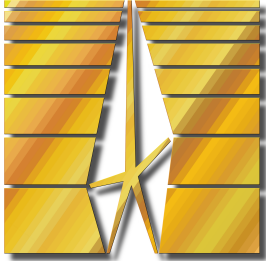


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук



На правах рукописи

Филатов Ярослав Александрович

**Управление спектральным составом
лазерно-индуцированных спиновых волн в пленках
железа и ферритов-гранатов**

Специальность 1.3.8 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Геревенков Пётр Игоревич

Санкт-Петербург — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Обзор литературы	18
1.1 Современное состояние вычислений «вне КМОП»	19
1.2 Теоретическое описание когерентной магнитной динамики	22
1.3 Возможности и перспективы вычислительной магноники	29
1.3.1 Энергоэффективность в магнонике	29
1.3.2 Пространственное и частотное масштабирование	30
1.3.3 ТГц и антиферромагнитная магноника	31
1.3.4 Интерференция спиновых волн для вычислений	32
1.3.5 Магنونные кристаллы	33
1.3.6 Магنونная оптика	35
1.3.7 Невзаимность спиновых волн	38
1.3.8 Реконфигурируемая магноника	40
1.3.9 Оптомагноника	41
1.3.10 Связь спиновых волн с упругими колебаниями	44
1.3.11 Нелинейная магноника	45
1.3.12 Магноника как основа вычислений вне КМОП	46
1.3.13 Нейроморфная магноника	48
1.4 Актуальные вызовы магноники	50
Глава 2. Спектральная эволюция и линейная частотная модуляция лазерно-индуцированных распространяющихся поверхностных магнитостатических волн	53
2.1 Образцы и детали экспериментов	54
2.2 Изменение спектрального состава распространяющихся поверхностных магнитостатических волн	55
2.3 Определение длины распространения поверхностных магнитостатических волн	58
2.4 Дисперсия и линейная частотная модуляция поверхностных магнитостатических волн	59
2.5 Основные выводы к Главе 2	63

Глава 3. Пространственно-периодическое возбуждение распространяющихся поверхностных магнитостатических волн с квази-дискретным спектром	65
3.1 Модель возбуждения поверхностных магнитостатических волн пространственно-периодическим воздействием	66
3.1.1 Геометрия лазерного возбуждения поверхностных магнитостатических волн	66
3.1.2 Физические механизмы воздействия фемтосекундных лазерных импульсов для возбуждения поверхностных магнитостатических волн	69
3.1.3 Анализ распределения волновых чисел	71
3.2 Микромагнитное моделирование	73
3.2.1 Параметры моделирования	73
3.2.2 Возбуждение поверхностных магнитостатических волн одиночным воздействием	74
3.2.3 Возбуждение поверхностных магнитостатических волн периодически-структурированным в пространстве воздействием	78
3.3 Основные выводы к Главе 3	85
Глава 4. Излучение обменных спиновых волн лазерно-индуцированным пикосекундным импульсом деформации	87
4.1 Условия черенковского излучения спиновых волн	88
4.2 Экспериментальное наблюдение и описание черенковского излучения спиновых волн	91
4.2.1 Образец	91
4.2.2 Детали эксперимента	92
4.2.3 Экспериментальные результаты и теоретический анализ	95
4.2.4 Результаты экспериментов	95
4.2.5 Анализ результатов на основе дисперсии обменных спиновых волн	98
4.2.6 Детали моделирования	101
4.2.7 Результаты моделирования	103

	Стр.
4.3 Обсуждение результатов эксперимента и моделирования	105
4.3.1 Чувствительность зондирующих лазерных импульсов	109
4.3.2 Детали определения времени прибытия импульса деформации и скорости звука	111
4.4 Основные выводы к Главе 4	112
Заключение	114
Публикации автора по теме диссертации	117
Список литературы	117

Введение

Область современного магнетизма, посвященную исследованиям использования когерентных колебаний намагниченности — спиновых волн (СВ) — для передачи и обработки информации, называют магноники. Распространение спиновых волн в магнитоупорядоченных средах не сопровождается джоулевым нагревом, что является многообещающим для разработки перспективных энергоэффективных вычислительных устройств. С учетом волновых свойств возможно проектирование магنونных вычислительных устройств и цепей не только в рамках традиционной архитектуры фон Неймана, реализуемой в виде цифровых сигналов и логических элементов, но так же основанных на совершенно новых парадигмах, в том числе нейроморфных. Волновые свойства в таком случае используются при передаче и обработке информации в виде аналоговых сигналов с применением как амплитудной, так и фазовой модуляции. В этом отношении спиновые волны обладают потенциалом значительного увеличения рабочих частот вычислительных устройств по сравнению с электронными аналогами, поскольку в ферромагнетиках возможно возбуждение и распространение СВ с субмикронной длиной волны. Данный факт позволяет как достигать высоких тактовых частот путём уменьшения длительности отдельного волнового пакета и увеличения плотности их следования, так и открывает путь к миниатюризации конечных устройств. Кроме того, наличие выраженных нелинейных свойств спиновых волн, относительно легко достижимых на практике, позволяет реализовать функционал синаптических связей и перейти к нейроморфным или резервуарным вычислениям, вызывающих в настоящий момент большой интерес.

Основной задачей в рамках магноники, на решение которой направлены усилия научного сообщества, является поиск универсальных способов управления параметрами спиновых волн для дальнейшего использования в магنونных устройствах. Среди управляемых спин-волновых параметров наиболее важным является их спектральный состав, определяющий такие характеристики, как рабочая частота и полоса пропускания магنونных устройств, групповые и фазовые скорости спиновых волн, их длина распространения и возможность взаимодействия между собой и с другими типами колебаний, например фононами. Решение этой задачи и исследование особенностей управления спектральным со-

ставом позволит не только приблизиться к реализации полностью магнонных вычислений, но и проанализировать конкретные преимущества такого подхода по сравнению с технологиями традиционной вычислительной электроники в определенных классах задач. В последние годы наблюдается рост числа как теоретических, так и экспериментальных работ, посвященных магнонным вычислениям и демонстрирующих преимущества магноники над электроникой. В частности, часть работ посвящена реализации магнонных аналогов электронных компонентов, например, магнонный диод, транзистор и полусумматор. Для реализации булевых логических операций такие магнонные элементы используют как линейное взаимодействие — интерференцию спиновых волн, так и нелинейное взаимодействие в многочастичных процессах. В то же время небинарные операции с использованием аналоговых спин-волновых сигналов для устройств, проектируемых в принципиально новых парадигмах, основываются на взаимодействии спиновых волн. Для успешной реализации этих способов взаимодействия критически важным является поиск и исследование способов и механизмов точного управления их спектральным составом, применимых к широкому классу проектируемых магнонных устройств.

Одним из наиболее подходящих и многообещающих способов управления спектральным составом спиновых волн представляется воздействие фемтосекундного лазерного излучения на магнитный материал. Соответствующая область науки получила название сверхбыстрый оптомагнетизм, в рамках которого предлагается возбуждать спиновые волны как с помощью различных оптомагнитных эффектов, так и за счет сверхбыстрого оптического термического воздействия на магнетик, приводящего к изменению его магнитных параметров. Последнее приводит к возможности не только возбуждать когерентные спиновые волны, но и управлять их параметрами, локально изменяя параметры магнитной среды и соответствующие спектральные характеристики. Кроме того, детектирование распространяющихся спиновых волн в рамках полностью оптической методики реализуется с помощью магнитооптических эффектов, таким образом, исключая необратимое воздействие на магнитную среду и позволяя достичь универсальности. Однако, в настоящее время особенности управления спектральным составом спиновых волн с использованием оптических методик изучены недостаточно и требуют дальнейших исследований, имеющих как фундаментальный, так и прикладной интерес.

Целью работы является управление параметрами спиновых волн, в частности, определение особенностей изменения спектрального состава когерентных спиновых волн, возбуждаемых одиночным и периодическим в пространстве фемтосекундными лазерными импульсами в модельных магнетонных средах — металлических ферромагнетиках и диэлектрических ферримагнетиках, а также изучение спектральных особенностей генерации спиновых волн пространственно-ограниченным движущимся возмущением магнитной среды.

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

1. Продемонстрировать экспериментально изменения спектра — линейную частотную модуляцию — распространяющихся когерентных поверхностных магнитостатических волн при сверхбыстром термическом возбуждении сфокусированным фемтосекундным лазерным импульсом в эпитаксиальных нанометровых пленках железа различной толщины.
2. Охарактеризовать параметр линейной частотной модуляции (чирпа) лазерно-индуцированных поверхностных магнитостатических волн из экспериментально полученных данных и разработать аналитическое описание спектральных изменений на основе дисперсии групповой скорости.
3. Определить аналитически влияние латеральной пространственной периодичности сверхбыстрого уни- и биполярного воздействия на магнитоупорядоченную среду на спектральный состав возбуждаемых вследствие этого спиновых волн и зависимость их спектра от пространственного периода воздействия.
4. Продемонстрировать методом микромагнитного моделирования возможности управления спектральным составом лазерно-индуцированных распространяющихся когерентных поверхностных магнитостатических волн, возбуждаемых пространственно-периодическими сверхбыстрым термическим изменением параметра магнитной анизотропии и уни- и биполярным сверхбыстрым оптомагнитным обратным эффектом Фарадея в системе с параметрами феррита-граната.
5. Продемонстрировать экспериментально излучение обменных спиновых волн лазерно-индуцированным пикосекундным импульсом деформации, сагиттально-распространяющимся в пленке феррита-граната.
6. Разработать аналитическое описание влияния размеров пространственно-ограниченного движущегося источника на волновое число

и частоту излучаемых спиновых волн в соответствии с условиями магنونного эффекта Вавилова-Черенкова.

Научная новизна: Впервые экспериментально продемонстрирована линейная частотная модуляция лазерно-индуцированных волновых пакетов поверхностных магнитостатических волн в измерениях с пространственным суб-микрометровым и временным суб-пикосекундным разрешениями в нанометровых пленках железа. Параметр линейной частотной модуляции охарактеризован с помощью вейвлет-преобразования экспериментально полученных пространственно-временных данных, что позволило определить зависимость параметра чирпа от пройденного поверхностной магнитостатической волной расстояния. С использованием дисперсии групповой скорости поверхностных магнитостатических волн получено аналитическое выражение, описывающее зависимость параметра чирпа от расстояния, находящееся в соответствии с экспериментальными данными.

Впервые аналитически описано возбуждение спиновых волн латеральными одномерными пространственно-периодическими уни- и биполярными возмущениями магнитной среды для произвольного числа областей фокусировки лазерного импульса. Выполнен Фурье-анализ пространственно-периодического воздействия, демонстрирующий возможность возбуждения спиновых волн с квази-дискретным спектром и способность гибкого управления этим спектром за счет выбора пространственного периода и направленности воздействия. Возможности и особенности управления спектром спиновых волн при пространственно-периодическом воздействии продемонстрированы с помощью микромагнитного моделирования возбуждения поверхностных магнитостатических волн в системе с параметрами феррита-граната.

Впервые экспериментально продемонстрирован и подтвержден аналитическими и численными расчетами магنونный эффект Вавилова-Черенкова излучения обменных спиновых волн сагиттално-распространяющимся пикосекундным импульсом деформации, возбуждаемым фемтосекундным лазерным импульсом в структуре феррита-граната, покрытого нанометровой пленкой золота. Экспериментально получена зависимость частоты возбуждаемой обменной спиновой волны от величины прикладываемого внешнего магнитного поля и разработано аналитическое описание на основе дисперсионных зависимостей обменных спиновых волн и продольных акустических фононов, находящееся в полном соответствии с экспериментальными данными. Получено аналитическое

выражение, описывающее влияние размеров распространяющегося возмущения эффективного магнитного поля на спектр излучаемых спиновых волн.

