спектра частот магнитной динамики. Данные особенности приводят нас к вопросам: как распространяются пакеты лазерно-индуцированных широкополосных спиновых волн после возбуждения волновода и можно ли контролировать область распространения волны позиционированием области возбуждения и величиной  $H_{ext}$ ? Ниже рассмотрено распространение магнитостатических волн при различных формах и положениях области возбуждения и различных величинах внешнего магнитного поля.

### 4.3 Динамика намагниченности при однородном возбуждении всей площади волновода

Рассмотрим однородное лазерно-индуцированное возбуждение всей площади волновода (см. схему возбуждения на рисунке 4.3 а). Для детектирования возбуждаемой прецессии с разрешением по ширине волновода величина внеплоскостной компоненты намагниченности ( $M_z$ ) усреднялась в области ши-

риной 42 нм, длиной равной длине волновода и различными положениями  $x_d$ . Зависимости  $M_z$  от времени после возбуждения имеют сложный частотный спектр (см. пример зависимости и соответствующий спектр для центра волновода при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл на рисунке 4.3 b, c). Сложный спектральный состав объясняется вкладом от распространяющихся магнитостатических волн, источником которых выступают края волновода даже в случае однородного возбуждения, как продемонстрировано в [207–210]. В связи с этим в качестве оценки амплитуды возбуждаемой прецессии использовалась площадь под кривой БПФ (закрашенная область на рисунке 4.3 c). В соответствии с результатами статических измерений, максимум возбуждаемой амплитуды в центре волновода наблюдается в малых полях и при приближении к краю волновода смещается в большие  $H_{ext}$  (см. рисунок 4.3 d).

На зависимости максимальной амплитуды прецессии от величины внешнего поля наблюдаются два пика при 13 и 136 мТл (рисунок 4.3 e), положение которых совпадает с полями возбуждения центра и краёв волновода (вставка на рисунке 4.2 c). При этом амплитуда в центре волновода ниже, чем на его краях, что отличается от данных для максимального изменения угла  $\mathbf{H}_{eff}$ . Данное изменение соотношения пиков объясняется зависимостью эллиптичности прецессии от  $x_d$  и различным соотношением периода возбуждаемой прецессии и времени релаксации магнитных параметров  $\tau$ . В случае, когда период прецессии много меньше  $\tau$ , начальная амплитуда  $M_z(t)$  пропорциональна углу лазерно-индуцированного отклонения  $\mathbf{H}_{eff}$  [A2; 54]. В случае, когда период прецессии больше  $\tau$ , начальная амплитуда является функцией угла отклонения  $\mathbf{H}_{eff}$  и частоты прецессии.

На рисунке 4.4 a показано влияние лазерного импульса на магнитные параметры  $M_S$  и  $K_U$ , используемое при моделировании. В том же временном масштабе на рисунке 4.4 b и c приведена динамика  $M_z(t)$  в центре и на краю волновода. На зависимостях видно, что прецессия намагниченности возбуждается в центре и вблизи края с большей эффективностью в полях 13 и 136 мТл, соответственно. Однако, частота прецессии выше на краю волновода, что объясняется вкладами в величину эффективного поля как анизотропии, так и полей рассеяния вблизи края волновода. Влияние соотношения периода прецессии  $T$  и времени релаксации  $\tau$  на амплитуду можно определить из уравнения Ландау-Лифшица:

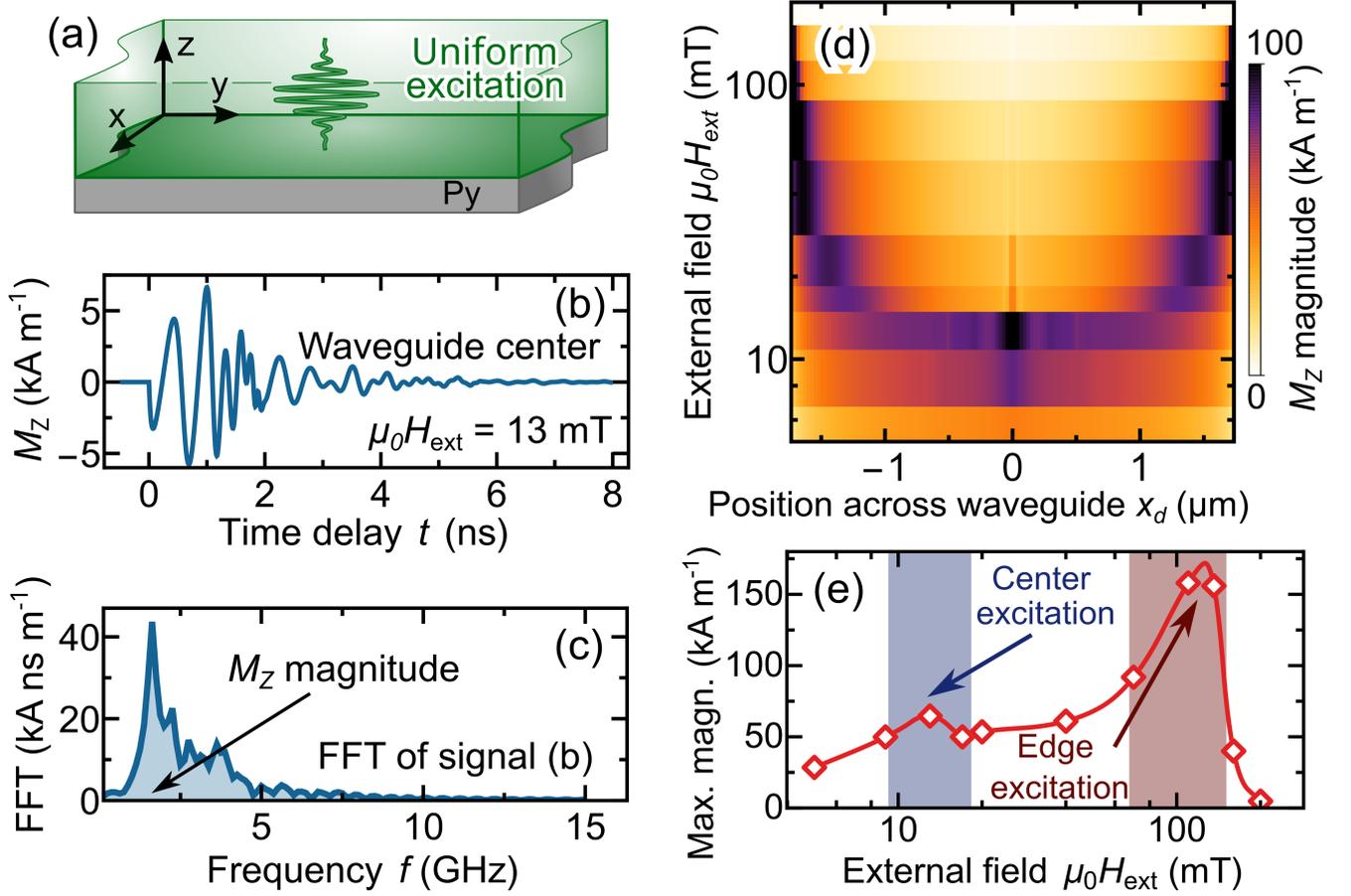


Рисунок 4.3 — Динамика намагниченности при возбуждении всей площади волновода. (a) Схема возбуждения волновода. (b) Пример лазерно-индуцированного сигнала внеплоскостной компоненты намагниченности от времени в центре волновода при  $\mu_0 H_{\text{ext}} = 13 \text{ мТл}$ . (c) Быстрое преобразование Фурье временного сигнала (b). Область, соответствующая амплитуде сигнала показана цветом. (d) Амплитуды сигналов лазерно-индуцированной магнитной динамики как функция величины внешнего магнитного поля и координаты поперек волновода. (e) Максимальные по ширине волновода амплитуды магнитной динамики в зависимости от  $H_{\text{ext}}$ .

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -|\gamma| \left[ \mathbf{m} \times \left( -\frac{1}{M_S} \frac{\partial F_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{m}} \right) \right], \quad (4.2)$$

где  $\mathbf{m} = \{m_x, m_y, m_z\} = \mathbf{M}/M_S$ ,  $F_{\text{tot}} = F_A + F_H + F_M$  плотность свободной энергии, состоящей из энергии анизотропии:  $F_A = -K_U m_y^2$ , зеемановского вклада:  $F_H = -\mu_0 M_S m_x H_{\text{ext}}$  и дипольного вклада:  $F_M = \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 m_z^2$ . Начальное со-

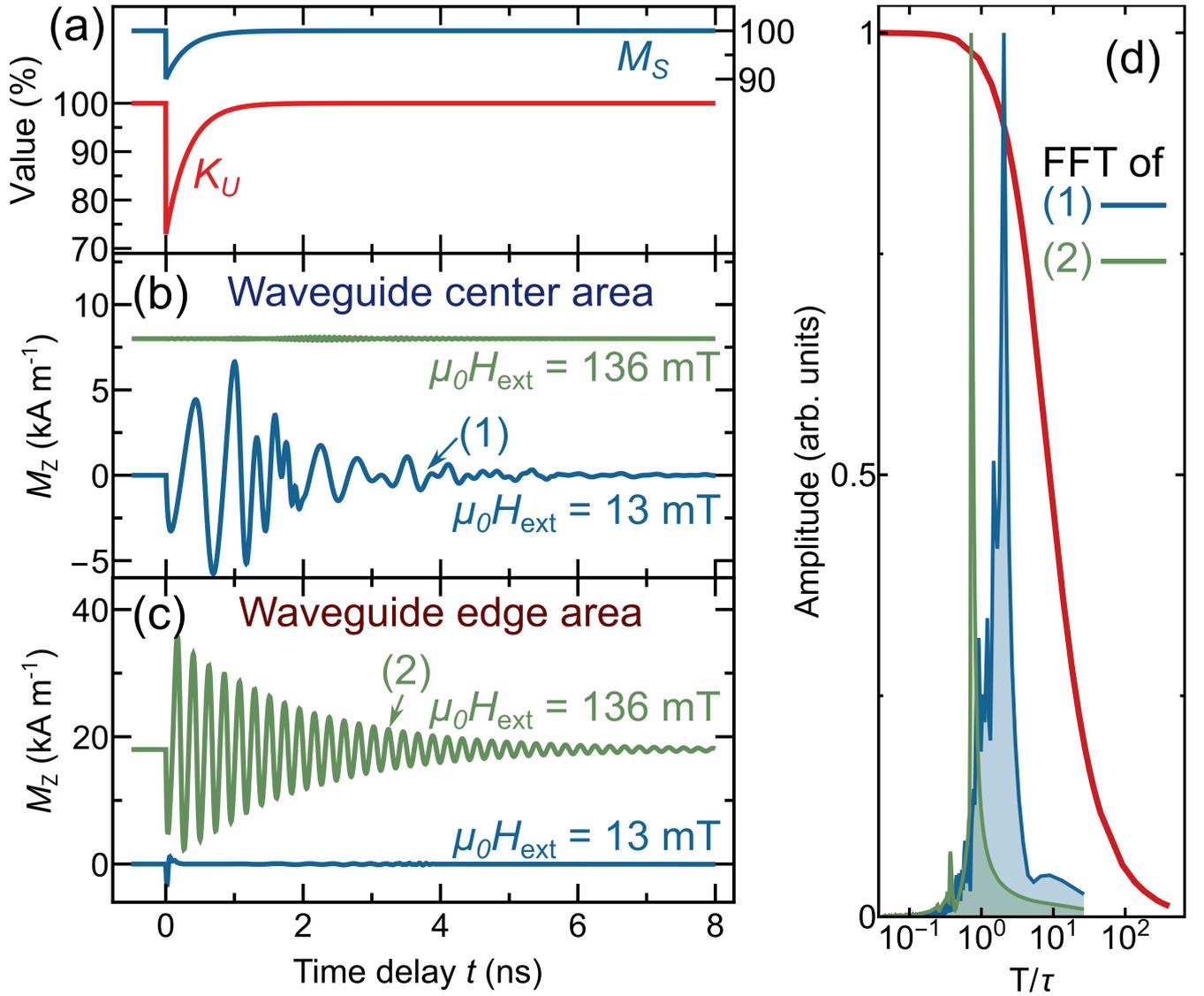


Рисунок 4.4 — (a) Временные зависимости магнитных параметров  $K_U$  и  $M_S$ . Временные зависимости динамики  $M_Z$  компоненты намагниченности в центре (b) и на краю (c) волновода. Сигналы представлены для  $\mu_0 H_{ext} = 13$  и  $136$  мТл в случае равномерного возбуждения всей площади волновода. Начальное состояние  $M_z(t < 0) = 0$  во всех случаях, для наглядности введён дополнительный сдвиг. (d) Нормированная амплитуда возбужденной прецессии как функция отношения  $T/\tau$  (сплошная красная линия), полученная с использованием уравнения 4.2, и нормированные спектры БПФ сигналов (1) из (b) и (2) из (c).