Теоретическая и практическая значимость. Экспериментальная демонстрация и аналитическое описание линейной частотной модуляции лазерно-индуцированных широкополосных волновых пакетов поверхностных магнитостатических волн имеет критическое значение при проектировании полностью магнонных вычислительных схем в прикладной магнетике. С практической точки зрения учет дисперсии групповой скорости спиновых волн является одним из необходимых условий для корректной работы магнонных вычислительных устройств с использованием пикосекундных спин-волновых пакетов, которые представляются крайне перспективными для увеличения скорости обработки информации при увеличении их плотности следования. Предложенный впервые подход применения вейвлет-преобразования для характеристики линейной частотной модуляции лазерно-индуцированных спиновых волн расширяет возможности анализа спектральных составляющих в дополнение к широко используемому оконному преобразованию Фурье, что подтверждается ведущими научными группами. Теоретическая значимость предложенного описания линейной частотной модуляции поверхностных магнитостатических волн заключается в возможности расширения на другие типы магнитостатических волн и на обменные спиновые волны. Представленное описание основывается на распространении в диспергирующей среде короткого волнового пакета с гауссовой огибающей, является обобщенным по аналогии со световыми импульсами, не зависит от природы волны и может быть получено независимо из уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта.

Практическая значимость разработанного аналитического описания возбуждения поверхностных магнитостатических волн сверхбыстрым воздействием с латеральным пространственно-периодическим профилем заключается в демонстрации возможности гибкого и точного управления спектральным составом возбуждаемых спиновых волн с квази-дискретным набором волновых чисел. Продемонстрированные в микромагнитном моделировании формирование магнонного резонатора и селективное возбуждение четных или нечетных по порядку мод распространяющихся спин-волновых пакетов имеют потенциал применения при разработке магнонных устройств с мультиплексированием. Разработанное аналитическое описание может быть использовано для описания возбуждения спиновых волн пространственно-периодическим импульсным

воздействием с использованием и других лазерно-индуцированных процессов, например сверхбыстрого размагничивания и обратного эффекта Коттона-Мутонна.

Практическая и теоретическая значимость демонстрации излучения обменных спиновых волн сагиттально-распространяющимся пикосекундным импульсом деформации — магنونного эффекта Вавилова-Черенкова — заключается в следующем:

1. Установление нового механизма излучения обменных спиновых волн вносит вклад в развитие как прикладной магноники, предлагая альтернативные подходы к проектированию магنونных устройств, так и теоретической магноники, открывая возможности дальнейшего исследования черенковского излучения спиновых волн, где в качестве пространственно-ограниченных движущихся источников возмущения эффективного поля выступают, например, плазмоны или акустические солитоны.
2. Исследованная система феррита-граната с тонкой пленкой золота является модельным и хорошо изученным объектом в магнонике. Класс ферритов-гранатов широко используется в магнонике, обладает хорошо отработанной методикой изготовления и гибкой возможностью управления как магнитными, так и упругими параметрами за счет выбора состава пленки. Тонкие металлические пленки, в том числе пленки золота, широко используются в качестве оптоакустических преобразователей в экспериментах по сверхбыстрой магнитоакустике. Все это обеспечивает потенциал практической реализации нового типа магنونных устройств, работа которых основана на магنونном эффекте Вавилова-Черенкова.
3. Определение условий черенковского излучения спиновых волн пространственно-ограниченным движущимся источником имеет как теоретическое, так и практическое значение для управления спектральным составом излучаемых волн в магنونных устройствах. Полученные теоретические результаты расширяют условие равенства фазовых скоростей движущегося источника и излучаемой спиновой волны на случай источника конечного размера. Управление спектральным составом излучаемых обменных спиновых волн продемонстрировано аналитическими и численными расчетами за счет выбора простран-

ственного размера (длительности) импульса деформации, который определяет возможность излучения спиновых волн с определенными волновыми векторами и их соответствующие амплитуды.

Методология и методы исследования. Эксперименты выполнены с использованием методики фемтосекундной накачки-зондирования в лаб. Физики ферроиков, ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Для экспериментальной демонстрации линейной частотной модуляции поверхностных магнитостатических волн использовалась методика двуцветной накачки-зондирования с суб-пикосекундным временным и суб-микрометровым пространственным разрешениями. В качестве механизма возбуждения спиновых волн импульсом накачки использовалось сверхбыстрое термическое изменение магнитной анизотропии. Детектирование реализовывалось в геометрии измерения полярного магнитооптического эффекта Керра. Для экспериментальной демонстрации магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова использовалась методика оптической накачки-зондирования с суб-пикосекундным временным разрешением. Отличительной особенностью реализованной экспериментальной методики являлось пространственное разделение импульса зондирования, отраженного от различных поверхностей исследуемой структуры, с последующим измерением полярного магнитооптического эффекта Керра. Экспериментальные данные анализировались с использованием быстрого преобразования Фурье и вейвлет-преобразования. Для описания полученных экспериментальных результатов разработаны аналитические выражения и выполнены соответствующие расчеты, подробное описание которых представлено в тексте диссертации. Управление спектром спиновых волн, возбуждаемых пространственно-периодическим воздействием, продемонстрировано с помощью микромагнитного моделирования, которое выполнялось с использованием свободно распространяемого программного пакета *Ubrmag*. Используемый программный пакет является расширенным набором библиотек для зарекомендовавшего себя свободно распространяемого пакета микромагнитного моделирования *OOMMF*, который применяется в качестве стандарта для численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в пространственно-временной области.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Широкополосные волновые пакеты поверхностных магнитостатических волн, возбуждаемые лазерно-индуцированным сверхбыстрым термическим изменением анизотропии, распространяются на расстояние

- порядка 10 мкм в эпитаксиальных ферромагнитных пленках железа. Вследствие дисперсии групповой скорости такие волновые пакеты испытывают линейную частотную модуляцию, параметр которой определен экспериментально с помощью вейвлет-преобразования.
2. Пространственно-периодическое воздействие сверхбыстрого изменения магнитной анизотропии приводит к формированию магнотонного резонатора и селективному возбуждению четных по порядку мод поверхностных магнитостатических волн с квазидискретным набором волновых чисел, определяемым пространственным периодом воздействия.
 3. Уни- и биполярное пространственно-периодические воздействия эффективного магнитного поля сверхбыстрого оптомагнитного эффекта — обратного эффекта Фарадея — приводят, соответственно, к селективному возбуждению четных и нечетных по порядку мод поверхностных магнитостатических волн с квазидискретным набором волновых чисел, определяемым пространственным периодом воздействия.
 4. Распространение в магнитоупорядоченной среде пространственно-ограниченного возмущения эффективного магнитного поля, создаваемого пикосекундным импульсом продольной деформации, с фазовой скоростью спиновых волн сопровождается их излучением — магнотонным эффектом Вавилова-Черенкова. Волновое число, частота и амплитуда излучаемых таким образом спиновых волн зависят от дисперсионной характеристики, скорости и пространственного размера движущегося возмущения.

Достоверность полученных результатов обеспечивается реализацией отработанных экспериментальных методик, широко применяемых в научном сообществе, а также воспроизводимостью наблюдаемых явлений. Полученные экспериментальные данные подтверждаются аналитическими расчетами с использованием классических дисперсионных соотношений для спиновых волн и численным решением уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Выполненные расчеты и полученные экспериментальные результаты согласуются с имеющимися литературными данными.

Апробация работы. Результаты работы докладывались автором лично на семинарах лаборатории Физики ферроиков и Низкоразмерном семинаре

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, а также на российских и международных научных конференциях и симпозиумах:

1. Я. А. Филатов, П. И. Геревенков, А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов
Спектральные особенности лазерно-индуцированных спин-волновых пакетов в тонких пленках железа, устный доклад, XXVI Международный симпозиум «Наноп физика и наноэлектроника», Нижний Новгород (онлайн) 14–17 марта, 2022
2. Я. А. Филатов, П. И. Геревенков, А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов
Эволюция спектра и частотная модуляция лазерно-индуцированных спиновых волн в тонких пленках железа, стендовый доклад, XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» (Волны-2022), Москва 5–10 июня, 2022
3. Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, A. M. Kalashnikova, N. E. Khokhlov
Spectral features of laser-induced spin waves in thin iron films, Oral, VI International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2022), Москва (онлайн) 3–7 октября, 2022.
4. Я. А. Филатов, П. И. Геревенков, А. М. Калашникова, Н. Е. Хохлов
Нелокальное возбуждение магнитоупругих волн распространяющимся спин-волновым континуумом, устный доклад, XXXIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» (Волны-2023), Москва 28 мая–2 июня, 2023.
5. Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, N. E. Khokhlov, A. M. Kalashnikova
Sagittally propagating magnetoelastic waves excited by localized laser pulse, Oral, International Symposium Spin Waves 2024, Saratov 26–29 August, 2024.
6. Я. А. Филатов, П. И. Геревенков, А. В. Азовцев, В. А. Ковалева, Н. Е. Хохлов, А. М. Калашникова
Черенковское излучение спиновых волн пикосекундным импульсом деформации, устный доклад, Заседание секции «Магнетизм» Научного совета РАН по физике конденсированных сред, Москва 4–5 декабря, 2025

Личный вклад. Защищаемые результаты диссертационной работы получены соискателем лично. Вклад автора в получение всех экспериментальных данных, их анализ, обработку и описание аналитическими методами, а также в написание статей является определяющим. При участии соискателя в лаб. физики ферроиков ФТИ им. А.Ф.Иоффе. выполнена модернизация

установки фемтосекундной накачки-зондирования с пространственным и временным разрешениями для увеличения стабильности долгосрочных измерений. Конкретные задачи, диапазон параметров, подход к описанию условий микромагнитноупругого моделирования магنونного эффекта Вавилова-Черенкова выработаны автором совместно с к.ф.-м.н. А. В. Азовцевым (ФТИ им. А. Ф. Иоффе). Автор принимал непосредственное 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 ряде тезисов докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 150 страниц, включая 27 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 362 наименований. Основная часть работы имеет следующую структуру:

Глава 1 содержит обзор современного состояния альтернативных традиционной электронике вычислительных технологий и магноники как одного из перспективных направлений развития физической реализации новой вычислительной архитектуры. Приведены основы теоретического описания динамики намагниченности и когерентных спиновых волн, необходимые для понимания процессов генерации, распространения и управления параметрами спиновых волн, рассматриваемых в диссертационной работе. Рассмотрены ключевые возможности и перспективы вычислительной магноники, а также потенциальные преимущества использования спиновых волн для разработки двоичных и аналоговых вычислительных устройств, в том числе приведены основные фундаментальные и прикладные достижения магноники и актуальные вызовы.

Глава 2 посвящена управлению спектральным составом и выявлению линейной-частотной модуляции распространяющихся волновых пакетов когерентных поверхностных магнитостатических волн при сверхбыстром термическом возбуждении сфокусированным фемтосекундным лазерным импульсом. Обнаружено сужение спектра поверхностных магнитостатических волн при распространении лазерно-индуцированных волновых пакетов в эпитаксиальной пленке железа толщиной 10 нм за пределы области возбуждения. Обнаруженное сужение происходит в область низких частот спектра изначально возбуждаемой магнитной динамики при ориентации внешнего магнитного поля в плоско-

сти вблизи направления оси трудного намагничивания кубической магнитной анизотропии, и в область высоких частот при ориентации поля вблизи оси легкого намагничивания. Представлено описание таких спектральных изменений на основе различия знака вклада магнитной анизотропии в выражении общего эффективного магнитного поля ферромагнетика в зависимости от взаимной ориентации внешнего поля и осей анизотропии. Определены длины распространения лазерно-индуцированных волновых пакетов поверхностных магнитостатических волн в эпитаксиальных пленках железа толщинами 10 и 20 нм, выращенных на подложках арсенида галлия, составившими до 6.1 и 8.9 мкм при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания. Из экспериментальных данных получена дисперсия поверхностных магнитостатических волн и предложена методика определения параметра линейной-частотной модуляции волновых пакетов с использованием вейвлет-преобразования. Полученные экспериментально параметры линейной-частотной модуляции в пленках железа толщинами 10 и 20 нм описаны аналитически с учетом дисперсии групповой скорости.

В **Главе 3** предложен подход селективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн, обладающих квазидискретным спектром, при пространственно-периодическом возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами, физическое воздействие которых заключается в сверхбыстром термическом изменении магнитной анизотропии или оптомагнитном обратном эффекте Фарадея. Пространственно-периодическое воздействие лазерных импульсов для двух физических механизмов, приводящее к возбуждению поверхностных магнитостатических волн, описано аналитически с учетом долговременности изменения анизотропии по сравнению с временем распространения волн и импульсного характера обратного эффекта Фарадея. С помощью преобразования фурье выполнен анализ пространственно-периодического возбуждения магнитостатических волн с учетом возможности уни- и биполярного воздействия при использовании обратного эффекта Фарадея. Предложенная модель описывает возможность управления спектральными характеристиками возбуждаемых спиновых волн с помощью изменения пространственного периода воздействия, а также с помощью выбора уни- или биполярного воздействия, что приводит к возбуждению мод четного или нечетного порядка, соответственно. Для проверки результатов анализа предложенной модели выполнена серия микромагнитных расчетов на основе численного решения

уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в магнитной системе с параметрами феррита-граната. В качестве механизмов пространственно-периодического возбуждения использовались термическое изменение анизотропии, а также обратный эффект Фарадея с постоянным и чередующимся знаком направления импульса эффективного магнитного поля. Различия между физическими механизмами возбуждения рассмотрены при одиночном воздействии, что позволило продемонстрировать создание магнетонного резонатора, возникающего при сверхбыстром изменении магнитной анизотропии вследствие долговременности термического эффекта по сравнению с временем распространения поверхностных магнитостатических волн. Результаты численных расчетов пространственно-периодического возбуждения поверхностных магнитостатических волн сверхбыстрым изменением анизотропии, а также уни- и биполярным обратным эффектом Фарадея проанализированы с помощью одно- и двумерного преобразования Фурье пространственно-временного распределения намагниченности. Результаты Фурье-анализа позволили определить спектральные компоненты и модовый состав, полностью согласующиеся с аналитическими результатами.

В **Главе 4** представлены экспериментальные результаты и теоретическое описание магнетонного эффекта Вавилова-Черенкова, заключающегося в излучении обменных спиновых волн лазерно-индуцированным импульсом деформации, сагиттально-распространяющимся в частичной покрытой нанометровой пленкой золота эпитаксиальной пленке лютециевого феррита-граната толщиной 1.74 мкм, выращенной на подложке гадолиний галлиевого граната. На основе описания распространяющегося возмущения эффективного магнитного поля в виде дельта-функции Дирака, вызывающего соответствующий действующий на намагниченность вращающий момент, с помощью преобразования Фурье получено аналитическое условие излучения спиновых волн, заключающееся в равенстве скорости источника и фазовой скорости излучаемых спиновых волн. Для возмущения конечного пространственного размера с помощью преобразования Фурье получено дополнительное амплитудное условие, учитывающее спектральное распределение амплитуд движущегося источника. С использованием экспериментальной методики накачки-зондирования в измерениях лазерно-индуцированного изменения отражения продемонстрировано возбуждение распространяющегося сагиттально между интерфейсами пленки феррита-граната импульса деформации, а также

зарегистрирована временная задержка между возбуждением импульса на интерфейсе с золотом и приходом на интерфейс с подложкой, позволившая определить скорость звука 6.55 км/с. В измерениях лазерно-индуцированного магнитооптического отклика продемонстрировано возникновение осцилляций на частотах ферромагнитного резонанса и обменной спиновой волны, возникающих при детектировании на интерфейсе феррита-граната с подложкой после прихода импульса деформации. Совместным решением дисперсионных зависимостей обменных спиновых волн и продольных акустических фононов получено аналитическое выражение частот точек пересечения дисперсий для описания экспериментальных зависимостей спектров таких осцилляций от величины внешнего магнитного поля. Экспериментальная демонстрация излучения обменных спиновых волн распространяющимся импульсом деформации вследствие магнетонного эффекта Вавилова-Черенкова подтверждены результатами микромагнитноупругого моделирования.

В **Заключении** приведены выводы диссертационной работы.

Глава 1. Обзор литературы

Развитие теории спиновых волн, заложенной в первой половине прошлого века [1], привело к активному экспериментальному и теоретическому изучению ферромагнитного резонанса и спиновых волн в магнитоупорядоченных средах [2]. Как следствие, экспериментальные проявления магнитных колебаний и волн используются по сей день для определения основных параметров магнитных материалов, а также в готовых устройствах сверхвысокочастотной электроники и радиотехники [3]. Среди наиболее ярких результатов в области магнетизма и спиновой динамики выделяется открытие эффекта гигантского магнитосопротивления [4], которое не только является основой современного хранения информации на магнитных носителях, но и послужило толчком к развитию спинтроники — направления, в рамках которого изучаются явления переноса спинового момента в магнетиках [5]. Магноника, как быстро развивающаяся область современного магнетизма и физики конденсированного состояния в общем и ответвление спинтроники в частности, сформировалась сравнительно недавно [6; 7]. Однако, начиная с пионерских работ по исследованию сверхбыстрой магнитной динамики [8] и разработке основных концепций магноники [9], эта область приобрела значительную популярность и продолжает вызывать горячий интерес в научном сообществе, что подтверждается многочисленными актуальными как фундаментальными, так и прикладными работами [10].

Главной целью развития магноники является создание новой высокоэффективной архитектуры вычислений и соответствующей материальной и компонентной базы вне рамок традиционной вычислительной микроэлектроники, основанной преимущественно на технологическом процессе комплиментарной структуры металл-оксид-полупроводник (КМОП) и на реализации архитектуры фон Неймана с Булевым набором логических операций. Необходимость развития вычислительных технологий «вне КМОП» вызвана значительным увеличением потока передаваемой и обрабатываемой информации и соответственно возросшими требованиями к доступным вычислительным ресурсам, наблюдаемому в последние десятилетия, а также наличием ограничений КМОП как технологического процесса и существующих фундаментальных ограничений электронных вычислительных устройств, в первую очередь пределов

миниатюризации транзисторов и соответствующих функциональных блоков логических операций. «Вне КМОП» является частью «Международного плана по развитию устройств и систем», который обновляется и выпускается ежегодно международной группой экспертов и представляет собрание актуальных задач и проблем современной электронной промышленности и вычислительной техники, путей их решения и предполагаемых трендов [11]. В рамках этого плана рассматриваются различные перспективные направления и подходы развития вычислительных систем, в том числе технологий «вне КМОП», одними из которых являются спинтроника и магноника. Таким образом, актуальность магоники как потенциальной альтернативы электроники с точки зрения решения прикладных задач и фундаментальные особенности возбуждения, распространения, взаимодействия спиновых волн и управления их параметрами, необходимые для построения магнонных вычислений, рассмотрены в тексте диссертационной работы.

В этой главе изложены основные принципы, современные подходы и достижения магоники как части стратегии развития перспективных вычислительных устройств. В разделе 1.1 рассмотрено современное состояние вычислительных технологий и актуальность перехода к альтернативным вычислительным подходам. В разделе 1.2 рассмотрены теоретические основы описания когерентной магнитной динамики и спиновых волн. В разделе 1.3 рассмотрены различные достижения в области магоники, а также перспективы использования спиновых волн для вычислений. В разделе 1.4 рассмотрены основные направления развития магоники как необходимые условия для разработки магнонных вычислений.

1.1 Современное состояние вычислений «вне КМОП»

Увеличение производительности вычислительных устройств за счет увеличения плотности упаковки транзисторов на кристалле интегральной схемы согласно закону Мура [12] в рамках традиционной КМОП-электроники становится технологически затруднительным [13; 14]. Другим не менее важным вызовом современных вычислительных технологий является решение проблемы тепловыделения и повышения энергоэффективности при работе электронных

устройств, которая становится особенно актуальной в свете последних достижений в разработке моделей искусственного интеллекта и глубокого машинного обучения, требующих значительных вычислительных мощностей и соответствующих энергозатрат как при обучении, так и при работе (инференсе). Это привело не только к появлению и развитию ряда прорывных технологий КМОП-электроники, преимущественно сосредоточенных на совершенствовании функциональности традиционной кремниевой архитектуры [15–17], но и к активному поиску альтернативных подходов, в том числе использующих совершенно новые вычислительные парадигмы вне рамок архитектуры фон Неймана с Булевым набором логических операций [11; 18].

Альтернативные подходы к проектированию вычислительных схем «вне КМОП» подразделяются на два ключевых направления. Первое заключается в решении задачи повышения вычислительной производительности и энергоэффективности вычислительных устройств при полном копировании функциональных блоков КМОП-электроники. В этом случае с использованием дополнительных физических особенностей электронов, например, спина в спинтронике [19–26], или физических явлений, например, исследуемых в фотонике [27; 28], стрейнтронике [29] и магнонике [30], а также на стыке этих областей [31; 32], разрабатываются как отдельные аналоги электронных компонентов [33; 34], так и конечные цифровые устройства и схемы [35; 36], реализующие функционал универсальных логических операций, например, логические вентили И-НЕ и исключающее ИЛИ-НЕ [37] или мажоритарный элемент [38–40]. Развитие этого подхода в конечном счете может привести к созданию процессорных ядер специального назначения [41–43], которые при интеграции с существующими КМОП-технологиями позволят добиться увеличения общей эффективности устройства за счет делегирования отдельных вычислительных задач, функционально ограниченных при реализации и выполнении в КМОП-электронике.

Второй подход заключается в исследовании эффектов и явлений и разработке на их основе новых вычислительных устройств и подходов, которые с одной стороны предлагают уникальный функционал, недоступный или трудно реализуемый в традиционной микроэлектронике, а с другой позволяют преодолеть ограничения и вызовы современных КМОП-технологий. В первую очередь, такой функционал предлагается в архитектуре вычислительных устройств, построенной на аналоговых (небулевых) вычислениях [44–48]. Использование

когерентных волновых колебаний различной физической природы в аналоговой архитектуре позволит реализовать вычислительные функции, выполняемые более эффективно, чем при их цифровой реализации, например, в задачах нейроморфных вычислений: обучения и инференса нейронных сетей.

Основными вычислительными единицами в нейроморфной архитектуре являются синаптические и нейронные ядра [49; 50]. Синаптическое ядро представляет собой программируемое (в задаче обучения) внутреннее состояние, которое модулирует аналоговый входной сигнал (в задаче инференса) для последующей передачи и обработки в нейронном ядре. Синаптическое ядро, выступая в роли пассивного элемента программируемой памяти, по сути является ее слиянием с исполнительным блоком простой вычислительной функции и, таким образом, соответствует концепции «вычислений в памяти», которая позволяет преодолеть узкое место архитектуры фон Неймана — ограничение пропускной способности между вычислительным устройством и памятью. Нейронное ядро обычно является активным элементом, используемым для восстановления (усиления) полезного сигнала, выполняет более сложные вычислительные операции, не требует программируемого внутреннего состояния и позволяет обновлять (программировать) синаптические ядра. Базовой вычислительной функцией нейронного ядра является функция нелинейного отклика — функция активации нейрона или передаточная функция. Другой базовой вычислительной функцией является модель нейрона «интегрировать-и-сработать», используемая при интегрировании поступающего сигнала во временной области до достижения заданного уровня и последующей активации. При организации таких аналоговых вычислительных ядер с использованием волновых процессов в масштабируемые массивы возможно построение сложных нейроморфных вычислительных систем, превосходящих по производительности и энергоэффективности цифровые реализации в КМОП-электронике [51].

На сегодняшний день не смотря на активное изучение различных подходов развития вычислительных технологий, вычисления «вне КМОП» находятся на ранней стадии и не могут продемонстрировать полного превосходства над КМОП-технологиями. В связи с этим разработка устройств специального назначения — ускорителей, например, в задачах распознавания звуков и изображений, преобразования Фурье и других, предполагается наиболее перспективной. Это приводит с прикладной точки зрения к вопросу о введении, в первую очередь, системы оценки и характеристики вычислительной произво-

дительности и энергоэффективности разрабатываемых технологий и конечных устройств, которая позволит определить их основные преимущества и недостатки в сравнении с КМОП [52]. Однако, в широком смысле ключевой решаемой задачей на данном этапе является построение новой функциональной вычислительной архитектуры и выбор физической основы для ее реализации. Такая задача выходит за рамки прикладных исследований и предусматривает изучение фундаментальных особенностей явлений и эффектов, предлагаемых для построения новой архитектуры. В следующих разделах показано, что использование спиновых волн в качестве физической основы для реализации новой вычислительной архитектуры обладает рядом преимуществ по сравнению с другими подходами. В то же время, исследование фундаментальных особенностей возбуждения спиновых волн и управления их спектральными параметрами является необходимым условием построения магнонной вычислительной архитектуры и рассмотрено в следующих главах.