остояние определяется условием:

$$\frac{\partial F_{tot}}{\partial \mathbf{m}} = 0, \text{ at } t < 0. \quad (4.3)$$

Уравнение (4.2) с начальными условиями (4.3) для бесконечной плёнки решались численно при фиксированном значении внешнего поля  $\mu_0 H_{ext} = 9$  мТл и

значениях  $\tau$ , варьируемых в диапазоне от  $10^{-2}$  до  $10^3$  нс. На рисунке 4.4 d показана полученная зависимость ожидаемой амплитуды прецессии от величины  $T/\tau$ . Максимум амплитуды наблюдается при  $\tau \gg T$ , что можно объяснить большим перекрытием спектральных диапазонов возбуждаемой прецессии и возбуждающей силы [211]. Для сравнения на рисунок 4.4 d помещены спектры прецессии намагниченности, наблюдаемой при моделировании, в центре волновода в поле 13 мТл и на его краю в поле 136 мТл, что соответствует двум максимумам на рисунке 4.3 e. Видно, что условия на краю волновода соответствуют возбуждению с максимальной эффективностью, в то время как возбуждение в центре волновода происходит с уменьшением амплитуды, что объясняет изменение соотношения пиков между зависимостями на рисунках 4.2 c и 4.3 e.

Полученные результаты демонстрируют возможность лазерно-индуцированного возбуждения различных областей поперек волновода в зависимости от значения  $H_{ext}$ . Результаты моделирования магнитной динамики согласуются с пространственным распределением момента  $\mathbf{T}$ , предсказанным в предыдущем разделе. Кроме изменения величины внешнего магнитного поля, использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет селективно возбуждать различные области поперек волновода управляя положением и формой области накачки. Далее будет продемонстрировано, что такой подход позволяет контролировать амплитудную невязанность и даже добиться однонаправленности распространения волны.

#### 4.4 Распространение спиновых волн при возбуждении импульсом, сфокусированным в однородную по ширине волновода область

Рассмотрим возбуждение распространяющихся магнитостатических волн фемтосекундными лазерными импульсами сфокусированными в область, однородную по ширине волновода (см. схему возбуждения на рисунке 4.5 a). Экспериментально такой способ возбуждения продемонстрирован в [157; 158; 212; 213] при помощи цилиндрических линз или металлической щели. Область накачки при моделировании располагалась в  $y = 0$  и имела вид:

$$P(y,t) = P(t) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.4)$$

где  $P(t)$  – зависимость параметров от времени (4.1),  $\sigma = 640$  нм. Таким образом вдоль оси  $y$  возбуждение имеет гауссов профиль с полной шириной на полувысоте 1.5 мкм, что достижимо оптическими методами. Для детектирования измерялась динамика  $M_z$  компоненты намагниченности, усреднённая по области  $42 \times 27$  нм, в различных положениях по ширине волновода  $x_d$ . Детектирование осуществлялось на расстоянии  $y_d = 10.5$  мкм от области возбуждения в положительном направлении оси  $y$ .

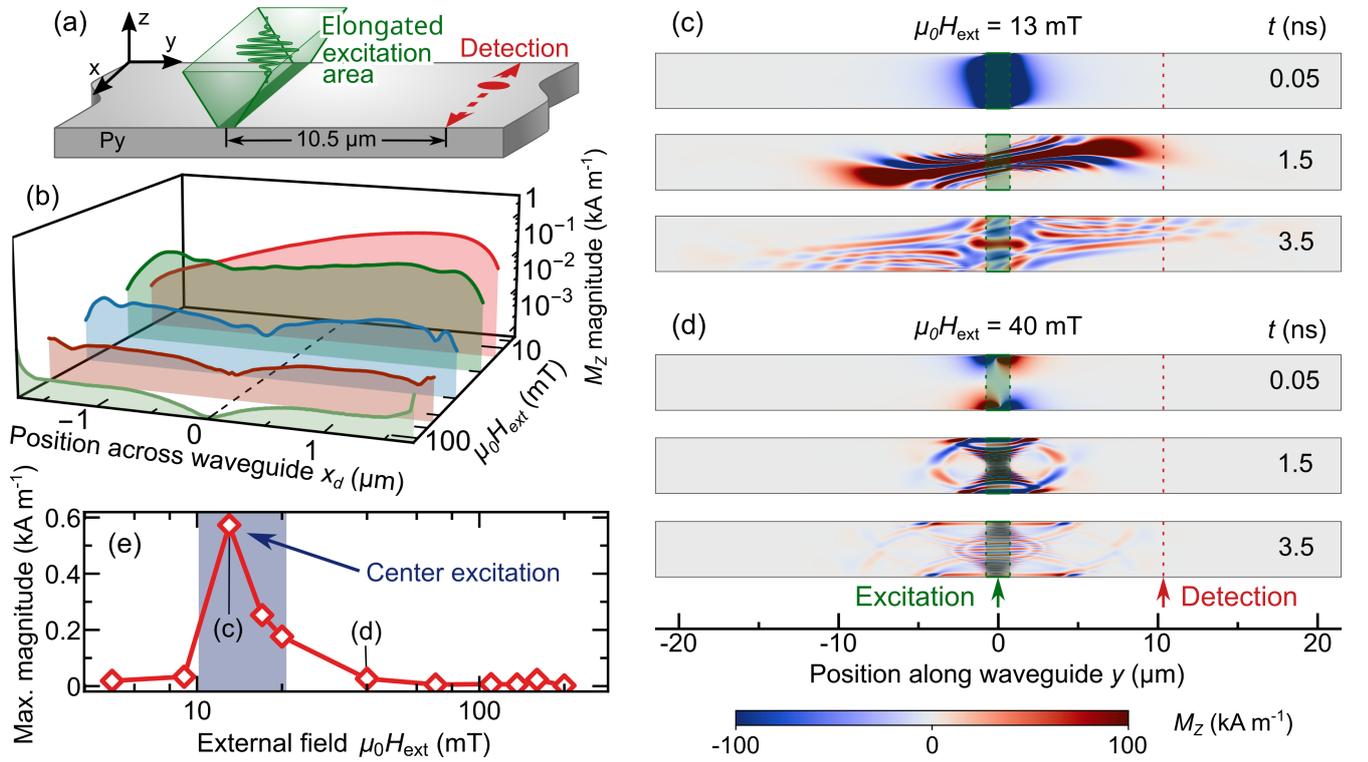


Рисунок 4.5 — Распространение волны при возбуждении лазерными импульсами, сфокусированными в однородную по ширине волновода область. (a) Схема возбуждения и детектирования волн в волноводе. (b) зависимости амплитуды волны от положения детектирования  $x_d$  при различных значениях внешнего поля. (c, d) Распределения  $M_z$  компоненты намагниченности в различные моменты времени  $t$  после возбуждения при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  и 40 мТл, соответственно. (e) Зависимость максимальной по ширине волновода амплитуды от внешнего магнитного поля.

На рисунке 4.5 b приведены зависимости амплитуды волнового пакета в зависимости от  $x_d$  для различных значений внешнего поля. В соответствии с ре-

зультатами для однородного возбуждения всей площади волновода, при малых значениях  $H_{ext}$  на зависимости от  $x_d$  наблюдается один пик, однако в данном случае он смещён относительно центра волновода  $x_d = 0$ . При увеличении  $H_{ext}$  максимумы амплитуды смещаются к краям волновода, а зависимость становится симметричной относительно центра.

Для объяснения наблюдаемых особенностей на рисунке 4.5 c, d приведены распределения  $M_z$  компоненты намагниченности в волноводе в различные моменты времени после возбуждения при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  и 40 мТл. В меньшем поле волна распространяется из центра под небольшим углом к длинной оси волновода (см. рисунок 4.5 c). Данный факт объясняется неколлинеарностью  $\mathbf{M}^c$  и  $\mathbf{H}_{ext}$  в данном поле (см. рисунок 4.2 a). Так как магнитостатические волны в тонких металлических плёнках в геометрии Деймона-Эшбаха распространяются перпендикулярно намагниченности [A1; 86; 122], направление распространения волновых пакетов не совпадает с длинной осью волновода. Этот результат объясняет асимметричность распределения амплитуды по ширине волновода в малых полях на рисунке 4.5 b. Необходимо отметить, что результаты моделирования также согласуются с результатами экспериментов по не оптическому возбуждению спиновых волн в волноводе при помощи микрополосковых антенн [139; 214].

При увеличении  $H_{ext}$ , область эффективного возбуждения смещается к краям волновода (см. рисунок 4.5 d). Из-за этого возбуждаемые магнитостатические волны распространяются преимущественно вдоль оси  $x$  и детектируются на расстоянии  $y_d = 10.5$  мкм после многократных отражений от краёв волновода. При этом амплитуда детектируемых волновых пакетов резко уменьшается, что приводит к подавлению пика, соответствующего возбуждению краёв, на зависимости максимальной по ширине волновода амплитуды от  $H_{ext}$  (см. рисунок 4.5 e).

Таким образом, даже в случае равномерного по ширине волновода возбуждения, при помощи внешнего магнитного поля возможно управление не только частотой, но и направлением распространения волны, а также её полное подавление. Дополнительной степенью свободы в случае лазерно-индуцированного возбуждения выступают форма и положение области возбуждения. Самый простой случай — сфокусировать фемтосекундные лазерные импульсы в пятно круглой формы при помощи микрообъектива. В следующем разделе рассмот-

рено влияние положения области возбуждения, имеющей форму 2D-гауссового распределения, на ранее полученные результаты.

#### 4.5 Распространение спиновых волн при возбуждении сфокусированным лазерным импульсом

Рассмотрим возбуждение фемтосекундным лазерным импульсом, сфокусированным в область 2D-гауссова распределения в плоскости волновода:

$$P(x,y,t) = P(t) \exp \left[ -\frac{(x - x_0)^2 + y^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4.5)$$

где  $\sigma = 640$  нм при различных положениях возбуждения  $x_0$  по ширине волновода (см. схему возбуждения на рисунке 4.6 а). Детектирование осуществлялось аналогично случаю в разделе 4.4.

На рисунке 4.6 b-d показаны зависимости амплитуды волновых пакетов как функции  $x_0$  и  $x_d$  при различных значениях внешнего поля. При  $\mu_0 H_{ext} = 13$  и 17 мТл, соответствующих возбуждению центра волновода, наблюдается выраженная асимметричность амплитуды для положений области накачки  $x_0 > 0$  и  $x_0 < 0$ . Причём в поле 13 мТл распространение спиновой волны задетектировано при  $x_d > 0$ ,  $x_0 < 0$  (см. рисунок 4.6 b), а в поле 17 мТл при  $x_d < 0$ ,  $x_0 > 0$  (см. рисунок 4.6 c). При увеличении внешнего поля распространение волны детектируется для всех значений  $x_0$  по ширине волновода (см. рисунок 4.6 d). Однако в этом случае уменьшается амплитуда волны, что видно на рисунке 4.6 e, где приведена полевая зависимость максимума амплитуды среди всех значений  $x_0$  и  $x_d$ .