1.2 Теоретическое описание когерентной магнитной динамики

Магнитные свойства веществ, содержащих элементарные магнитные моменты, можно описать, рассматривая решетку классических локализованных магнитных диполей $\boldsymbol{\mu}$. На масштабах, значительно превышающих расстояние между соседними диполями, принято работать в континуальном приближении. В таком случае магнитные свойства среды описываются с помощью непрерывного векторного поля $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, называемого намагниченностью [53]:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_i \boldsymbol{\mu}_i, \quad (1.1)$$

где локальная намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ в точке пространства \mathbf{r} усредняется по макроскопическому объему V , выбираемому малым по сравнению с общими пространственными размерами системы и при этом достаточно большим, чтобы не учитывать квантовые эффекты. Временная эволюция намагниченности $\mathbf{M}(t)$ описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [54; 55]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

где \mathbf{H}_{eff} — вектор напряжённости эффективного магнитного поля, γ — гиромагнитное отношение, μ_0 — магнитная постоянная, α — феноменологический параметр затухания Гильберта, M_S — величина намагниченности (норма вектора намагниченности), называемая намагниченностью насыщения. Уравнение движения (1.2) описывает прецессию намагниченности $\mathbf{M}(t)$, схематично изображённую на рисунке 1.1, где эффективное поле выступает в роли обобщенного представления энергии различных магнитных взаимодействий и внешнего магнитного поля.

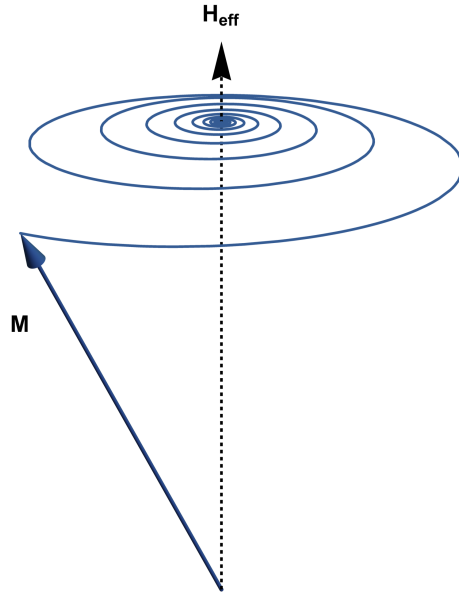


Рисунок 1.1 — Прецессия намагниченности

Рассмотрим основные типы магнитных взаимодействий, энергия которых вносит вклад в локальное эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$. Отклик намагниченности на внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} представлен взаимодействием Зеемана, плотность энергии (энергия на единицу объема) которого:

$$E_Z = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}. \quad (1.3)$$

В этом случае энергия минимальна при сонаправленной ориентации намагниченности и внешнего магнитного поля.

Намагниченность создает собственное дипольное магнитное поле, которое внутри среды называют размагничивающим полем \mathbf{H}_d , а снаружи рассеянным полем. Плотность энергии взаимодействия намагниченности с собственным размагничивающим полем определяется:

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d. \quad (1.4)$$

Размагничивающее поле \mathbf{H}_d зависит от пространственной формы рассматриваемой системы и определяется тензором размагничивающих факторов [2]. В этом случае энергия минимальна при ориентации намагниченности вдоль наиболее протяженных пространственных направлений магнитной системы и соответствующую магнитную анизотропию называют анизотропией формы. При рассмотрении тонких магнитных пленок выражение (1.4) удобно переписать в виде:

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} M_S^2 m_z^2, \quad (1.5)$$

где координатная ось z направлена по нормали к плоскости тонкой пленки и m_z — соответствующая нормированная внеплоскостная компонента вектора намагниченности \mathbf{M} .

Спин-орбитальное взаимодействие, связывающее магнитные моменты с кристаллографическими направлениями, приводит к возникновению анизотропии магнитных свойств среды, называемой магнитокристаллической анизотропией [56]. При наличии магнитной анизотропии намагниченность в отсутствие внешнего воздействия ориентируется вдоль предпочтительных направлений относительно кристаллической структуры, соответствующих минимальной энергии и называемых осями легкого намагничивания (легкими осями). Направления, при ориентации намагниченности вдоль которых энергия максимальна, называют осями трудного намагничивания (трудными осями). Плотность энергии магнитной анизотропии записывается в виде разложения в ряд по степеням, где обычно достаточно учесть только первый член разложения. Одноосная магнитная анизотропия записывается в виде:

$$E_u = -\frac{K_1}{M_S^2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{M})^2, \quad (1.6)$$

где K_1 — параметр анизотропии первого порядка и \mathbf{u} — единичный вектор в направлении оси легкого намагничивания.

Взаимодействие между ближайшими соседними магнитными моментами имеет квантовомеханическую природу с соответствующей обменной энергией Гайзенберга [53; 56]. В континуальном приближении плотность энергии обменного взаимодействия записывается в виде:

$$E_{\text{exch}} = \frac{A_{\text{exch}}}{M_{\text{S}}^2} (\nabla \mathbf{M})^2, \quad (1.7)$$

где A_{exch} — константа обменной жесткости и $\nabla \mathbf{M}$ оператор градиента намагниченности. В этом случае положительное значение A_{exch} соответствует минимуму энергии при параллельной ориентации магнитных моментов, а для отрицательного значения минимум энергии приходится на антипараллельное упорядочение.

Каждому типу магнитного взаимодействия можно сопоставить соответствующее эффективное поле, векторная сумма которых используется при решении уравнения (1.2). Эффективное поле может быть найдено как вариационная производная плотности свободной энергии магнитной системы по изменению вектора намагниченности:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\delta E(\mathbf{M})}{\delta \mathbf{M}}. \quad (1.8)$$

Тогда эффективное поле, соответствующее одноосной магнитной анизотропии (1.6), примет вид:

$$\mathbf{H}_{\text{u}} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_{\text{S}}^2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{M}) \mathbf{u}. \quad (1.9)$$

Эффективное поле обменного взаимодействия с учетом (1.8) и (1.7) примет вид:

$$\mathbf{H}_{\text{exch}} = \frac{2A_{\text{exch}}}{\mu_0 M_{\text{S}}^2} \Delta \mathbf{M} = l_{\text{exch}}^2 \Delta \mathbf{M} = \lambda_{\text{exch}} \Delta \mathbf{M}, \quad (1.10)$$

где l_{exch} — обменная длина, λ_{exch} — обменная константа и $\Delta \mathbf{M}$ — оператор Лапласа намагниченности. Обменная длина характеризует пространственные масштабы доминирующего влияния обменного взаимодействия, которые обычно находятся в пределах нескольких нанометров.

Таким образом, общее эффективное поле, входящее в уравнение (1.2), можно записать как векторную сумму эффективных полей отдельных взаимодействий:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{d}} + \mathbf{H}_{\text{anis}} + \mathbf{H}_{\text{exch}} + \dots, \quad (1.11)$$

где \mathbf{H}_{anis} включает все типы магнитной анизотропии, включая рассмотренную одноосную \mathbf{H}_{u} . В зависимости от задачи в эффективном поле необходимо

учитывать дополнительные вклады, например, вклад магнитоупругого взаимодействия [2].

Пространственно однородную по всему объему магнитного материала прецессию намагниченности, описываемую уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (1.2), называют ферромагнитным резонансом (ФМР) [2; 53]. В этом случае все элементарные магнитные моменты прецессируют в фазе. Выражение для частоты ФМР может быть получено, записывая намагниченность в сферической системе координат $\mathbf{M} = \hat{e}_r M_r + \hat{e}_\theta m_\theta + \hat{e}_\varphi m_\varphi$ в приближении малых отклонений вектора намагниченности от положения равновесия $m_\theta, m_\varphi \ll M_r \approx M_s$. Тогда полярная и азимутальная компоненты, соответственно, будут иметь вид $m_\theta = M_s \delta\theta$ и $m_\varphi = M_s \sin\theta \delta\varphi$, где $\delta\theta$ и $\delta\varphi$ — углы отклонения намагниченности от положения равновесия, определяемого углами θ_0 и φ_0 . Рассматривая уравнение (1.2) в отсутствие диссипации и представляя временную зависимость $\mathbf{m}_{\theta,\varphi}$ в виде $\exp(-i\omega_0 t)$, а свободную энергию в выражении (1.8) раскладывая в ряд по степеням отклонения M от положения равновесия, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \left(-i\frac{\omega_0}{\gamma} M_s \sin\theta_0 + E_{\varphi\varphi} \right) m_\theta + \frac{1}{\sin\theta_0} E_{\varphi\theta} m_\varphi = 0 \\ E_{\theta\theta} m_\theta + \left(\frac{1}{\sin\theta_0} E_{\theta\varphi} - i\frac{\omega_0}{\gamma} M_s \right) m_\varphi = 0, \end{cases} \quad (1.12)$$

где углы θ_0 и φ_0 определяются условием $\frac{\partial E}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_0} = \frac{\partial E}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\varphi_0} = 0$ и $E_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 E}{\partial \alpha \partial \beta} \Big|_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0}$, а α, β обозначает угол θ или φ . Приравнивание нулю определителя этой системы позволяет получить выражение для частоты ФМР:

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_s \sin\theta_0} (E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi} E_{\varphi\theta})^{1/2}. \quad (1.13)$$

Это выражение впервые получено Смитом, Сулом и Бельерсом [57], а соответствующий подход получил название метод Смита-Сула или метод сферических координат.

Пространственно неоднородная по объему магнитного материала прецессия намагниченности описывается введением элементарных магнитных возбуждений, являющимися решениями уравнения Ландау-Лифшица и называемых спиновыми волнами с соответствующим квантами — магнонами. Дисперсионную зависимость, то есть зависимость частоты спиновых волн от

волнового числа $\omega(k)$ аналитически обычно рассматривают в двух приближенных случаях. Аналитическое выражение дисперсии спиновых волн может быть получено на примере одномерной цепочки квазиклассических элементарных магнитных моментов, учитывая только обменное взаимодействие между соседними моментами [53]. При переходе к бесконечному изотропному магнетиту используют магнитостатическое приближение, в случае которого вкладом динамических интерфейсных полей размагничивания можно пренебречь. В коротковолновом пределе $kL \gg 1$, где L — протяженность магнитной системы в направлении распространения волны, учет объемных магнитных дипольных полей приводит к анизотропии дисперсионной характеристики обменных спиновых волн, заключающейся в увеличении частоты при распространении волн под некоторым углом к внешнему магнитному полю. Аналитическое выражение дисперсии обменных спиновых волн в этом случае имеет вид:

$$\omega = \gamma\mu_0 [(H_{\text{ext}} + Dk^2)(H_{\text{ext}} + Dk^2 + M_s \sin^2 \theta_k)]^{1/2}, \quad (1.14)$$

где θ_k — угол между внешним магнитным полем и направлением распространения волны.

В относительно простых магнитных системах широко используемым подходом к аналитическому описанию дисперсионных характеристик спиновых волн в длинноволновом пределе является метод магнитостатического потенциала, предложенный Уокером [2; 58]. Теоретическое описание спиновых волн, включающее как обменный, так и дипольный вклады, довольно громоздко, а при наличии дополнительных вкладов в энергию магнетика, например, магнитной анизотропии, получение точного аналитического выражения дисперсии затруднительно или невозможно. В связи с этим, для получения дисперсионных характеристик спиновых волн в реальных магнитных системах зачастую прибегают к решению уравнения Ландау-Лифшица численными методами, а также к экспериментальным методикам, например, спектроскопии рассеяния Мандельштама-Бриллюэна [59]. Приближенным описанием дисперсионных характеристик спиновых волн во всем диапазоне длин волн с учетом как дипольного, так и обменного вкладов является теория, предложенная Калиникосом и Славиным для тонких намагниченных пленок [60]. Аналитическое выражение дисперсии спиновых волн в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned}\omega^2 &= \gamma^2 \mu_0^2 \left(H_{\text{int}} + \frac{2A_{\text{exch}}}{\mu_0 M_S} (k^2 + k_n^2) \right) \left(H_{\text{int}} + \frac{2A_{\text{exch}}}{\mu_0 M_S} (k^2 + k_n^2) + M_S F \right), \\ F &= P + \sin^2 \theta^2 (1 - P(1 + \cos \varphi^2)) + \\ &+ M_S P \sin^2 \varphi^2 \left(H_{\text{int}} + \frac{2A}{\mu_0 M_S} (k^2 + k_n^2) \right)^{-1},\end{aligned}\quad (1.15)$$

где H_{int} — внутреннее эффективное магнитное поле, d — толщина пленки, k — волновое число в плоскости пленки, φ — угол между направлением распространения волны и проекцией на плоскость направления внутреннего эффективного магнитного поля (равновесным направлением намагниченности), θ — угол между нормалью к плоскости пленки и направлением внутреннего эффективного магнитного поля, $k_n = \frac{\pi n}{d}$ и n — номер моды по толщине пленки. Вид функции $P(k)$ определяется степенью закрепления магнитных моментов на поверхностях рассматриваемой магнитной пленки:

$$\begin{aligned}P_{\text{free}} &= 1 - \frac{1 - e^{-dk}}{dk}, \text{ при } n = 0 \\ P_{\text{free}} &= \frac{k^2}{k^2 + k_n^2} - \frac{2k^4}{(k^2 + k_n^2)^2} \frac{1 - (-1)^n e^{-dk}}{dk}, \text{ при } n \neq 0 \\ P_{\text{pin}} &= \frac{k^2}{k^2 + k_n^2} + \frac{2k^2 k_n^4}{(k^2 + k_n^2)^2} \frac{1 - (-1)^n e^{-dk}}{dk},\end{aligned}\quad (1.16)$$

где P_{free} и P_{pin} соответствует полностью свободным и закрепленным магнитным моментам. Следует отметить, что величина внутреннего эффективного поля H_{int} , входящая в выражение дисперсионной зависимости (1.15), а также его направление, то есть углы равновесного направления намагниченности, должны быть найдены отдельно, например, минимизируя полную свободную энергию магнитной системы, аналогично углам θ_0 и φ_0 в подходе Смита-Сула (1.12).

Анализируя дисперсионные зависимости, рассчитанные по выражению (1.15), выделяют три типа длинноволновых магнитостатических спиновых волн в зависимости от взаимной ориентации волнового вектора и равновесного направления намагниченности.

- При ориентации намагниченности по нормали к плоскости пленки $\theta = 0$ дисперсионная зависимость изотропна в плоскости и не зависит от угла φ . Такие волны называют прямыми объемными магнитостатическими волнами (ПОМСВ), фазовая и групповая скорость которых сонаправлены.

- При ориентации намагниченности в плоскости пленки $\theta = \pi/2$ и направлении волнового вектора \mathbf{k} вдоль равновесной ориентации намагниченности $\varphi = 0$ групповая и фазовая скорости противоположны по направлению. Такие волны называют обратными объемными магнитостатическими волнами (ОМСВ).
- При ориентации намагниченности в плоскости пленки $\theta = \pi/2$ и направлении волнового вектора \mathbf{k} перпендикулярно равновесной ориентации намагниченности $\varphi = \pi/2$ групповая и фазовая скорости сонаправлены, однако, в отличие от ПОМСВ и ОМСВ, амплитуда таких волн экспоненциально затухает вглубь от поверхностей пленки. Такие волны называют поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ).

1.3 Возможности и перспективы вычислительной магноники

1.3.1 Энергоэффективность в магнонике

Концепции и подходы магноники, имея много общего с такими направлениями, как фотоника [28] и стрейнтроника [29], обладают перспективой преодоления ограничений технологий вычислительной электроники. Потенциальное низкое энергопотребление магنونных вычислительных устройств по сравнению с традиционными КМОП-компонентами является одним из решающих преимуществ. В частности, на примерах спин-волновых 2-битового сумматора, разработанного в не Булевой парадигме, а также 32-битового сумматора Брента-Кунга продемонстрировано превосходство магنونных аналогов над электронными компонентами как в части энергоэффективности, так и в занимаемой площади конечного устройства [61]. Уменьшение энергопотребления магنونных устройств связано с потенциальным отсутствием Джоулева тепловыделения при выполнении вычислительных операций, в отличие от электронов, поскольку при распространении СВ не происходит переноса вещества, а информация может кодироваться в амплитуде и/или фазе волны. Кроме того, распространение СВ в магنونных волноводах по своей природе локализовано внутри волновода и даже с учетом полей рассеяния позволяет проектиро-

вать шины передачи данных в полностью магнонных интегральных схемах, при этом избегая утечек в немагнитное окружение по аналогии с фотонными интегральными схемами на основе оптических волноводов в фотонике [62]. Улучшенная энергоэффективность при распространении СВ также потенциально достигается благодаря небольшим углами прецессии намагниченности в линейном режиме, обычно не превосходящим 1 градуса, и, следовательно, меньшим энергозатратам на возбуждение и управление СВ. В сравнении с подходами спинтроники, где предлагается использовать спин-поляризованный ток электронов, ограниченный микрометровой длиной спиновой диффузии, распространение спиновых волн не только лишено тепловыделения, но и возможно в таких диэлектрических материалах, как железо-иттриевый гранат (ЖИГ) [63]. При этом СВ обладают относительно большой длиной когерентности и длиной распространения (затухания), достигающих масштабов сантиметров в пленках ЖИГ микрометровой толщины [7].

1.3.2 Пространственное и частотное масштабирование

Второе ключевое преимущество использования спиновых волн для построения новой вычислительной архитектуры является возможность масштабирования до суб-мкм и нанометровых размеров при собственных частотах, лежащих в гигагерцовом (ГГц) и терагерцовом (ТГц) диапазонах, определяющих аналог рабочей частоты и полосу частот потенциальных магнонных устройств. В распространенных ферромагнитных материалах и магнонных элементах на их основе, таких как железо, пермаллой (сплав железа и никеля FeNi), ЖИГ и других, собственная частота спиновых волн вблизи центра зоны Бриллюэна лежит в диапазоне единиц-десятков ГГц. Гигагерцовый или сверхвысокочастотный (СВЧ) диапазон используется в телекоммуникационных технологиях, что обеспечивает перспективность использования спиновых волн для аналоговой обработки сигналов, создания линий задержки, фазовращателей, СВЧ фильтров, частотных мультиплексоров, делителей, спектроанализаторов и других устройств [64; 65]. При этом использование СВ потенциально открывает возможности миниатюризации таких устройств, поскольку их длина волны значительно меньше электромагнитных волн той же частоты. Кроме того,

уменьшение длины волны обменных спиновых волн приводит к квадратичному увеличению их частоты и линейному увеличению их групповой скорости в первой трети зоны Бриллюэна, потенциально обеспечивая увеличение быстродействия при миниатюризации [66] и переходу к ТГц-магноники. Хотя увеличение частоты СВ сопряжено с линейным уменьшением их времени жизни в соответствии с моделью Гильберта, отношение длины распространения к длине волны остается постоянным благодаря соответствующему линейному увеличению их групповой скорости [62]. Хотя многие прототипы магнонных устройств демонстрируются с использованием СВ микрометровой длины волны, предел миниатюризации определяется минимальной длиной волны обменных СВ, фундаментально ограниченной параметром кристаллической решетки рассматриваемой магнитной среды. В частности, возбуждение дипольно-обменных и обменных СВ с длиной волны в суб-мкм и нанометровом диапазоне продемонстрировано экспериментально [67], в том числе в нанометровых магнонных волноводах [68; 69], и в данный момент является одной из важнейших и активно решаемых задач магноники. Для возбуждения коротковолновых СВ могут использоваться магнитные вихри [70], наномагниты [71], одиночные [72] и периодические [73] нанопровода и другие.

1.3.3 ТГц и антиферромагнитная магноники

Помимо увеличения частоты СВ за счет уменьшения их длины волны при миниатюризации устройств магноники, переход в ТГц частотную область возможен с использованием высоких магнитных полей (десятки Тесла) в пространенных ферромагнетиках. В то же время, использование значительной величины внешнего поля в прикладных устройствах невозможно. В связи с этим активно развивается область ТГц и антиферромагнитной спинтроники [74] и магноники [62], в которых предлагается использование фемтосекундных лазерных импульсов, в том числе терагерцовых, для возбуждения СВ, и антиферромагнитных материалов [75]. Одним из преимуществ такого подхода является наличие собственных частот СВ в антиферромагнетиках в ТГц области спектра. Кроме того, СВ в антиферромагнитных материалах обладают значительно большими значениями групповой скорости по сравнению

с ферромагнетиками [76; 77]. Так, для возбуждения СВ с ТГц частотами в антиферромагнетике может использоваться взаимодействие с импульсами деформации [78; 79] или с фотонами с формированием магнон-поляритонов, способных распространяться на суб-миллиметровые расстояния [80]. Терагерцовые лазерные импульсы также могут использоваться для возбуждения СВ с суб-ТГц частотами в нанометровой ферромагнитной пленке, покрытой слоем немагнитного металла [81]. Воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на нанометровую пленку ферромагнитного металла может приводить к инжекции спиновых токов, которые проходя через слой немагнитного металла в ферромагнетик из-за сильной локализации у интерфейса приводят к возбуждению стоячих СВ с суб-ТГц частотой [82].

1.3.4 Интерференция спиновых волн для вычислений

Волновая природа СВ определяет и обеспечивает наиболее важные особенности и преимущества их использования для разработки устройств вычислительной магноники [83]. Так, использование фазы СВ в дополнение к их амплитуде позволяет проектировать элементы Булевой логики на основе интерференции [84], а также создавать мажоритарные логические элементы. На основе спин-волнового интерферометра Маха-Цендера с электрическим управлением продемонстрированы прототипы магнонных устройств, реализующих операции инверсии (логическое НЕ) [85], исключающее ИЛИ с инверсией и И-НЕ [37]. Также на основе интерференции СВ продемонстрирована работа полностью магнонного логического элемента исключающее ИЛИ с инверсией как при генерации СВ СВЧ-током [86], так и с использованием подходов оптомагноники [87]. Перспективным направлением развития вычислительной магноники с использованием явлений интерференции СВ является разработка мажоритарных логических элементов на основе пространственного смещения СВ из нескольких входных волноводов [88; 89], так и линейного суммирования в волноводе с возможностью мультиплексирования с разделением по частоте [40] (см. рисунок 1.2). Ключевые особенности таких устройств как продемонстрированные, так и потенциальные: возможность масштабирования до суб-мкм размеров, уменьшение занимаемой площади по сравнению с реализацией та-

ких логических операций на компонентах КМОП-электроники, увеличенное быстродействие и возможность параллельной обработки данных при мультиплексировании.

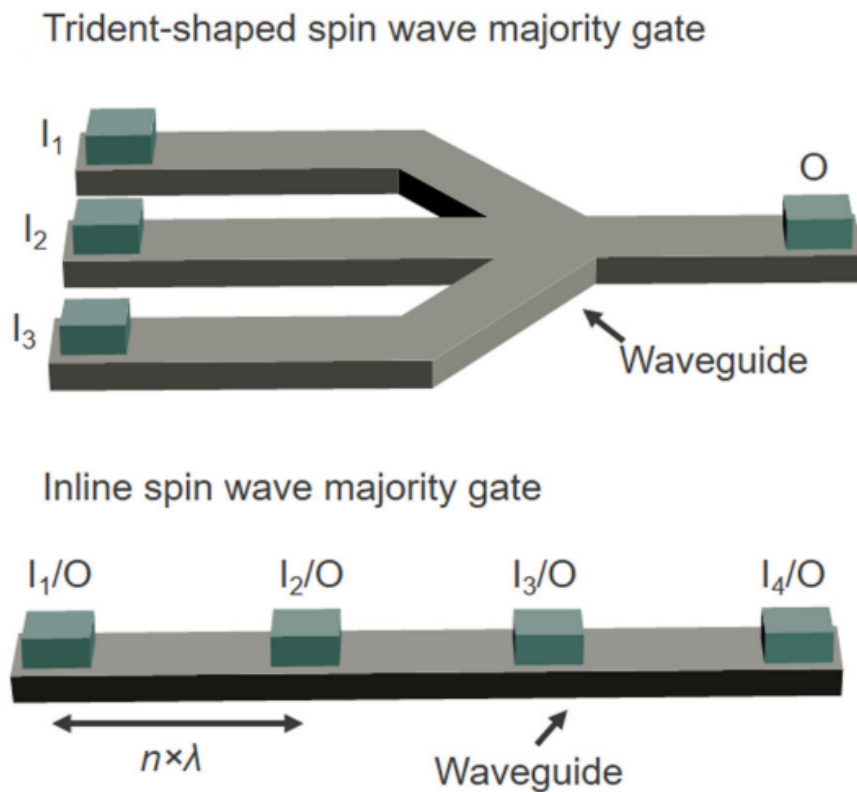


Рисунок 1.2 — Схематичные изображения магонных мажоритарных элементов: в форме трезубца (сверху) и линейного (снизу). Иллюстрация воспроизведена из [30].