Распределение  $M_z$  компоненты намагниченности в волноводе при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  и 17 мТл (см. рисунок 4.6 f, g) демонстрирует распространение волновых пакетов в положительном/отрицательном направлении оси  $y$  в зависимости от положения области накачки  $x_0$ . Аналогично случаю, рассмотренному в разделе 4.4, распространение происходит под небольшим углом к длинной оси волновода. В поле 13 мТл при  $x_0 < 0$  волновой пакет распространяется только в положительном направлении оси  $y$  и наоборот при  $x_0 > 0$  (см. рисунок 4.6 f). Подробный анализ природы возникающей однонаправленности проведён ниже.

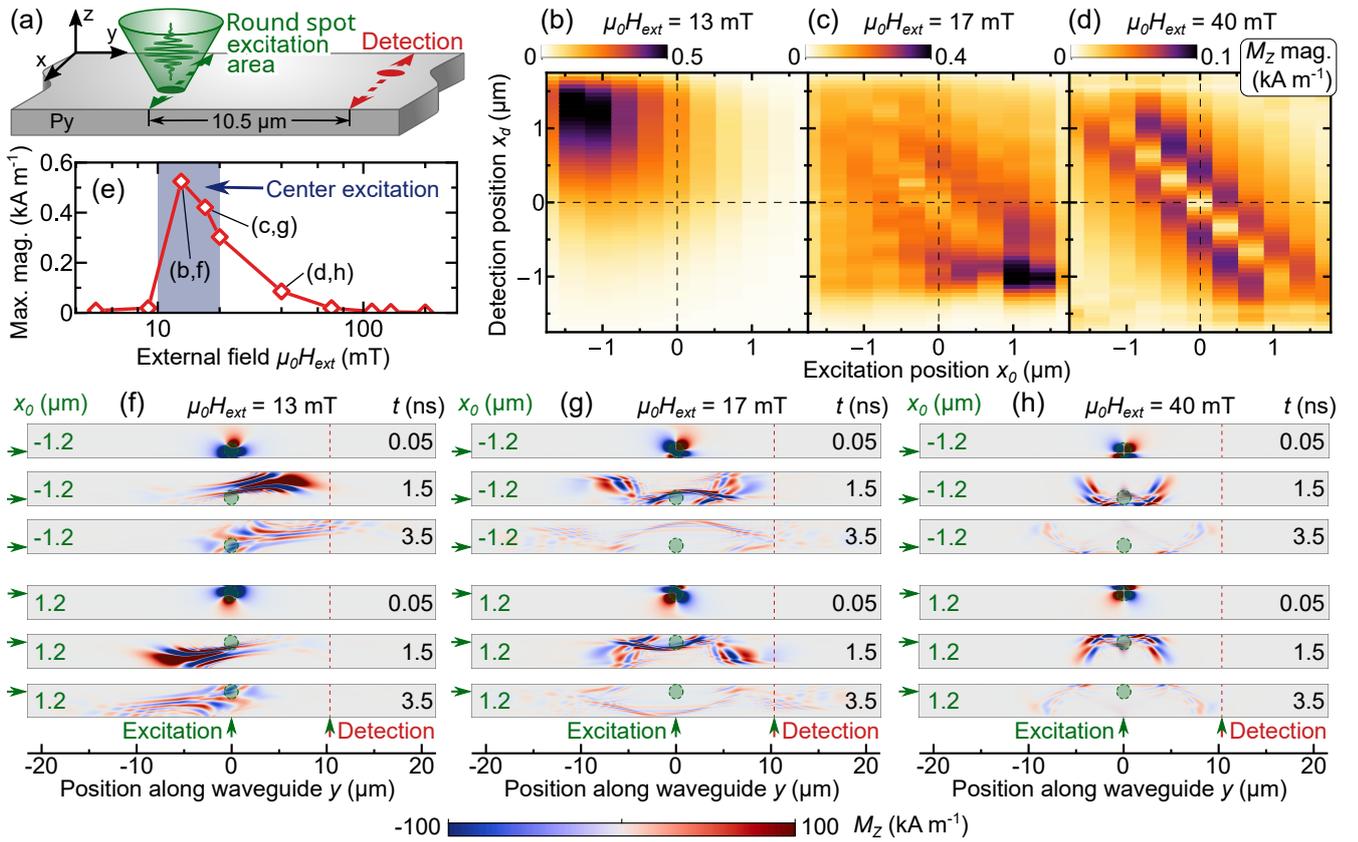


Рисунок 4.6 — Распространение магнито-статических волн при возбуждении лазерным импульсом, сфокусированным в область 2D-гауссова распределения. (a) Схема возбуждения волновода. (b - d) Зависимости амплитуды волны при  $y_d = 10.5$  мкм от положения возбуждения и детектирования вдоль оси  $x$  при  $\mu_0 H_{ext} = 13, 17$  и  $40$  мТл, соответственно. (e) Зависимость максимума амплитуды волны среди всех положений возбуждения и детектирования от величины внешнего магнитного поля. (f - h) Распределения компоненты намагниченности  $M_z$  в различные моменты времени после возбуждения при  $\mu_0 H_{ext} = 13, 17$  и  $40$  мТ, соответственно. Распределения в верхних трёх рядах соответствуют возбуждению при  $x_0 = -1,2$  мкм относительно центра волновода, в трёх нижних — при  $x_0 = 1,2$  мкм.

В поле 17 мТл возбуждение волны происходит как в центре, так и на краях волновода, в результате действия двух механизмов. С одной стороны, отклонение  $\mathbf{M}$  от  $H_{ext}$  еще достаточно велико, чтобы возбуждение центра было ненулевым. С другой стороны, эффективная область возбуждения смещается к краю волновода (см. рис. 4.3 (d)), из-за чего наблюдается распространение волны от краёв. Эти два механизма приводят к интерференции мод, возбуждаемых в центре волновода и на его краю. Из-за интерференции направление

распространения с наибольшей амплитудой меняется на противоположное по сравнению со случаем при  $\mu_0 H_{ext} = 13 \text{ мТл}$  (пик амплитуды при  $x_0 > 0, x_d < 0$  на рис. 4.6 (с)).

При  $\mu_0 H_{ext} = 40 \text{ мТл}$  (см. рисунок 4.6 h), волновые пакеты распространяются симметрично в направлениях  $y > 0$  и  $y < 0$ . Это объясняется многократными отражениями волны от краёв волновода в процессе распространения, что приводит к уменьшению скорости распространения вдоль  $y$ -оси и детектируемой амплитуды, аналогично случаю однородного по ширине волновода возбуждения (см. раздел 4.4).

Дисперсионные зависимости магнитостатических волн с разрешением по ширине волновода при  $\mu_0 H_{ext} = 13 \text{ мТл}$  восстанавливались методом микромагнитного моделирования. Возбуждение осуществлялось дополнительным  $rf$  полем антенны с пространственным распределением, аналогичным случаю из предыдущего раздела 4.4 (см. рисунок 4.7 а). Полная ширина на полувысоте в направлении оси  $y$  составляла 250 нм. Переменное поле прикладывалось в  $z$  направлении и изменялось во времени по закону  $a \cdot \text{sinc}(2\pi \cdot f \cdot t)$ , где  $a = 5 \text{ мТл}$  – амплитуда возбуждения,  $f = 27 \text{ ГГц}$  – максимальная возбуждаемая частота,  $t$  – время. Результат двумерного фурье-преобразования от пространственно-временного распределения внеплоскостной компоненты намагниченности на расстоянии 100 нм от края волновода приведён на рисунке 4.7 b. На дисперсионной зависимости во всём диапазоне возбуждаемых волновых чисел видна амплитудная невязанность для волн, распространяющихся в противоположных направлениях. При смещении области детектирования в центр волновода (см. рисунок 4.7 с) амплитудной невязанности не наблюдается. Штриховой линией на рисунке 4.7 с показана теоретическая зависимость, построенная с использованием формул (1.7) при значении эффективного поля с учётом одноосной анизотропии:  $H_{eff} = H_{ext} - 2K_U/(\mu_0 M_S) = 400 \text{ А/м}$ . Характер дисперсионной зависимости, полученной методом микромагнитного моделирования, хорошо согласуется с предсказаниями теории. С другой стороны, дипольные поля вблизи края магнитной среды не позволяют использовать аналитические методы. При смещении области детектирования к противоположному краю волновода (см. рисунок 4.7 d) наблюдается картина, аналогичная случаю на рисунке 4.7 b, но с противоположным знаком невязанности.

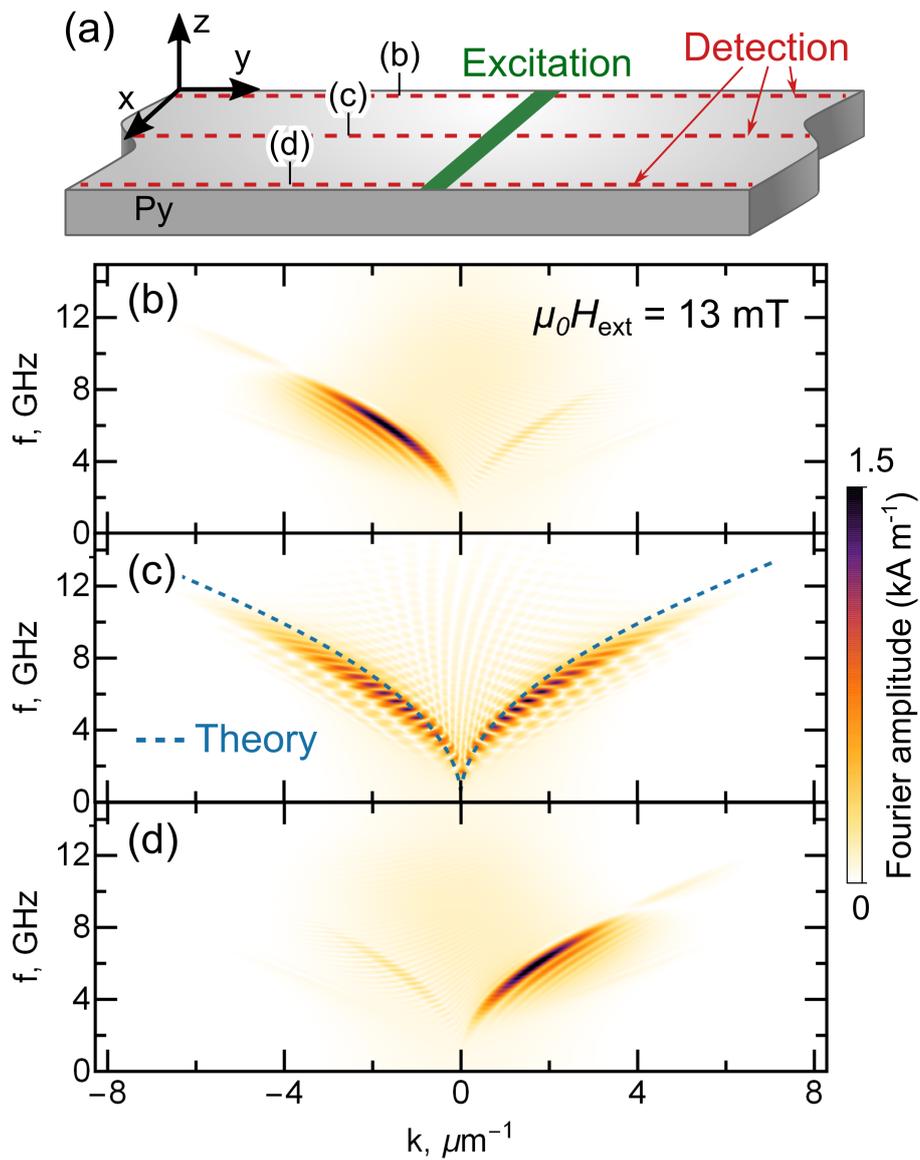


Рисунок 4.7 — Дисперсия однонаправленных магнитостатических волн. (а) Схема возбуждения и детектирования магнитостатических волн в волноводе. (b-d) Дисперсия волн, возбуждаемых  $rf$  полем антенны в центре волновода  $x_d = 0$  (с) и на его краях  $x_d = \pm 1.5$  мкм (b и d). Дисперсия получена двумерным преобразованием Фурье внеплоскостной компоненты динамики намагниченности вдоль штриховых линий на панели (а) во внешнем магнитном поле  $\mu_0 H_{\text{ext}} = 13$  мТл.