1.3.5 Магنونные кристаллы

По аналогии с фотонными кристаллами волновые свойства СВ позволяют проектировать магنونные кристаллы, в которых периодически модулируется СВ потенциал [90—92]. Проявляя полностью волновую природу, магنونные кристаллы позволяют управлять спектральным составом СВ благодаря наличию запрещенных зон (см. рисунок 1.3). СВ в частотном диапазоне запрещенной зоны магنونного кристалла не распространяются через него, что позволяет

проектировать вычислительные элементы магноники с контролируемым спектром СВ. Кроме того, локализация СВ в пределах магнного кристалла позволяет усиливать нелинейные эффекты магнон-магнного взаимодействия, которые могут использоваться, например, для демонстрации магнного транзистора в полностью магнных схемах [93]. В роли периодической модуляции может выступать изменение локального магнитного поля [94], магнитной анизотропии [95], толщины структуры [96], ширины волновода [97], параметра затухания Гильберта, а также упругой деформации [98]. Наиболее простым способом модуляции является изменение намагниченности насыщения, в частности, полное удаление части материала, например, создание отверстий и канавок [99]. Магнные кристаллы можно разделить по количеству измерений, в которых периодически изменяется один из параметров магнитной системы: хорошо изученные теоретически и экспериментально одно- [100–106] и двумерные [107–115], а также трехмерные [116–119], интерес к которым проявляется в последнее время [120–122]. В части проявления фундаментальных эффектов и явлений особый интерес привлекают аperiodические магнные квазикристаллы [123–126].

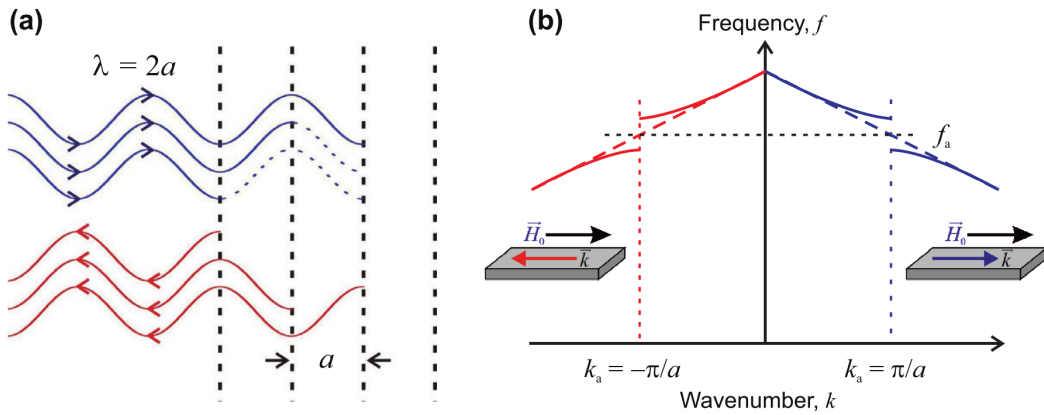


Рисунок 1.3 — (а) Схема Брэгговского отражения в одномерном магнном кристалле. (б) Дисперсия ООМСВ в однородной пленке (штриховые линии) и в магнном кристалле (сплошные линии). Иллюстрация воспроизведена из [99].

Потенциал использования магнных кристаллов для проектирования различных устройств представлен обширно [99], и, в частности, продемонстрированы отдельные компоненты и устройства вычислительной магноники: линии задержки и фазовращатели как компоненты осциллятора и магнной логики [127; 128], временной и частотный инверторы на основе динамического магнного кристалла [129; 130], элемент хранения данных с возможностью

восстановления [131], ограничитель мощности СВЧ сигнала [132], а также логические элементы [133; 134]. Так, двумерный магنونный кристалл может использоваться для частотного управления направлением распространения СВ [135], а близко расположенные магنونные кристаллы демонстрируют нелинейную связь, которая может использоваться для нелинейного переключения СВ между волноводами с частотным и амплитудным управлением [136]. Интеграция магنونных кристаллов с сегнетоэлектрической средой позволяет управлять спектральными характеристиками такой структуры благодаря взаимодействию СВ с электромагнитными волнами [137]. Кроме того, свойства магنونных кристаллов могут комбинироваться с другими типами периодических структур, например, для получения магнитофотонных и магнитоплазмонных кристаллов, которые могут как усиливать магнитооптические и оптомагнитные эффекты для детектирования и возбуждения СВ, так и обеспечивать гибкое возбуждение СВ фемтосекундными лазерными импульсами [138–140].

1.3.6 Магنونная оптика

Предлагаемые в фотонике подходы разработки и проектирования вычислительных схем, в том числе небулевых, с использованием законов геометрической и волновой оптики так же могут использоваться в магنونике, демонстрируя при этом не только преимущества в масштабировании и энергоэффективности, но и новые явления и эффекты. Так, численным моделированием продемонстрирован концепт выпуклой магنونной линзы на основе вогнутого распределения магнитного поля, которая может выполнять преобразование Фурье, являющееся одним из необходимых компонентов обработки сигналов [141]. Возможность фокусировки СВ с увеличением их амплитуды в 5 раз в точке фокуса продемонстрировано на примере линзы Люнеберга (см. рисунок 1.4), спроектированной за счет градиентной модуляции толщины пленки или ее намагниченности насыщения в круговой области [142]. Кроме того, магنونный аналог аксиконической линзы может использоваться для формирования лучей Бесселя-Гаусса [143]. Экспериментальная демонстрация магنونной линзы представлена с помощью локального лазерного нагрева магнитной среды, приводящего к изменению намагниченности насыщения [144].

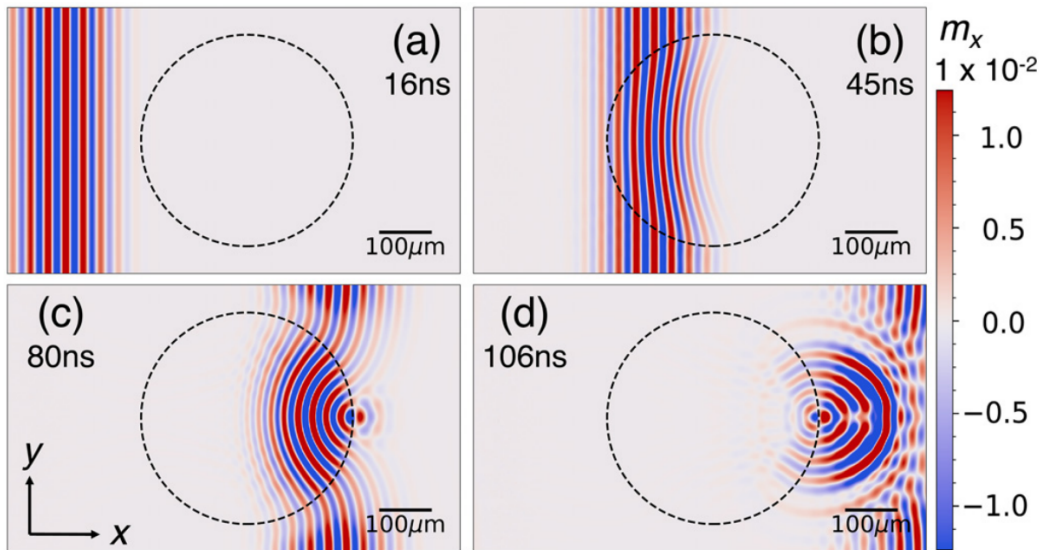


Рисунок 1.4 — Компонента намагниченности при прохождении спиновой волны через линзу Лунеберга в различные моменты времени. Иллюстрация воспроизведена из [142].

Созданные с помощью литографии и возбуждаемые СВЧ антенной наноразмерные доменные границы различной формы в синтетическом антиферромагнетике могут выступать в роли источника СВ с заданным пространственным распределением волнового фронта, позволяя управлять направлением распространения, фокусировать и создавать сложные интерференционные картины СВ [145]. Использование криволинейных СВЧ антенн позволяет фокусировать СВ, с управлением частотой возбуждения благодаря хроматической аберрации и формированию каустик [146; 147]. На основе криволинейной дифракционной решетки представлен концепт наноразмерного спектроанализатора для СВ, демонстрирующий потенциальное превосходство в части скорости, занимаемой площади и энергопотребления по сравнению с полностью электрическими аналогами [148]. Кроме того, формирование каустик СВ возможно благодаря дифракции от точечного дефекта [149] или при его использовании в качестве источника СВ [150], при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория [151], а также при возбуждении СВ высокочастотной последовательностью фемтосекундных лазерных импульсов [152]. Формирование каустик наблюдается при прохождении СВ через дифракционную решетку или резонатор Фабри-Перо с одной или несколькими щелями, приводящему также к самовоспроизведению волнового фронта или картине, соответствующей эффекту Тальбота [153; 154]. Спин-волновые каустики продемонстрированы в качестве основы для создания

магنونных делителя сигнала [155], пассивных мультиплектора [156] и демультиплектора [157] с разделением по частоте, а также полосно-заграждающего фильтра (фильтр-пробка) [158].

Применимость законов геометрической оптики, в частности закона Снеллиуса, продемонстрирована экспериментально и описана теоретически для магнитостатических спиновых волн [159], и в последнее время вновь получила интерес на примере распространения СВ между областями магнитной пленки с различными толщинами, позволяя управлять направлением распространения СВ и их волновым числом [160; 161]. Кроме того, рассеяние СВ на доменной границе не только описывается законом Снеллиуса, но и приводит к полному внутреннему отражению при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория, на основе которого может быть спроектировано магнитное волокно [162]. Распространение СВ через границу магнитных доменов с поворотом намагниченности на 90° между ними приводит к резкому изменению дисперсионных характеристик, что позволяет добиться отрицательного преломления [163]. По аналогии с двулучепреломлением в оптике, наличие связи с упругими волнами может приводить к «двулучеотражению», при котором отражение СВ от края магнитной среды происходит с образованием двух различных мод СВ [164].

Хотя применение термина «показатель преломления» ограничено в магнетике из-за наличия сильно анизотропных дисперсионных свойств СВ, по аналогии с градиентной оптикой развитие получила магнетика градиентного индекса или градиентная магнетика [165]. Аналогично пространственному изменению показателя преломления в градиентной оптике, в градиентной магнетике предлагается использование пространственных неоднородностей эффективного магнитного поля или намагниченности для управления дисперсионными характеристиками СВ, например, для изменения их направления распространения. Начиная с ранних работ неоднородные магнитные поля используются, например, для возбуждения СВ в неоднородном внутреннем магнитном поле [166], фокусировке [167] и локализации СВ в градиентных полях [168], а также для управления направлением распространения СВ [169]. В последнее время с развитием экспериментальных методик и численного моделирования работа в этом направлении продолжена и, в частности, также с использованием неоднородных полей продемонстрированы возбуждение [170], локализация [171; 172], фокусирование [142; 173; 174] и управления направлением распространения СВ [175]. Теоретически рассмотрено явление миража для СВ в среде с градиентным из-

менением магнитных параметров [176], а также магنونный аналог эффекта Гуса-Хенхена [177]. Кроме того, наличие полей размагничивания в волноводе приводит к неоднородному распределению намагниченности у краев, что может использоваться для однонаправленного возбуждения СВ [178].

1.3.7 Невзаимность спиновых волн

Одним из важнейших фундаментальных свойств СВ является невзаимность, заключающаяся в различии характеристик распространения волн при инверсии направления. Поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ) демонстрируют амплитудную невзаимность, проявляющуюся в локализации динамических магнитостатических (дипольных) полей у противоположных поверхностей магнитной пленки в зависимости от взаимной ориентации направления распространения волны \mathbf{k} и вектора намагниченности \mathbf{M} (см. рисунок 1.5). Кроме того, наличие различной поверхностной анизотропии может приводить не только к амплитудной, но и к частотной невзаимности ПМСВ, то есть асимметрии частот СВ, распространяющихся в противоположные стороны [179], также наблюдаемой при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория [180]. Невзаимность распространения СВ по амплитуде и частоте благодаря динамическим дипольным объемным и поверхностным полям наблюдается также в структурах, состоящих из двух противоположно намагниченных слоев ферромагнетика, разделенных немагнитной прослойкой [181]. Отсутствие слоя тяжелого металла, обычно необходимого для получения невзаимности на основе взаимодействия Дзялошинского-Мория, позволяет избежать дополнительного затухания, а возможность включения и выключения невзаимности достигается за счет переключения между антипараллельной и параллельной ориентацией намагниченности в ферромагнитных слоях. Кроме того, геометрическая асимметрия в такой трехслойной структуре, то есть различие толщин ферромагнитных слоев, при параллельной ориентации намагниченности может быть источником невзаимности связанных мод СВ в этих слоях [182]. Невзаимность также продемонстрирована при возбуждении дипольно-обменных СВ в геометрии прямых объемных магнитостатических волн благодаря использованию ферромагнитных СВЧ антенн [72]. Невзаимные дис-

персионные свойства СВ продемонстрированы теоретически для магнного кристалла с металлической пленкой [183]. Кроме того, частичная металлизация поверхности Т-образного магнного волновода может приводить к невзаимности, управляемой направлением магнитного поля, которая потенциально применима для создания делителя мощности или ответвителя СВ [184]. Так, продемонстрирован управляемый полем однонаправленный ответвитель на основе магнных волноводов с металлизацией [185].

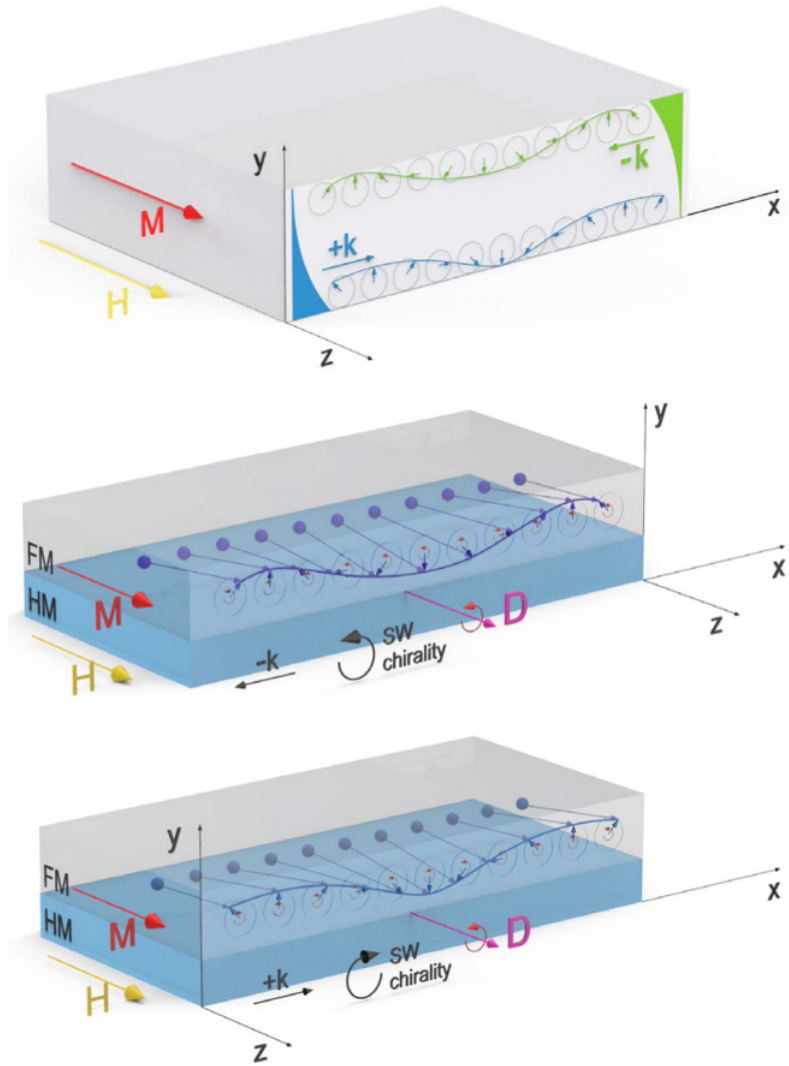


Рисунок 1.5 — Амплитудная невзаимность распространения ПМСВ (верхняя панель). Частотная невзаимность распространения СВ при наличии немагнного слоя тяжелого металла, индуцирующего взаимодействие Дзялошинского-Мория (средняя и нижняя панели). Иллюстрация воспроизведена из [62].

1.3.8 Реконфигурируемая магноника

В общем случае дисперсионные свойства СВ определяются внешним магнитным полем, величиной намагниченности насыщения магнитной среды, а также ее пространственной конфигурацией, которая в свою очередь определяется геометрической формой магنونного элемента, например волновода. Эти особенности позволяют как статически, так и динамически управлять параметрами СВ и реализовать энергонезависимые магنونные элементы с использованием наномагнитов и магнитное побитовые чтение и запись информации [30; 84; 186–189]. Широкие возможности гибкого управления параметрами СВ в магنونных структурах позволили продемонстрировать реконфигурируемые: нанометровый СВ интерферометр [190], магنونный волновод на основе наномагнитнов [191], трехмерный магنونный волновод с формой меандра [122]. В качестве реконфигурируемого магنونного нановолновода может выступать доменная граница [192], а также пространственно-неоднородный профиль магнитной анизотропии, управляемый напряжением [193]. Распространение связанных СВ в реконфигурируемых магنونных волноводах на основе доменных границ может быть использовано для создания магنونного ответвителя [194]. Кроме того, продемонстрирована перспективность использования подходов оптомагноники для управления параметрами СВ благодаря созданию лазерно-индуцированных реконфигурируемых магنونных кристаллов термическим изменением пространственного профиля намагниченности насыщения [195]. Так, лазерно-индуцированный нагрев позволяет создавать реконфигурируемую линзу, фокусирующую обратные объемные магнитостатические волны и расфокусирующую поверхностные магнитостатические волны [144], а также управлять частотными характеристиками СВ в волноводе благодаря модификации распределения намагниченности [196]. Создание реконфигурируемых магنونных кристаллов также продемонстрировано на основе гетероструктуры мультиферроик/ферромагнетик, в которой управляемый напряжением пространственно-периодический профиль электрической поляризации мультиферроика изменяет профиль эффективного магнитного поля в ферромагнетике [197].

1.3.9 Оптомагнетика

Несмотря на впечатляющий прогресс, достигнутый в области реконфигурируемой магноники, вопрос об экспериментальной реализации сверхбыстрой динамической перестройки встроенных и генерации индуцированных магнетических элементов остается открытым. С этой точки зрения применение фемтомагнитных явлений для локального и сверхбыстрого управления той или иной магнитной характеристикой материалов могло бы решить поставленную задачу. Начиная с ранних работ [8; 198], фемтосекундные лазерные импульсы широко используются для возбуждения и управления магнитной динамикой на сверхкоротких временных масштабах, а соответствующая область получила название фемтомагнетизм или сверхбыстрый оптомагнетизм [199]. Ключевыми преимуществами применения подходов оптомагнетизма в магнонике являются возможность гибкого выбора областей возбуждения и детектирования СВ, недоступная при использовании СВЧ антенн, а также измерение магнитной динамики с суб-мкм пространственным и суб-пс временным разрешениями, которые ограничены возможностями фокусировки и длительностью лазерных импульсов, соответственно. Другой особенностью является возбуждение широкополосных спин-волновых пакетов, спектральная ширина которых определяется размером пространственной области воздействия фемтосекундного лазерного импульса.

Полностью оптическое возбуждение и детектирование стоячих СВ впервые продемонстрировано за счет термического воздействия сфокусированного фемтосекундного лазерного импульса на нанометровую пленку металлического ферромагнетика, приводящего к сверхбыстрому изменению магнитной анизотропии [200]. Детектирование СВ в такой методике реализуется за счет измерения величины одного из магнитооптических эффектов: эффекта Фарадея в оптически прозрачных средах и эффектов Керра в случае металлических структур. Магнитооптический отклик магнитной системы измеряется с суб-пс временным разрешением, обеспечиваемым изменением длины оптического пути детектирующих фемтосекундных лазерных импульсов при неизменном пути возбуждающих. В оптически прозрачных средах в роли нетермического сверхбыстрого механизма возбуждения СВ выступают оптомагнитные эффекты, например, обратные эффекты Фарадея и Коттона-Мутона. Так, в

основополагающей работе предложен способ направленного возбуждения СВ обратным эффектом Фарадея в ферромагнитном диэлектрике с возможностью управления спектральным составом и направлением распространения за счет изменения формы пятна фокусировки лазерного импульса, а также начальной фазой СВ при выборе направления круговой поляризации лазерного импульса [201]. Управление начальной фазой возбуждаемых СВ также продемонстрировано при изменении направления плоскости поляризации линейно-поляризованного света при использовании обратного эффекта Коттона-Мутона [202]. В дальнейшем полностью оптическая методика возбуждения и детектирования СВ развита для получения двумерного пространственного распределения динамической компоненты намагниченности с временным разрешением, что позволило продемонстрировать распространение магнитоэлектрических спиновых волн в плоскости нанометровой пленки пермаллоя [203]. В качестве термических механизмов возбуждения СВ при использовании лазерных импульсов выступают сверхбыстрые размагничивание [204—206] и изменение анизотропии [207]. Хотя обратный эффект Фарадея в диэлектриках при фокусировке лазерных импульсов в пятно круглой формы в общем случае приводит к возбуждению как ООМСВ, так и ПМСВ [208], сверхбыстрые термические эффекты размагничивания и изменения анизотропии создают условия для генерации МСВ со сложным пространственным распределением начальной фазы и амплитуды, управляемым относительной ориентацией внешнего магнитного поля и оси магнитной анизотропии, а также размером пятна фокусировки [209].

Подходы оптомагноники позволяют напрямую получать информацию о распространении СВ в пространственно-временной области для определения длины распространения волновых пакетов, их длительности, спектрального состава, групповой скорости [210]. Кроме того, дисперсионная характеристика распространяющихся СВ может быть восстановлена с использованием двумерного преобразования Фурье данных пространственно-временной эволюции намагниченности [211]. Ограничением такой методики является значительная продолжительность экспериментальных измерений при сохранении микронной точности фокусировки лазерных импульсов, связанная с необходимостью растрового пространственного сканирования путем перемещения пятна фокусировки детектирующего импульса на поверхности исследуемого образца и требующая создания и точной настройки специальной оптической схемы [212;

213]. Альтернативным направлением развития стала методика полностью оптической спектроскопии, называемая спин-волновой томографией, в которой некоторая пространственная область вокруг пятна фокусировки возбуждающего лазерного импульса «фотографируется» с магнитооптическим контрастом [214]. Такая методика позволяет получать снимки пространственного распределения компоненты намагниченности с суб-мкм разрешением, а также временным разрешением, определяемым длительностью детектирующего лазерного импульса. Обработка этих данных с использованием трехмерного преобразования Фурье предоставляет информацию как о двумерных дисперсионных характеристиках волн, распространяющихся в плоскости исследуемого образца, так и о временной эволюции одномерной дисперсионной характеристики вдоль выбранного направления [215; 216]. Также эта методика может использоваться для получения информации о фазе СВ наряду с дисперсионными характеристиками [217; 218]. Хотя обычно для получения снимков магнитооптического контраста используется магнитооптический эффект Фарадея, реализация этой методики возможна на основе измерения магнитооптического эффекта Коттона-Мутона [219].