#### 4.6 Феноменологическое описание однонаправленного распространения лазерно-индуцированных магнитостатических волн в волноводе

Таким образом, сфокусированные фемтосекундные лазерные импульсы позволяют возбуждать однонаправленно распространяющиеся магнитостатические волны в конечных структурах. В этом разделе рассматривается природа и производится количественный анализ выявленной однонаправленности волн.

Наиболее выраженная амплитудная невзаимность в распространении волн наблюдается при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл. На рисунке 4.8 а показано распределение максимальных значений  $|M_z|$  за все время моделирования 8 нс. Как видно, амплитуда волн, распространяющихся в положительном направлении оси  $y$ , выше, чем в отрицательном. Далее будет показано, что наблюдаемая однонаправленность является результатом воздействия полей размагничивания и нарушения симметрии по мере приближения области возбуждения к краю волновода.

Для подробного описания происхождения однонаправленности снова рассмотрим равновесное распределение намагниченности и её начальные отклонения. На рисунке 4.8 б показано равновесное распределение намагниченности в волноводе при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл. Данное распределение определяет траектории волн, которые распространяются к центру волновода в одном направлении и по направлению к краю практически перпендикулярно ему в другом направлении. Более того, как показано на рис. 4.8 (с), угол отклонения  $\mathbf{H}_{eff}$  уменьшается к краям, что приводит к эффективному возбуждению только центральной области волновода. Для распространения в отрицательном  $y$ -направлении волна, возбужденная в его центральной части, должна достичь края и отразиться от него. Отражение волны приводит к уменьшению амплитуды и изменению направления распространения на перпендикулярное оси  $y$ . В результате распространяющиеся от краёв волны имеют практически нулевую амплитуду при детектировании на расстоянии  $y_d$  от области возбуждения. Такой механизм невзаимного распространения возбуждаемых магнитостатических волн дополнительно подтверждается полностью симметричным распространением при возбуждении в центре волновода ( $x_0 = 0$  и  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл).

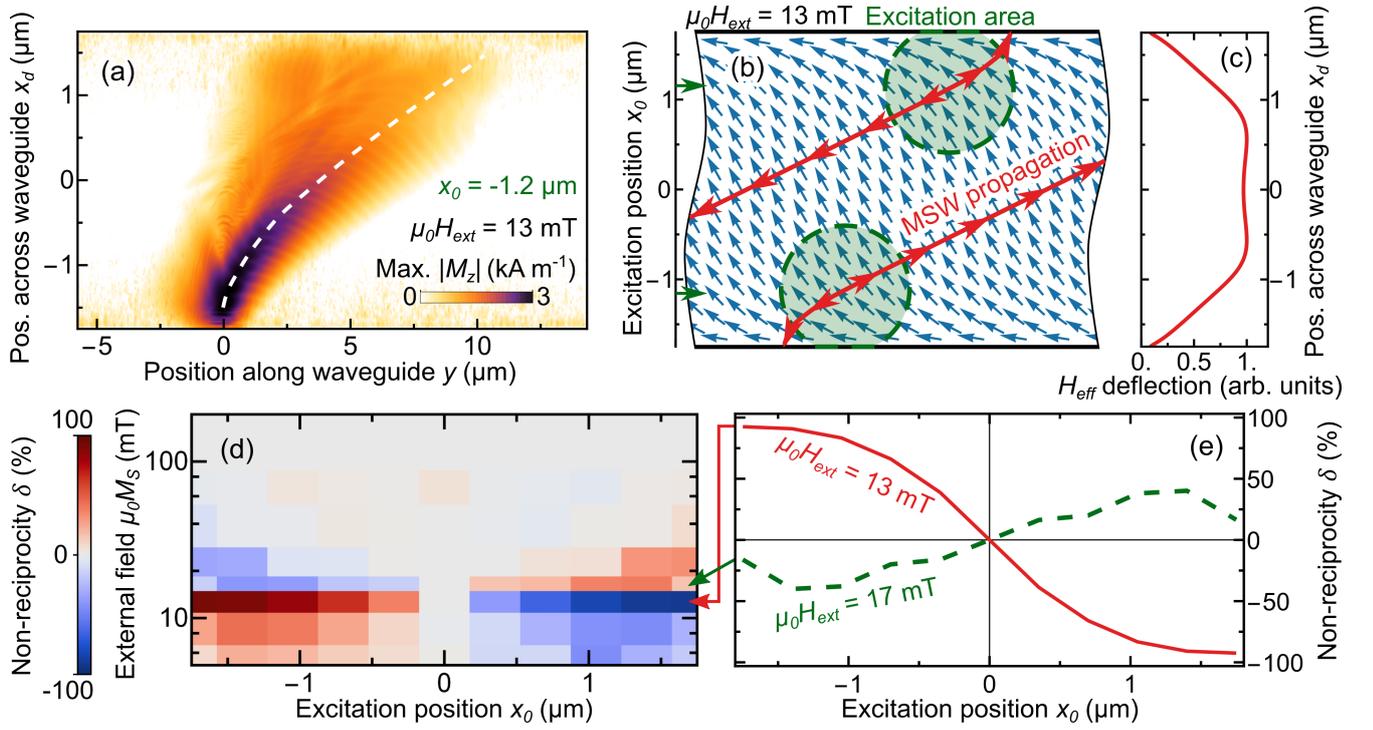


Рисунок 4.8 — Механизм возбуждения и невязимности лазерно-индуцированных магнитостатических волн. (а) Распределение максимальной амплитуды  $|M_z|$  за все время моделирования 8 нс в логарифмическом масштабе. Данные приведены для  $x_0 = -1,2$  мкм при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл. (б) Маленькие стрелки показывают распределение намагниченности в плоскости волновода при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл. Цветом выделены области возбуждения (ширина на полувысоте) для двух положений  $x_0$  при  $\pm 1.2$  мкм. Красными стрелками показано доминирующее направление распространения волны, определяемое нормалью к  $\mathbf{M}$  в каждой точке. (с) Зависимость лазерно-индуцированного термического отклонения направления эффективного поля от координаты поперек волновода при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл. (d) Параметр невязимности  $\delta$  как функция положения пятна возбуждения  $x_0$  и  $\mu_0 H_{ext}$ . (e) Зависимость  $\delta(x_0)$  при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  и 17 мТл.

Для количественного анализа введём безразмерный параметр невязимности  $\delta$ :

$$\delta = \frac{a_{max}^+ - a_{max}^-}{a_{max}^+ + a_{max}^-}, \quad (4.6)$$

где  $a_{max}$  — максимальная амплитуда  $M_z$  среди всех положений области детектирования  $x_d$  на расстоянии  $|y_d| = 10,5$  мкм. Верхний индекс указывает направление вдоль оси  $y$ , в котором производится детектирование. На рис. 4.8 (d) показана зависимость  $\delta$  от положения области возбуждения  $x_0$  и величины

внешнего магнитного поля  $H_{ext}$ . Невзаимность возрастает с ростом внешнего поля и достигает максимума при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  мТл, затем меняет знак в поле 17 мТл и спадает до нуля в полях выше 60 мТл. Функция  $\delta(x_0)$  антисимметрична, что означает, что возбуждаемые волны меняют направление распространения в зависимости от того, к какому краю ближе область накачки. На рисунке 4.8 е показаны сечения зависимостей из 4.8 (d) при  $\mu_0 H_{ext} = 13$  (красная сплошная линия) и 17 мТл (штриховая зеленая линия). При значении внешнего поля 13 мТл абсолютное значение невязности равно нулю при возбуждении центра и возрастает до 93 % по мере приближения области возбуждения к краям волновода. Интерференционный процесс при  $\mu_0 H_{ext} = 17$  мТл приводит к изменению знака  $\delta(x_0)$  и уменьшению его максимального значения до 40 % при небольшом уменьшении детектируемой амплитуды.

Полученные величины невязности  $\delta$  превышающие 90 % можно рассматривать как однонаправленное распространение [А3; 215]. Для сравнения полученных значений невязности с демонстрируемыми ранее, рассмотрим основные методы её получения. Необходимо отметить, что продемонстрированный в данной главе подход основан на нарушении симметрии возбуждения, а не свойствах волновода. При помощи традиционных методов возбуждение микрополосковыми антеннами также возможно получение невязности [216] с  $\delta$  50-60 % по оценке (4.6). В этом случае асимметрия самой волноводной структуры порождает невязность возбуждаемых магнитостатических волн. Например, невязность поверхностных магнитостатических волн основана на поверхностных свойствах среды [35; 122]. На данный момент продемонстрированы эффекты, основанные на асимметричности интерфейсов различной природы. Одиночный волновод на подложке демонстрирует невязность до 50 % в металлических волноводах [217–220] и выше 90 % в диэлектрических [219; 221]. Поверхностными свойствами можно управлять за счет поверхностных зарядов на полупроводниковой поверхности [222], взаимодействия Дзялошинского-Мория [221], эффекта Зеебека [223] и т. д. Магнитные двухслойные структуры демонстрируют более высокие значения невязности  $\delta$ , до 100 % [123; 127]. Периодические магнитные структуры, называемые магнитными кристаллами, обеспечивают невязность до 30 % [224], но в сочетании с двухслойной концепцией параметр  $\delta$  достигает 100 % [225]. Взаимодействие спиновых волн с акустическими дает около 100 % амплитудной невязности связанных магнитоупругих волн [226–228].

Отличительной особенностью лазерно-индуцированных магнитостатических волн является возможность перестройки по требованию. Кроме того, форма полученной функции  $\delta(x_0)$  гладкая и нелинейная (рис. 4.8 (e)), аналогичная сигмовидной функции. Последняя является наиболее известной функцией, используемой в искусственных нейронных сетях [229]. Таким образом, полученная функция  $\delta(x_0)$  может быть использована при проектировании магноно-фотонных нейронных сетей. С другой стороны, продемонстрированная перестраиваемость распространения волн может быть использована для изменения интерференционной картины, при возбуждении двумя и более источниками. Продемонстрированные результаты перспективны как для создания двоичных магнонных логических элементов, таких как XOR, NOR и т. д., так и для небинарных [5; 73].

#### 4.7 Основные выводы к Главе 4

В работе продемонстрированы особенности распространения лазерно-индуцированных магнитостатических волн в ферромагнитном металлическом волноводе. Моделирование кривых намагничивания (см. раздел 4.2) и прецессии намагниченности при оптическом возбуждении всей площади волновода (см. раздел 4.3) демонстрирует два пика резонансного возбуждения магнитной динамики в полях 13 и 136 мТл. В случае возбуждения всей площади волновода наблюдаются волны, распространяющиеся от краёв волновода, что согласуется с экспериментами по возбуждению магнитной динамики при помощи микрополосковых антенн (см. работы [207; 230] и раздел 1.6.1). В отличие от случая бесконечной плёнки, где в экспериментах по оптическому возбуждению распространяющиеся магнитостатические волны наблюдались только при сильно сфокусированном возбуждении [18; 79; 83], края волновода выступают в качестве источника спиновых волн даже в случае однородного возбуждения сверхбыстрым изменением анизотропии. Это происходит из-за магнитных неоднородностей, влияние которых на примере доменной границы рассмотрено в [170].

При моделировании возбуждения лазерными импульсами, сфокусированными в однородную по ширине волновода область, также продемонстрировано

селективное возбуждение центра или краёв волновода в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Возбуждаемые в центре волновода волновые пакеты распространяются под углом к длинной оси волновода из-за отклонения равновесного направления намагниченности от внешнего магнитного поля, когда  $H_{ext}$  меньше поля анизотропии невозбуждённого волновода. Данное отклонение направления распространения при необходимости возможно компенсировать расположением вблизи волновода ферромагнитных точек [231]. Возбуждение в больших полях приводит к распространению волны преимущественно перпендикулярно длинной оси волновода. В этом случае волна многократно отражается от краёв волновода и быстро затухает вдоль оси волновода. Таким образом изменяя величину внешнего магнитного поля, возможно подавление распространения волны.

При области возбуждения с 2D-гауссовым профилем в пространстве, появляется дополнительная степень свободы в выборе положения накачки по ширине волновода. В этом случае в дополнение к выше описанным эффектам наблюдается однонаправленное распространение волны во внешнем магнитном поле, соответствующем возбуждению центра волновода, при приближении области накачки к краю волновода. Данный эффект объясняется нарушением симметрии возбуждения вблизи края волновода, где в одном направлении волна распространяется по направлению к центру волновода, а в противоположном – к краю волновода. В полях, соответствующих возбуждению центральной части волновода, продемонстрирована амплитудная невязанность, превышающая 90 %, т.е. однонаправленное распространение. При значениях поля, обеспечивающих одновременное возбуждение центра и краёв волновода, интерференционные процессы приводят к изменению знака невязанности, уменьшению её величины в два раза при незначительном уменьшении амплитуды волны. Продемонстрированные эффекты позволяют при помощи внешнего магнитного поля и положения области накачки управлять распространением возбуждаемых магнитостатических волн переходя от однонаправленного к симметричному режиму.

Новые возможности управления распространением спиновых волн открывают новые возможности создания магнитных логических элементов [5]. В частности, локальное детектирование при помощи микрополосковых антенн спиновых волн на краях волновода предложено для создания элементов булевой логики в [214]. При помощи оптического возбуждения появляется возможность

перестройки, что важно например для устройств нейроморфных вычислений. Кроме того, оптическое возбуждение возможно не только посредством термических, но и других эффектов (см. раздел 1.1) в зависимости от материала и условий эксперимента [2; 3; 43; 232–234]. Таким образом, использование фемтосекундных лазерных импульсов перспективно для создания будущих гибридных магнноно-фотонных устройств.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Время релаксации параметров магнитокристаллической анизотропии после импульсного лазерноиндуцированного нагрева в тонких плёнках галфенола составляет 400 – 800 пс в зависимости от толщины плёнки. При этом в экспериментах наблюдается изменение частоты возбуждаемой прецессии с течением времени до 10 % из-за остывания пленки.
2. После возбуждения фемтосекундным лазерным импульсом тонкой плёнки галфенола в процессе релаксации выполняется степенной закон для отношения намагниченности насыщения и параметров магнитокристаллической анизотропии. Для плёнок с толщинами 5 и 10 нм показатель степени составляет 4.7 и 8.7, соответственно, что меньше величины для объёмного материала.
3. При воздействии сильно сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкую плёнку галфенола термическое изменение параметров магнитокристаллической анизотропии приводит к возбуждению распространяющихся магнитостатических волн. Длина свободного пробега таких волн в плёнке толщиной 20 нм составляет до 3.4 мкм при внешнем магнитном поле 100 мТл, что сопоставимо с аналогичными значениями для пермаллоя.
4. Вклады дипольных полей вблизи краёв структуры позволяют возбуждать динамику намагниченности лазерно-индуцированным термическим изменением анизотропии в магнитокристаллически изотропном материале. Нарушение симметрии возбуждения при приближении области накачки к краю структуры приводит к амплитудной невзаимности возбуждаемых волн. В одиночном волноводе такая невзаимность при приближении области возбуждения к краю достигает более 90 %. Приближение области возбуждения к противоположному краю волновода приводит к смене направления распространения волны на противоположное.

Таким образом, результаты работы демонстрируют перспективность возбуждения распространяющихся магнитостатических волн в тонких металлических плёнках и структурах на их основе методами сверхбыстрого лазерно-индуци-

рованного нагрева. Рассмотрено влияние локального нагрева на параметры возбуждаемой магнитной динамики в пространстве и во времени. Для конечных структур на примере одиночного магнетонного волновода продемонстрированы новые степени свободы в управлении возбуждаемыми магнитостатическими волнами за счёт нарушения симметрии возбуждения вблизи края магнитной среды. Полученные результаты открывают новые возможности для создания будущих магнетонно-фотонных устройств.

## Публикации автора по теме диссертации

- A1. Optical excitation of propagating magnetostatic waves in an epitaxial galfenol film by ultrafast magnetic anisotropy change / N. E. Khokhlov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2019. — Vol. 12, no. 4. — P. 044044.
- A2. Effect of magnetic anisotropy relaxation on laser-induced magnetization precession in thin galfenol films / P. Gerevenkov [et al.] // *Physical Review Materials*. — 2021. — Vol. 5, no. 9. — P. 094407.
- A3. Unidirectional propagation of spin waves excited by femtosecond laser pulses in a planar waveguide / P. Gerevenkov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2023. — Vol. 19, no. 2. — P. 024062.

## Список литературы

- 1. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel / E. Beaurepaire [et al.] // *Physical review letters*. — 1996. — Vol. 76, no. 22. — P. 4250.
- 2. *Kirilyuk, A.* Ultrafast optical manipulation of magnetic order / A. Kirilyuk, A. V. Kimel, T. Rasing // *Reviews of Modern Physics*. — 2010. — Vol. 82, no. 3. — P. 2731.
- 3. *Kalashnikova, A. M.* Ultrafast optomagnetism / A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev // *Usp. Fiz. Nauk*. — 2015. — Vol. 185, no. 10. — P. 1064—1076.
- 4. The 2021 magnonics roadmap / A. Barman [et al.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2021. — Vol. 33, no. 41. — P. 413001.
- 5. Introduction to spin wave computing / A. Mahmoud [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2020. — Vol. 128, no. 16. — P. 161101.
- 6. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping / T. Gerrits [et al.] // *Nature*. — 2002. — Vol. 418, no. 6897. — P. 509—512.

7. Optical Frequency Up-Conversion of the Ferromagnetic Resonance in an Ultrathin Garnet Mediated by Magnetoelastic Coupling / L. Soumah [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 127, no. 7. — P. 077203.
8. Large ultrafast photoinduced magnetic anisotropy in a cobalt-substituted yttrium iron garnet / F. Atoneche [et al.] // Physical Review B. — 2010. — Vol. 81, no. 21. — P. 214440.
9. Optically reconfigurable magnetic materials / M. Vogel [et al.] // Nat. Phys. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 487–491.
10. Selection rules for all-optical magnetic recording in iron garnet / A. Stupakiewicz [et al.] // Nature communications. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 612.
11. Anomalously damped heat-assisted route for precessional magnetization reversal in an iron garnet / C. S. Davies [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 122, no. 2. — P. 027202.
12. *Калашникова, А. М.* Сверхбыстрый оптомагнетизм / А. М. Калашникова, А. В. Кимель, Р. В. Писарев // Успехи физических наук. — 2015. — т. 185, № 10. — с. 1064–1076.
13. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses / A. Kimel [et al.] // Nature. — 2005. — Vol. 435, no. 7042. — P. 655–657.
14. Optical excitation of a forbidden magnetic resonance mode in a doped lutetium-iron-garnet film via the inverse Faraday effect / A. Reid [et al.] // Physical review letters. — 2010. — Vol. 105, no. 10. — P. 107402.
15. Giant peak of the Inverse Faraday effect in the band gap of magnetophotonic microcavity / M. A. Kozhaev [et al.] // Scientific Reports. — 2018. — Vol. 8, no. 1.
16. Spatially selective excitation of spin dynamics in magneto-photonic crystals by spectrally tunable ultrashort laser pulses / D. A. Sylgacheva [et al.] // Nanophotonics. — 2022.
17. Control of the phase of the magnetization precession excited by circularly polarized femtosecond-laser pulses / A. I. Chernov [et al.] // Photonics Research. — 2018. — Vol. 6, no. 11. — P. 1079–1083.

18. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light / T. Satoh [et al.] // *Nature Photonics*. — 2012. — Vol. 6, no. 10. — P. 662–666.
19. Frequency and wavenumber selective excitation of spin waves through coherent energy transfer from elastic waves / Y. Hashimoto [et al.] // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, no. 14. — P. 140404.
20. Accumulation and control of spin waves in magnonic dielectric microresonators by a comb of ultrashort laser pulses / A. E. Khramova [et al.] // *Scientific Reports*. — 2022. — Vol. 12, no. 1.
21. Concept of the Optomagnonic Logic Operation / A. Kolosvetov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — Vol. 18, no. 5. — P. 054038.
22. Local probing of magnetic films by optical excitation of magnetostatic waves / A. Chernov [et al.] // *Physics of the Solid State*. — 2016. — Vol. 58. — P. 1128–1134.
23. All-dielectric nanophotonics enables tunable excitation of the exchange spin waves / A. I. Chernov [et al.] // *Nano letters*. — 2020. — Vol. 20, no. 7. — P. 5259–5266.
24. Impulsive generation of coherent magnons by linearly polarized light in the easy-plane antiferromagnet FeBO<sub>3</sub> / A. Kalashnikova [et al.] // *Physical review letters*. — 2007. — Vol. 99, no. 16. — P. 167205.
25. Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO<sub>3</sub> / A. Kalashnikova [et al.] // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 78, no. 10. — P. 104301.
26. Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses / I. Yoshimine [et al.] // *Journal of applied physics*. — 2014. — Vol. 116, no. 4. — P. 043907.
27. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium / A. Stupakiewicz [et al.] // *Nature*. — 2017. — Vol. 542, no. 7639. — P. 71–74.
28. Femtosecond photomagnetic switching of spins in ferrimagnetic garnet films / F. Hansteen [et al.] // *Physical review letters*. — 2005. — Vol. 95, no. 4. — P. 047402.

29. Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films / F. Hansteen [et al.] // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, no. 1. — P. 014421.
30. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses / E. Beaurepaire [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2004. — Vol. 84, no. 18. — P. 3465–3467.
31. Ultrafast magneto-optics in nickel: Magnetism or optics? / B. Koopmans [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 85, no. 4. — P. 844.
32. Interaction of picosecond laser pulses with the electron, spin, and phonon subsystems of nickel / M. Agranat [et al.] // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1984. — Vol. 86, no. 1376. — P. 10.
33. *Djordjevic, M.* Connecting the timescales in picosecond remagnetization experiments / M. Djordjevic, M. Münzenberg // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75, no. 1. — P. 012404.
34. *Farle, M.* Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers / M. Farle // *Rep. Prog. Phys.* — 1998. — Vol. 61, no. 7. — P. 755.
35. *Gurevich, A.* Magnetization Oscillations and Waves / A. Gurevich, G. Melkov. — Taylor & Francis, 1996.
36. Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides: Comparison of different evaluation methods / C. Bilzer [et al.] // *Journal of applied physics*. — 2007. — Vol. 101, no. 7. — P. 074505.
37. *Chikazumi, S.* Physics of Ferromagnetism / S. Chikazumi. — OUP Oxford, 2009. — (International Series of Monographs on Physics).
38. Magnetic anisotropy of a single cobalt nanocluster / M. Jamet [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 86, no. 20. — P. 4676.
39. *Clarke, J.* The SQUID handbook. Vol. 2. Applications of SQUIDs and SQUID systems / J. Clarke, A. I. Braginski. — 2006.
40. *Foner, S.* Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer / S. Foner // *Review of Scientific Instruments*. — 1959. — Vol. 30, no. 7. — P. 548–557.
41. *Zvezdin, A.* Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials / A. Zvezdin, V. Kotov. — CRC Press, 1997. — (Condensed Matter Physics).

42. *Hubert, A.* Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures / A. Hubert, R. Schäfer. — Springer Berlin Heidelberg, 2008.
43. Large non-thermal contribution to picosecond strain pulse generation using the photo-induced phase transition in VO<sub>2</sub> / I. A. Mogunov [et al.] // Nature Communications. — 2020. — Apr. — Vol. 11, no. 1. — P. 1–8.
44. Coherent magnetization precession in ferromagnetic (Ga, Mn) As induced by picosecond acoustic pulses / A. Scherbakov [et al.] // Physical review letters. — 2010. — Vol. 105, no. 11. — P. 117204.
45. Magnetization precession induced by quasitransverse picosecond strain pulses in (311) ferromagnetic (Ga, Mn) As / M. Bombeck [et al.] // Physical Review B. — 2013. — Vol. 87, no. 6. — P. 060302.
46. *Kim, J.-W.* Ultrafast magnetoacoustics in nickel films / J.-W. Kim, M. Vomir, J.-Y. Bigot // Physical review letters. — 2012. — Vol. 109, no. 16. — P. 166601.
47. Ultrafast changes of magnetic anisotropy driven by laser-generated coherent and noncoherent phonons in metallic films / V. Kats [et al.] // Physical Review B. — 2016. — Vol. 93, no. 21. — P. 214422.
48. All-optical probe of coherent spin waves / M. Van Kampen [et al.] // Physical review letters. — 2002. — Vol. 88, no. 22. — P. 227201.
49. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron / E. Carpene [et al.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 81, issue 6. — 060415(R).
50. *Chumak, A. V.* Magnonic crystals for data processing / A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2017. — Vol. 50, no. 24. — P. 244001.
51. *Zener, C.* Classical theory of the temperature dependence of magnetic anisotropy energy / C. Zener // Physical Review. — 1954. — Vol. 96, no. 5. — P. 1335.
52. *Callen, E. R.* Anisotropic magnetization / E. R. Callen, H. Callen // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1960. — Vol. 16, no. 3/4. — P. 310–328.

53. Ultrafast quenching of the antiferromagnetic order in  $\text{FeBO}_3$ : Direct optical probing of the phonon-magnon coupling / A. Kimel [et al.] // *Physical review letters*. — 2002. — Vol. 89, no. 28. — P. 287401.
54. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film / L. A. Shelukhin [et al.] // *Physical Review B*. — 2018. — Vol. 97, no. 1. — P. 014422.
55. Ultrafast heat-assisted magnetization dynamics in a ferrimagnetic insulator / A. Dolgikh [и др.] // *Physical Review B*. — 2023. — т. 107, № 9. — с. 094424.
56. Переходы спиновой переориентации в редкоземельных магнетиках / К. П. Белов [и др.] // *Успехи физических наук*. — 1976. — т. 119, № 7. — с. 447—486.
57. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet  $\text{TmFeO}_3$  / A. Kimel [et al.] // *Nature*. — 2004. — Vol. 429, no. 6994. — P. 850—853.
58. Laser-induced ultrafast spin dynamics in  $\text{ErFeO}_3$  / J. De Jong [et al.] // *Physical Review B*. — 2011. — Vol. 84, no. 10. — P. 104421.
59. Spin reorientation transition in  $\text{CoFeB/MgO/CoFeB}$  tunnel junction enabled by ultrafast laser-induced suppression of perpendicular magnetic anisotropy / L. A. Shelukhin [et al.] // *Nanoscale*. — 2022. — Vol. 14, no. 22. — P. 8153—8162.
60. Laser-driven first-order spin reorientation and Verwey phase transitions in magnetite  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  beyond the range of thermodynamic equilibrium / A. Kuzikova [et al.] // *Physical Review B*. — 2023. — Vol. 107, no. 2. — P. 024413.
61. Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co / P. Hansen [et al.] // *Journal of applied physics*. — 1989. — Vol. 66, no. 2. — P. 756—767.
62. *Wangsness, R. K.* Sublattice effects in magnetic resonance / R. K. Wangsness // *Physical Review*. — 1953. — Vol. 91, no. 5. — P. 1085.
63. Domain Wall Motion Across Magnetic and Spin Compensation Points in Magnetic Garnets / M. Logunov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2021. — Vol. 15, no. 6. — P. 064024.

64. Ultrafast spin dynamics across compensation points in ferrimagnetic GdFeCo: The role of angular momentum compensation / C. Stanciu [et al.] // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73, no. 22. — P. 220402.
65. Ultrafast and energy-efficient spin-orbit torque switching in compensated ferrimagnets / K. Cai [et al.] // *Nature Electronics*. — 2020. — Vol. 3, no. 1. — P. 37–42.
66. The building blocks of magnonics / B. Lenk [et al.] // *Physics Reports*. — 2011. — Vol. 507, no. 4. — P. 107–136.
67. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics / S. A. Nikitov [et al.] // *Physics-Uspekhi*. — 2015. — Vol. 58, no. 10. — P. 1002.
68. Excitation of coherent propagating spin waves by pure spin currents / V. E. Demidov [et al.] // *Nature communications*. — 2016. — Vol. 7, no. 1. — P. 1–6.
69. *Ralph, D. C.* Spin transfer torques / D. C. Ralph, M. D. Stiles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2008. — Vol. 320, no. 7. — P. 1190–1216.
70. Interface-induced phenomena in magnetism / F. Hellman [et al.] // *Rev. Mod. Phys.* — 2017. — June. — Vol. 89, issue 2. — P. 025006.
71. *Grundler, D.* Reconfigurable magnonics heats up / D. Grundler // *Nature Physics*. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 438–441.
72. *Davies, C. S.* Graded-index magnonics / C. S. Davies, V. Kruglyak // *Low Temperature Physics*. — 2015. — Vol. 41, no. 10. — P. 760–766.
73. Magnon spintronics / A. V. Chumak [et al.] // *Nature physics*. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 453–461.
74. Control of spin-wave transmission by a programmable domain wall / S. J. Hämäläinen [et al.] // *Nature communications*. — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 1–8.
75. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — June. — Vol. 120, issue 25. — P. 257203.

76. *Kovalenko, V.* Photoinduced magnetism / V. Kovalenko, É. L. Nagaev // Soviet Physics Uspekhi. — 1986. — Vol. 29, no. 4. — P. 297.
77. Photo-magnonics / B. Lenk [et al.] // Magnonics. — Springer, 2013. — P. 71–81.
78. Control of Spin-Wave Propagation using Magnetisation Gradients / M. Vogel [et al.] // Scientific Reports. — 2018. — Vol. 8. — P. 11099.
79. Direct Excitation of Propagating Spin Waves by Focused Ultrashort Optical Pulses / Y. Au [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Feb. — Vol. 110, issue 9. — P. 097201.
80. Macrospin dynamics in antiferromagnets triggered by sub-20 femtosecond injection of nanomagnons / D. Bossini [et al.] // Nature communications. — 2016. — Vol. 7, no. 1. — P. 1–8.
81. Driving Magnetization Dynamics in an On-Demand Magnonic Crystal via the Magnetoelastic Interactions / C. L. Chang [et al.] // Phys. Rev. Applied. — 2018. — Dec. — Vol. 10, issue 6. — P. 064051.
82. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength / I. V. Savochkin [et al.] // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7, issue 1. — P. 5668.
83. Magnon Accumulation by Clocked Laser Excitation as Source of Long-Range Spin Waves in Transparent Magnetic Films / M. Jäckl [et al.] // Phys. Rev. X. — 2017. — Apr. — Vol. 7, issue 2. — P. 021009.
84. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: MSSW vs BVMSW / A. I. Chernov [et al.] // Opt. Lett. — 2017. — Jan. — Vol. 42, no. 2. — P. 279–282.
85. All-optical observation and reconstruction of spin wave dispersion / Y. Hashimoto [et al.] // Nature Communications. — 2017. — Jan. — Vol. 8, no. 1. — P. 15859.
86. Quantification of a propagating spin-wave packet created by an ultrashort laser pulse in a thin film of a magnetic metal / S. Iihama [et al.] // Phys. Rev. B. — 2016. — July. — Vol. 94, issue 2. — 020401(R).

87. Reciprocal excitation of propagating spin waves by a laser pulse and their reciprocal mapping in magnetic metal films / A. Kamimaki [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2017. — July. — Vol. 96, issue 1. — P. 014438.
88. *Yun, S.-J.* Simultaneous excitation of two different spinwave modes by optical ultrafast demagnetization / S.-J. Yun, C.-G. Cho, S.-B. Choe // *Applied Physics Express*. — 2015. — Vol. 8, no. 6. — P. 063009.
89. Simultaneous laser excitation of backward volume and perpendicular standing spin waves in full-Heusler  $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$  films / Z. Chen [et al.] // *Scientific Reports*. — 2017. — Dec. — Vol. 7, no. 1. — P. 42513.
90. Photodrive of magnetic bubbles via magnetoelastic waves / N. Ogawa [et al.] // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2015. — Vol. 112, no. 29. — P. 8977–8981.
91. *Hashimoto, Y.*  $180^\circ$ -phase shift of magnetoelastic waves observed by phase-resolved spin-wave tomography / Y. Hashimoto, T. H. Johansen, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. — 2018. — Vol. 112, no. 23. — P. 232403.
92. Time-Resolved Imaging of Magnetoelastic Waves by the Cotton-Mouton Effect / T. Hioki [et al.] // *Phys. Rev. Applied*. — 2019. — June. — Vol. 11, issue 6. — P. 061007.
93. *Slonczewski, J. C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // *J. Magn. Magn. Mater.* — 1996. — Vol. 159, no. 1/2. — P. L1–L7.
94. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev [et al.] // *Nature*. — 2003. — Vol. 425, no. 6956. — P. 380–383.
95. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current / V. E. Demidov [et al.] // *Nat. Mater.* — 2012. — Vol. 11, no. 12. — P. 1028–1031.
96. *Ney, A.* Reconfigurable magnetologic computing using the spin flop switching of a magnetic random access memory cell / A. Ney, J. Harris Jr // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 86, no. 1. — P. 013502.
97. Spintronics based random access memory: a review / S. Bhatti [et al.] // *Mater. Today*. — 2017. — Vol. 20, no. 9. — P. 530–548.

98. Addressing the thermal issues of STT-MRAM from compact modeling to design techniques / L. Zhang [et al.] // IEEE Transactions on Nanotechnology. — 2018. — Vol. 17, no. 2. — P. 345–352.
99. Thermal issues and their effects on heat-assisted magnetic recording system / B. Xu [et al.] // J. Appl. Phys. — 2012. — Vol. 111, no. 7. — 07B701.
100. All-optical magnetization reversal by circularly polarized laser pulses: Experiment and multiscale modeling / K. Vahaplar [et al.] // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 85, issue 10. — P. 104402.
101. Pathways for Single-Shot All-Optical Switching of Magnetization in Ferrimagnets / C. S. Davies [et al.] // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Vol. 13, issue 2. — P. 024064.
102. Role of electron and phonon temperatures in the helicity-independent all-optical switching of GdFeCo / J. Gorchon [et al.] // Phys. Rev. B. — 2016. — Vol. 94, issue 18. — P. 184406.
103. From Multiple- to Single-Pulse All-Optical Helicity-Dependent Switching in Ferromagnetic Co/Pt Multilayers / G. Kichin [et al.] // Phys. Rev. Appl. — 2019. — Vol. 12, issue 2. — P. 024019.
104. Multiscale dynamics of helicity-dependent all-optical magnetization reversal in ferromagnetic Co/Pt multilayers / R. Medapalli [et al.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Dec. — Vol. 96, issue 22. — P. 224421.
105. Magnetisation switching of FePt nanoparticle recording medium by femtosecond laser pulses / R. John [et al.] // Sci. Rep. — 2017. — Vol. 7, no. 1. — P. 1–8.
106. Laser-Induced Magnetization Precession in Individual Magnetoelastic Domains of a Multiferroic  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{BaTiO}_3$  Composite / L. A. Shelukhin [et al.] // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Vol. 14, issue 3. — P. 034061.
107. Dynamics of electron-magnon interaction and ultrafast demagnetization in thin iron films / E. Carpene [et al.] // Phys. Rev. B. — 2008. — Vol. 78, issue 17. — P. 174422.
108. *Guidoni, L.* Magneto-optics in the Ultrafast Regime: Thermalization of Spin Populations in Ferromagnetic Films / L. Guidoni, E. Beaurepaire, J.-Y. Bigot // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 89, issue 1. — P. 017401.

109. Ultrafast manipulation of magnetic anisotropy in a uniaxial intermetallic heterostructure TbCo<sub>2</sub>/FeCo / S. Ovcharenko [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2022. — Vol. 55, no. 17. — P. 175001.
110. *Miyajima, H.* Simple analysis of torque measurement of magnetic thin films / H. Miyajima, K. Sato, T. Mizoguchi // J. Appl. Phys. — 1976. — Vol. 47, no. 10. — P. 4669—4671.
111. *Hashimoto, Y.* Photoinduced Precession of Magnetization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As / Y. Hashimoto, S. Kobayashi, H. Munekata // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100, issue 6. — P. 067202.
112. Ultrafast control of magnetic interactions via light-driven phonons / D. Afanasiev [et al.] // Nat. Mater. — 2021. — Vol. 20. — P. 607—611.
113. Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing / A. V. Chumak [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2022. — June. — Vol. 58, no. 6. — P. 1—72.
114. *Manipatruni, S.* Beyond CMOS computing with spin and polarization / S. Manipatruni, D. E. Nikonov, I. A. Young // Nature Physics. — 2018. — Vol. 14, no. 4. — P. 338—343.
115. Spin Pinning and Spin-Wave Dispersion in Nanoscopic Ferromagnetic Waveguides / Q. Wang [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — June. — Vol. 122, issue 24. — P. 247202.
116. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders / Q. Wang [et al.] // Nature Electronics. — 2020. — Vol. 3, no. 12. — P. 765—774.
117. Experimental prototype of a spin-wave majority gate / T. Fischer [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 110, no. 15. — P. 152401.
118. *Papp, A.* Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference / A. Papp, W. Porod, G. Csaba // Nat. Commun. — 2021. — Nov. — Vol. 12, no. 1. — P. 6422.
119. *Watt, S.* Reservoir Computing Using a Spin-Wave Delay-Line Active-Ring Resonator Based on Yttrium-Iron-Garnet Film / S. Watt, M. Kostylev // Phys. Rev. Applied. — 2020. — Mar. — Vol. 13, issue 3. — P. 034057.

120. *Watt, S.* Enhancing computational performance of a spin-wave reservoir computer with input synchronization / S. Watt, M. Kostylev, A. B. Ustinov // Journal of Applied Physics. — 2021. — Vol. 129, no. 4. — P. 044902.
121. *Kruglyak, V. V.* Chiral magnonic resonators: Rediscovering the basic magnetic chirality in magnonics / V. V. Kruglyak // Applied Physics Letters. — 2021. — Vol. 119, no. 20. — P. 200502.
122. *Damon, R. W.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab / R. W. Damon, J. Eshbach // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — Vol. 19, no. 3/4. — P. 308–320.
123. Reconfigurable Spin-Wave Nonreciprocity Induced by Dipolar Interaction in a Coupled Ferromagnetic Bilayer / R. A. Gallardo [et al.] // Phys. Rev. Applied. — 2019. — Sept. — Vol. 12, issue 3. — P. 034012.
124. Spin-wave non-reciprocity in magnetization-graded ferromagnetic films / R. Gallardo [et al.] // New Journal of Physics. — 2019. — Vol. 21, no. 3. — P. 033026.
125. Spin-wave diode and circulator based on unidirectional coupling / K. Szulc [et al.] // Physical Review Applied. — 2020. — Vol. 14, no. 3. — P. 034063.
126. Slow-wave-based nanomagnonic diode / M. Grassi [et al.] // Physical Review Applied. — 2020. — Vol. 14, no. 2. — P. 024047.
127. Spin wave isolator based on frequency displacement nonreciprocity in ferromagnetic bilayer / S. Shichi [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 117, no. 17. — P. 17D125.
128. Reconfigurable submicrometer spin-wave majority gate with electrical transducers / G. Talmelli [et al.] // Science Advances. — 2020. — Vol. 6, no. 51. — eabb4042.
129. *Chumak, A. V.* Magnon transistor for all-magnon data processing / A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands // Nat. Commun. — 2014. — Aug. — Vol. 5, no. 1. — P. 4700.
130. *Demidov, V. E.* Magnonic waveguides studied by microfocus Brillouin light scattering / V. E. Demidov, S. O. Demokritov // IEEE Transactions on Magnetics. — 2015. — Vol. 51, no. 4. — P. 1–15.

131. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry / A. V. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Vol. 106, no. 19. — P. 192406.
132. Spin waves in YIG based magnonic networks: Design and technological aspects / Y. Khivintsev [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2022. — Vol. 545. — P. 168754.
133. Ferromagnetic resonance in submicron permalloy stripes / E. Skorohodov [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 424. — P. 118–121.
134. Standing spin waves in magnonic crystals / M. Mruczkiewicz [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2013. — Vol. 113, no. 9. — P. 093908.
135. *Khivintsev, Y. V.* Spin wave excitation in yttrium iron garnet films with micron-sized antennas / Y. V. Khivintsev, Y. A. Filimonov, S. Nikitov // Applied Physics Letters. — 2015. — Vol. 106, no. 5. — P. 052407.
136. Electric-field-induced spin wave generation using multiferroic magnetoelectric cells / S. Cherepov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 104, no. 8. — P. 082403.
137. Non-volatile clocked spin wave interconnect for beyond-CMOS nanomagnet pipelines / S. Dutta [et al.] // Scientific reports. — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 1–9.
138. Micromagnetic simulations of magnetoelastic spin wave excitation in scaled magnetic waveguides / R. Duflou [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 111, no. 19. — P. 192411.
139. Excitation and propagation of spin waves in non-uniformly magnetized waveguides / F. Vanderveken [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2020. — Vol. 53, no. 49. — P. 495006.
140. Would Magnonic Circuits Outperform CMOS Counterparts? / A. Mahmoud [et al.] // Proceedings of the Great Lakes Symposium on VLSI 2022. — Irvine, CA, USA : Association for Computing Machinery, 2022. — P. 309–313. — (GLSVLSI '22).
141. *Azovtsev, A. V.* Dynamical spin phenomena generated by longitudinal elastic waves traversing  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  films and heterostructures / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // Physical Review B. — 2019. — Vol. 100, no. 22. — P. 224405.

142. *Azovtsev, A. V.* Energy-efficient spin injector into semiconductors driven by elastic waves / A. V. Azovtsev, A. I. Nikitchenko, N. A. Pertsev // *Physical Review Materials*. — 2021. — Vol. 5, no. 5. — P. 054601.
143. *Demidov, V. E.* Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators / V. E. Demidov, S. Urazhdin, S. O. Demokritov // *Nature materials*. — 2010. — Vol. 9, no. 12. — P. 984–988.
144. Spectrum evolution and chirping of laser-induced spin wave packets in thin iron films / I. A. Filatov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2022. — Vol. 120, no. 11. — P. 112404.
145. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited through ultrafast laser-induced heating / I. A. Filatov [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1697. — IOP Publishing. 2020. — P. 012193.
146. Femtosecond Laser Pulse Driven Caustic Spin Wave Beams / S. Muralidhar [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Jan. — Vol. 126, issue 3. — P. 037204.
147. Thickness-Dependent Reconfigurable Spin-Wave Dynamics in Ni80Fe20 Nanostripe Arrays / P. K. Pal [et al.] // *Advanced Materials Interfaces*. — — Vol. 9, no. 25. — P. 2201333.
148. Magnon polaron formed by selectively coupled coherent magnon and phonon modes of a surface patterned ferromagnet / F. Godejohann [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2020. — Vol. 102, issue 14. — P. 144438.
149. Generation of a localized microwave magnetic field by coherent phonons in a ferromagnetic nanograting / A. S. Salasyuk [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2018. — Feb. — Vol. 97, issue 6. — P. 060404.
150. Nano-optics with spin waves at microwave frequencies / V. E. Demidov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. 92, no. 23. — P. 232503.
151. Spin-wave frequency division multiplexing in an yttrium iron garnet microstripe magnetized by inhomogeneous field / Z. Zhang [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2019. — Vol. 115, no. 23. — P. 232402.
152. Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics / H. Yu [et al.] // *Scientific Reports*. — 2014. — Oct. — Vol. 4, no. 1.

153. *Dunsmore, J. P.* Handbook of microwave component measurements: with advanced VNA techniques / J. P. Dunsmore. — Hoboken : John Wiley & Sons, 2020. — 805 p.
154. *Carlotti, G.* Brillouin scattering and magnetic excitations in layered structures / G. Carlotti, G. Gubbiotti // La Rivista del Nuovo Cimento (1978-1999). — 1999. — Vol. 22, no. 12. — P. 1–60.
155. Direct measurement of magnon temperature: New insight into magnon-phonon coupling in magnetic insulators / M. Agrawal [et al.] // Physical review letters. — 2013. — Vol. 111, no. 10. — P. 107204.
156. Spin-waves generation at the thickness step of yttrium iron garnet film / S. Vysotskii [et al.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 117, no. 10. — P. 102403.
157. *Hioki, T.* Bi-reflection of spin waves / T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh // Communications Physics. — 2020. — Oct. — Vol. 3, no. 1. — P. 1–6.
158. Observation of evanescent spin waves in the magnetic dipole regime / K. Matsumoto [et al.] // Physical Review B. — 2020. — Vol. 101, no. 18. — P. 184407.
159. All-optical magnetic recording with circularly polarized light / C. D. Stanciu [et al.] // Physical review letters. — 2007. — Vol. 99, no. 4. — P. 047601.
160. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferromagnet / T. Ostler [et al.] // Nature communications. — 2012. — Vol. 3, no. 1. — P. 666.
161. Femtosecond electron and spin dynamics in Gd (0001) studied by time-resolved photoemission and magneto-optics / M. Lisowski [et al.] // Physical review letters. — 2005. — Vol. 95, no. 13. — P. 137402.
162. Spin-dependent electron dynamics in front of a ferromagnetic surface / A. B. Schmidt [et al.] // Physical review letters. — 2005. — Vol. 95, no. 10. — P. 107402.
163. Femtosecond modification of electron localization and transfer of angular momentum in nickel / C. Stamm [et al.] // Nature materials. — 2007. — Vol. 6, no. 10. — P. 740–743.

164. Probing optically induced spin currents using terahertz spin waves in non-collinear magnetic bilayers / T. Lichtenberg [et al.] // *Physical Review B*. — 2022. — Vol. 105, no. 14. — P. 144416.
165. Ultrafast Control of Magnetic Anisotropy by Resonant Excitation of 4 f Electrons and Phonons in Sm<sub>0.7</sub>Er<sub>0.3</sub>FeO<sub>3</sub> / G. Fitzky [et al.] // *Physical review letters*. — 2021. — Vol. 127, no. 10. — P. 107401.
166. *Landau, L.* To the Theory of Magnetic Permeability Dispersion in Ferromagnetic Solids / L. Landau, E. Lifshitz // *Sov. Phys.* — 1935. — Vol. 8. — P. 153–166.
167. *Gilbert, T. L.* A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T. L. Gilbert // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2004. — Vol. 40, no. 6. — P. 3443–3449.
168. *Smit, J.* Ferromagnetic resonance absorption in BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> a highly anisotropic crystal / J. Smit, H. G. Beljers // *Philips Res. Repts.* — 1955. — Vol. 10, no. 113.
169. *Kalinikos, B.* Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B. Kalinikos, A. Slavin // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1986. — Vol. 19, no. 35. — P. 7013.
170. Néel domain wall as a tunable filter for optically excited magnetostatic waves / N. Khokhlov [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2021. — Vol. 534. — P. 168018.
171. *Martyshkin, A.* Spin waves transport in 3D magnonic waveguides / A. Martyshkin, E. Beginin, A. Sadovnikov // *AIP Advances*. — 2021. — Vol. 11, no. 3. — P. 035024.
172. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste [et al.] // *AIP advances*. — 2014. — Vol. 4, no. 10. — P. 107133.
173. Micromagnetic modeling of autoresonance oscillations in yttrium-iron garnet films / V. Teplov [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 1389. — IOP Publishing. 2019. — P. 012141.
174. Magnetostrictive thin films for microwave spintronics / D. Parkes [et al.] // *Sci. rep.* — 2013. — Vol. 3. — P. 2220.

175. *Bowe, S.* Magnetisation dynamics in magnetostrictive nanostructures : PhD thesis / Bowe SR. — University of Nottingham, 2017.
176. *Atulasimha, J.* A review of magnetostrictive iron–gallium alloys / J. Atulasimha, A. B. Flatau // *Smart Mater. Struct.* — 2011. — Vol. 20, no. 4. — P. 043001.
177. Optically excited spin pumping mediating collective magnetization dynamics in a spin valve structure / A. P. Danilov [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 98, issue 6. — 060406(R).
178. Optical Excitation of Single- and Multimode Magnetization Precession in Fe-Ga Nanolayers / A. V. Scherbakov [et al.] // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Vol. 11, issue 3. — 031003(R).
179. Dynamics of the coercivity in ultrafast pump–probe experiments / T. Roth [et al.] // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2008. — Vol. 41, no. 16. — P. 164001.
180. Coercivity dynamics and origin of time-delayed magneto-optical hysteresis loops in pump-probe Kerr spectroscopy / S. Li [et al.] // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113, no. 5. — P. 053913.
181. Temperature Dependence of Laser-Induced Demagnetization in Ni: A Key for Identifying the Underlying Mechanism / T. Roth [et al.] // *Phys. Rev. X.* — 2012. — May. — Vol. 2, issue 2. — P. 021006.
182. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization / B. Koopmans [et al.] // *Nat. Mater.* — 2010. — Vol. 9, no. 3. — P. 259–265.
183. Reconfigurable heat-induced spin wave lenses / O. Dzyapko [et al.] // *Applied Physics Letters.* — 2016. — Vol. 109, no. 23. — P. 232407.
184. Temperature scaling of two-ion anisotropy in pure and mixed anisotropy systems / R. F. L. Evans [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Vol. 102, issue 2. — 020412(R).
185. *Zierhofer, C. M.* Data window with tunable side lobe ripple decay / C. M. Zierhofer // *IEEE Signal Processing Letters.* — 2007. — Vol. 14, no. 11. — P. 824–827.

186. Magnetization relaxation dynamics in  $[\text{Co/Pt}]_3$  multilayers on pico- and nanosecond timescales / F. Wang [et al.] // *Phys. Rev. Research.* — 2021. — July. — Vol. 3, issue 3. — P. 033061.
187. LAO-NCS: Laser Assisted Spin Torque Nano Oscillator-Based Neuromorphic Computing System / H. Farkhani [et al.] // *Frontiers in Neuroscience.* — 2020. — Vol. 13. — P. 1429.
188. The effect of dynamical compressive and shear strain on magnetic anisotropy in a low symmetry ferromagnetic film / T. L. Linnik [et al.] // *Physica Scripta.* — 2017. — Apr. — Vol. 92, no. 5. — P. 054006.
189. *Krebs, J. J.* Properties of Fe single-crystal films grown on (100) GaAs by molecular-beam epitaxy / J. J. Krebs, B. T. Jonker, G. A. Prinz // *J. Appl. Phys.* — 1987. — Vol. 61, no. 7. — P. 2596.
190. Continuous evolution of the in-plane magnetic anisotropies with thickness in epitaxial Fe films / M. Gester [et al.] // *J. Appl. Phys.* — 1996. — Vol. 80, no. 1. — P. 347.
191. *Wastlbauer, G.* Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates / G. Wastlbauer, J. A. C. Bland // *Advances in Physics.* — 2005. — Vol. 54, no. 2. — P. 137–219.
192. *Hindmarch, A. T.* Interface magnetism in ferromagnetic metal–compound semiconductor hybrid structures / A. T. Hindmarch // *Spin.* Vol. 1. — World Scientific. 2011. — P. 45–69.
193. Distinguishing the laser-induced spin precession excitation mechanism in Fe/MgO (001) through field orientation dependent measurements / T. P. Ma [et al.] // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 117, no. 1. — P. 013903.
194. *Kalashnikova, A. M.* Ultrafast opto-magnetism / A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev // *Physics-Uspekhi.* — 2015. — Vol. 58, no. 10. — P. 969.
195. *Azovtsev, A. V.* Magnetization dynamics and spin pumping induced by standing elastic waves / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Nov. — Vol. 94, issue 18. — P. 184401.

196. *Hurben, M.* Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized anisotropic films / M. Hurben, C. Patton // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1996. — Vol. 163, no. 1/2. — P. 39–69.
197. *Walker, L. R.* Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance / L. R. Walker // Phys. Rev. — 1957. — Jan. — Vol. 105, issue 2. — P. 390–399.
198. *Azoutsev, A. V.* Electrical Tuning of Ferromagnetic Resonance in Thin-Film Nanomagnets Coupled to Piezoelectrically Active Substrates / A. V. Azoutsev, N. A. Pertsev // Phys. Rev. Applied. — 2018. — Oct. — Vol. 10, issue 4. — P. 044041.
199. *Prabhakar, A.* Spin waves: Theory and applications. Vol. 5 / A. Prabhakar, D. D. Stancil. — Springer, 2009.
200. Static and Dynamic Magnetic Properties of Sputtered Fe–Ga Thin Films / D. B. Gopman [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2017. — Nov. — Vol. 53, no. 11. — P. 1–4.
201. Spin-wave propagation in cubic anisotropy materials / K. Sekiguchi [et al.] // NPG Asia Materials. — 2017. — Vol. 9, no. 6. — e392.
202. Fast pulse-excited spin waves in yttrium iron garnet thin films / M. Wu [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2006. — Vol. 99, no. 1. — P. 013901.
203. Hybrid magnonics: Physics, circuits, and applications for coherent information processing / Y. Li [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2020. — Vol. 128, no. 13. — P. 130902.
204. Experimental investigation of temperature-dependent Gilbert damping in Permalloy thin films / Y. Zhao [et al.] // Sci. Rep. — 2016. — Mar. — Vol. 6, no. 1. — P. 22890.
205. Magnetic domain-wall motion by propagating spin waves / D.-S. Han [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2009. — Mar. — Vol. 94, no. 11. — P. 112502.
206. Definition of Magnetic Exchange Length / G. S. Abo [et al.] // IEEE Trans. Magn. — 2013. — Vol. 49, no. 8. — P. 4937–4939.
207. Excitation of propagating spin waves with global uniform microwave fields / Y. Au [et al.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Vol. 98, no. 12. — P. 122506.

208. *Davies, C.* Generation of propagating spin waves from edges of magnetic nanostructures pumped by uniform microwave magnetic field / C. Davies, V. Kruglyak // IEEE Transactions on Magnetics. — 2016. — Vol. 52, no. 7. — P. 1–4.
209. Demonstration of k-vector selective microscopy for nanoscale mapping of higher order spin wave modes / N. Träger [et al.] // Nanoscale. — 2020. — Vol. 12, issue 33. — P. 17238–17244.
210. Competing spin wave emission mechanisms revealed by time-resolved x-ray microscopy / N. Trager [et al.] // Phys. Rev. B. — 2021. — Jan. — Vol. 103, issue 1. — P. 014430.
211. A perspective on nonlinearities in coherent magnetization dynamics / J. Li [et al.] // Applied Physics Letters. — 2022. — Vol. 120, no. 5. — P. 050501.
212. *Kainuma, R.* Fast acquisition of spin-wave dispersion by compressed sensing / R. Kainuma, K. Matsumoto, T. Satoh // Applied Physics Express. — 2021. — Feb. — Vol. 14, no. 3. — P. 033004.
213. *Hioki, T.* Coherent oscillation between phonons and magnons / T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh // Commun Phys. — 2022. — Dec. — Vol. 5, no. 1. — P. 115.
214. Spin-wave propagation in cubic anisotropic materials / K. Sekiguchi [et al.] // NPG Asia materials. — 2017. — Vol. 9, no. 6. — e392–e392.
215. *Chen, J.* Unidirectional spin-wave propagation and devices / J. Chen, H. Yu, G. Gubbiotti // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2021. — Vol. 55, no. 12. — P. 123001.
216. Dependence of non-reciprocity in spin wave excitation on antenna configuration / K. Shibata [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2018. — Vol. 124, no. 24. — P. 243901.
217. Thickness dependence of spin wave nonreciprocity in permalloy film / M. Nakayama [et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 54, no. 8. — P. 083002.
218. Spin wave nonreciprocity for logic device applications / M. Jamali [et al.] // Scientific reports. — 2013. — Vol. 3, no. 1. — P. 1–5.

219. Unidirectional propagation of magnetostatic surface spin waves at a magnetic film surface / K. L. Wong [et al.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 105, no. 23. — P. 232403.
220. Surface anisotropy induced spin wave nonreciprocity in epitaxial La<sub>0.33</sub>Sr<sub>0.67</sub>MnO<sub>3</sub> film on SrTiO<sub>3</sub> substrate / J. Zhang [et al.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 117, no. 23. — P. 232402.
221. Chiral Spin-Wave Velocities Induced by All-Garnet Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Ultrathin Yttrium Iron Garnet Films / H. Wang [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Jan. — Vol. 124, issue 2. — P. 027203.
222. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / A. V. Sadovnikov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Feb. — Vol. 99, issue 5. — P. 054424.
223. Unidirectional Spin-Wave-Propagation-Induced Seebeck Voltage in a PEDOT:PSS/YIG Bilayer / P. Wang [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Jan. — Vol. 120, issue 4. — P. 047201.
224. *Hara, T.* Intensity nonreciprocity reversal of spin wave in magnonic crystal by specific wavenumber excitation / T. Hara, K. Kasahara, T. Manago // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2022. — Vol. 55, no. 36. — P. 365001.
225. Excitation of unidirectional exchange spin waves by a nanoscale magnetic grating / J. Chen [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Sept. — Vol. 100, issue 10. — P. 104427.
226. *Tateno, S.* Highly Nonreciprocal Spin Waves Excited by Magnetoelastic Coupling in a Ni/Si Bilayer / S. Tateno, Y. Nozaki // Phys. Rev. Applied. — 2020. — Mar. — Vol. 13, issue 3. — P. 034074.
227. Nonreciprocal Magnetoacoustic Waves in Dipolar-Coupled Ferromagnetic Bilayers / M. Küß [et al.] // Phys. Rev. Applied. — 2021. — Mar. — Vol. 15, issue 3. — P. 034060.
228. Giant nonreciprocity of surface acoustic waves enabled by the magnetoelastic interaction / P. J. Shah [et al.] // Science Advances. — 2020. — Vol. 6, no. 49. — eabc5648.

229. *Han, J.* The influence of the sigmoid function parameters on the speed of backpropagation learning / J. Han, C. Moraga // International workshop on artificial neural networks. — Springer. 1995. — P. 195–201.
230. Direct Imaging of High-Frequency Multimode Spin Wave Propagation in Cobalt-Iron Waveguides Using X-Ray Microscopy beyond 10 GHz / N. Trager [et al.] // physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters. — 2020. — Vol. 14, no. 12. — P. 2000373.
231. Controlled interconversion of quantized spin wave modes via local magnetic fields / Z. Zhang [et al.] // Physical Review B. — 2019. — Vol. 100, no. 1. — P. 014429.
232. Magnetoplasmonics and femtosecond optomagnetism at the nanoscale / D. Bossini [et al.] // Acs Photonics. — 2016. — Vol. 3, no. 8. — P. 1385–1400.
233. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films / J. V. Jäger [et al.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 103, no. 3. — P. 032409.
234. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses / C. Thomsen [et al.] // Phys. Rev. B. — 1986. — Sept. — Vol. 34, issue 6. — P. 4129–4138.