Использование периодической высокочастотной последовательности фемтосекундных лазерных импульсов при резонансной подстройке величины внешнего магнитного поля значительно увеличивает амплитуду возбуждаемых СВ при уменьшении их спектральной ширины с одновременным увеличением длины распространения [220; 221]. Кроме того, отстройка от резонансной величины магнитного поля позволяет изменять диаграмму направленности возбуждаемых СВ [222], в частности, изменяя направление распространения с преимущественно одноосного на крестообразное [152]. На основе интерференции СВ, возбуждаемых двумя разнесенными в пространстве на $1/4$ длины спиновой волны лазерными импульсами, продемонстрировано однонаправленное распространение [223]. Благодаря возможности измерения магнитной динамики с пространственным и временным разрешением при использовании полностью оптической методики экспериментально продемонстрирован процесс прохождения СВ через воздушную прослойку в магнитной среде, описанный также теоретически на основе эванесцентных СВ в дипольном режиме [224]. Для оптически возбуждаемых СВ продемонстрировано отрицательное преломление при взаимодействии с доменной границей [163] и двойное отражение от края магнитной среды [164]. Хотя распространение лазерно-индуцированных СВ в

магнитных пленках изучено широко, использование оптического возбуждения СВ в магнонных структурах остается одним из перспективных направлений, в частности, значительный интерес представляют магнонные резонаторы [225] и волноводы [178].

1.3.10 Связь спиновых волн с упругими колебаниями

Распространение СВ в магнитоупорядоченных средах сопровождается взаимодействием магнонов с колебаниями кристаллической решетки, которое в общем случае отвечает за затухание при передаче энергии за счет рассеяния магнонов [2]. Однако, процесс когерентного взаимодействия СВ с упругими волнами может приводить к их гибридизации и формированию магнитоупругих волн, демонстрирующих ряд явлений и эффектов, на основе которых разрабатываются перспективные вычислительные устройства, а соответствующая область получила название магнонной стрейнтроники [29; 226—228]. В частности, создание динамических деформаций в магнетиках благодаря наличию магнитоупругого взаимодействия позволяет эффективно возбуждать СВ с помощью пьезоэлектрических преобразователей [229] и магнитоэлектрических ячеек на основе мультиферроиков [230]. Статические деформации могут модифицировать, например, анизотропию взаимодействия Дзялошинского-Мория для управления параметрами СВ [231], а также управлять связью между магнонными волноводами для создания вычислительных элементов, например, направленного ответвителя [232; 233]. Возбуждение СВ распространяющимися поверхностными акустическими волнами и их взаимодействие исследовано экспериментально [234; 235], а также теоретически [236]. Также экспериментально продемонстрировано параметрическое возбуждение СВ распространяющимися поверхностными акустическими волнами и теоретически описаны источники нелинейного процесса [237]. Экспериментально продемонстрированы периодические осцилляции мощности между распространяющейся магнитоэлектрической волной и акустической по аналогии с перекачкой мощности между связанными волноводами [238].

Параметрическая СВЧ накачка магнонов при наличии антипересечения дисперсионной зависимости с фононами во время процесса термализации может

приводить к анизотропному накоплению магнонов в различных частях спектра, что в свою очередь приводит к пространственному разделению [239]. Одним из проявлений связи магнонов и фононов является спонтанное накопление гибридных магнитоупругих бозонов благодаря формированию Бозе-Эйнштейновского конденсата магнонов при их параметрической накачке, сопровождаемого рассеянием на фононах в области пересечения их дисперсионных зависимостей [240]. Значительный интерес для усиления взаимодействия магнонов и фононов представляют многослойные структуры ферромагнетиков и металлов, которые также демонстрируют анизотропию взаимодействия и зависимости гибридизации от профиля амплитуд по толщине структуры, т.е. от геометрии структуры и типа магнитных и акустических волн [241–244]. Параметрическая генерация СВ продемонстрирована на основе возбуждения акустических волн в резонаторе [245]. Недавно предложен концепт гибридных магнонно-фононных кристаллов для управления связью между спиновыми и акустическими волнами [32; 246]. Связь магнонов с фононами может использоваться для разработки нейроморфных резервуарных вычислительных схем [247].

1.3.11 Нелинейная магноника

В общем случае, наличие нелинейных эффектов является необходимым условием при разработке вычислительных устройств, реализуемых в КМОП-электронике с помощью транзисторов. Спиновые волны в этом случае обладают выраженными нелинейными свойствами, относительно легко реализуемыми на практике и позволяющими проектировать полностью магнонные вычислительные схемы без использования электрического управления. Реализация полностью магнонных вычислений продемонстрирована с использованием магнонного транзистора, основанного на нелинейном процессе 4-магнонного рассеяния [93]. Так, магнонный направленный ответвитель, в линейном режиме работы реализующий функционал СВЧ-фильтра, делителя мощности или частоты, а также мультиплексора, в нелинейном режиме имеет возможность управления выходными сигналами путем выбора амплитуды СВ, что позволяет создать магнонный полусумматор с энергопотреблением порядка аттоджоулей, КМОП реализация которого требует 12–20 транзисторов [248]. На

основе нелинейной связи между магنونными волноводами продемонстрирована возможность управляемого переключения между ними, на основе которой может быть разработан направленный ответвитель для полностью магنونной обработки сигналов [249].

Нелинейные свойства СВ можно разделить на две группы амплитудно-зависимых явлений: связанные с модификацией дисперсионных характеристик СВ и с многочастичными процессами обмена энергией и импульсом [10]. Так, явления из первой группы основываются на амплитудной зависимости длины волны и скорости СВ, что может приводить к эффекту самомодуляции и уменьшению длины волнового пакета [250], а также к нелинейному частотному сдвигу дисперсионной зависимости, позволяющему возбуждать коротковолновые СВ [68]. Явления из второй группы связаны с процессами, например, магنون-магنونного рассеяния, что может использоваться для возбуждения частотных гребней СВ [251], а также преобразования частот для задач мультиплексирования [252].

1.3.12 Магنونика как основа вычислений вне КМОП

Наряду с разработкой магنونных устройств обработки данных в рамках традиционных вычислительных парадигм, позволяющих преодолеть ограничения технологий КМОП благодаря использованию волновых свойств СВ как в линейном, так и в нелинейном режимах, одним из наиболее перспективных направлений развития вычислительной магنونики является разработка вычислительных подходов вне рамок архитектуры фон Неймана. Одним из таких подходов является развитие магنونных голографических устройств [253]. В частности, продемонстрирован прототип 2-битовой магنونной голографической памяти с потенциальной плотностью записи информации до 1 терабайта/см² [254]. Такая память, являясь полностью аналоговым устройством и основанная на интерференции СВ в матрице пересекающихся волноводов с магнитами в местах пересечений, может использоваться в задачах распознавания образов в качестве вычислительного блока специального назначения благодаря совместимости с КМОП и возможностям масштабирования [255]. Благодаря корреляции между амплитудой и фазой входных СВ и

напряжениями на выходных портах продемонстрирована возможность использования магнонной голографической памяти для задач параллельного поиска в базе данных и разложения на простые множители [256]. В последнее время эти идеи были развиты для создания комбинаторных логических устройств — магнонного со-процессора специального назначения на основе многопроходной активной кольцевой цепи, который имеет потенциал применения при решении NP-трудных вычислительных задач, как задача коммивояжера [257]. Также продемонстрирован прототип магнонного голографического устройства, выполняющий разложение на простые множители с потенциалом миниатюризации [258].

Отдельным подходом к решению NP-трудных задач комбинаторной оптимизации является разработка физически-реализованных машин Изинга и соответствующих алгоритмов, которые претендуют на достижение вычислительного преимущества (ускорения) для определенных классов задач по сравнению с традиционными алгоритмами, исполняемыми на фон-неймановской архитектуре. Под машиной Изинга в данном контексте понимают специально сконструированную физическую систему, эволюция которой описывается моделью Изинга. Эту систему проектируют так, чтобы гамильтониан системы соответствовал целевой функции решаемой задачи, а глобальный минимум энергии (основное состояние) давал искомое оптимальное решение. При таком подходе переменные задачи отображаются на спины физической системы. Это позволяет естественным образом закодировать экспоненциально растущее пространство возможных решений исходной задачи в конфигурации системы. Эволюция системы к состоянию с минимальной энергией представляет собой параллельный физический поиск оптимума, что принципиально отличается от последовательного выполнения инструкций в классических процессорах и открывает путь к потенциальному ускорению вычислений [42]. Продемонстрированы прототипы машин Изинга с использованием СВ, обладающие потенциалом миниатюризации, уменьшения энергопотребления, масштабирования системы спинов, а также увеличения быстродействия [259; 260]

1.3.13 Нейроморфная магноника

Технологии искусственного интеллекта используют математические модели нейронной структуры человеческого мозга и решают широкий класс задач: распознавание и классификация данных, статистическое прогнозирование, генерация текстов, аудио, изображений и видео. Для эффективной работы нейросетевых алгоритмов, например рекуррентных нейронных сетей, требуются модели с большим количеством искусственных нейронов и синаптических связей между ними, веса которых корректируются в ходе машинного обучения, что, однако, требует значительных вычислительных ресурсов. Современные системы искусственного интеллекта используют программируемые модели нейронных сетей, физически реализованных на традиционных электронных компонентах в архитектуре двоичной логики. Предполагается, что аппаратная реализация искусственных нейронов и синаптических связей позволит увеличить производительность и улучшить масштабируемость нейроморфных вычислений [261]. Физическая реализация нейроморфной вычислительной архитектуры на основе СВ позволяет в полной мере задействовать их особенности, удовлетворяющие основным требованиям такой реализации: возможность создания масштабируемых двумерных и трехмерных сетей с множеством связей [262], наличие широкого класса нелинейных явлений [248] и совместимость с вычислениями в памяти [186].

Физическая реализация передачи данных через искусственные нейроны возможна, например, с использованием магнонных резонаторов с активной компенсацией затухания [44]. В основе такой реализации лежит аналоговый магнонный сумматор, работающий в линейном режиме и интегрирующий входящие импульсы до тех пор, пока не будет достигнут порог нелинейности, при достижении которого происходит испускание выходного сигнала, что соответствует математической модели нейрона “интегрировать-и-сработать”. Такой сумматор реализован в виде планарного спин-волнового резонатора, встроенного в магнонный волновод, а для компенсации потерь использовалось параллельное параметрическое усиление. В зависимости от величины усиления потери либо полностью компенсировались, что соответствует долговременной памяти, либо частично для краткосрочной. Также нелинейная функция активации

искусственного нейрона может быть реализована с помощью магнонных резонаторов [263] или направленных ответвителей [248; 264].

По аналогии с физической реализацией фотонных нейронных сетей [265], использование волноводов, мультиплексоров и направленных ответвителей для спиновых волн позволяет создавать магнонные синаптические соединения между узлами сети. Другой подход для построения нейроморфной архитектуры основан на применении магнонного частотного мультиплексирования [48; 157], также продемонстрированного для фотонных рекуррентных нейронных сетей. Реализация пассивного магнонного частотного мультиплексора возможна благодаря анизотропной дисперсии магнитостатических волн в плоскости намагниченной среды, что приводит к распространению различных частотных компонент полезного сигнала в разных направлениях и не требует дополнительных затрат энергии. Кроме того, для работы магнонных резервуарных вычислений продемонстрировано мультиплексирование с разделением по времени [266; 267], позволяющее увеличить число нейронных связей без необходимости использования отдельных магнонных волноводов.

Настройка весов синаптических связей между нейронами, выполняемая в ходе машинного обучения в стандартных моделях нейронных сетей, в магноники возможна посредством параметрического [268] или спинтронного усиления, а также с использованием магнонных текстур, например, доменов, доменных границ и реконфигурируемых наноманитов [269]. В таких устройствах настройка выполняется с помощью внешнего, не магнонного воздействия, в частности, за счет изменения положения доменных границ воздействием электрического поля [270] или фемтосекундного лазерного импульса. Хотя энергии магнонов обычно недостаточно для сдвига доменных границ, продемонстрированное взаимодействие СВ с ними [271; 272] делает возможным реализацию самообучаемой рекуррентной нейронной сети на их основе. Другой способ настройки весов основан на использовании классического машинного обучения для разработки специальной структуры магнонного волновода. Таким образом, решение обратной задачи, то есть подбора параметров рассеяния СВ в магнонной структуре, в частности, на физических границах волновода или неоднородностях магнитного поля, позволяет реализовать подходящую функцию такого устройства [262; 273–275].

Использование резервуарных вычислений на спиновых волнах позволяет преодолеть проблему настройки отдельных синапсов, поскольку в такой архи-

текстуре не требуется физического наличия отдельных узлов сети и разделения на вычислительные блоки и память для хранения весов. Экспериментально такие вычисления с использованием СВ продемонстрированы в резонаторе в форме диска [276], а также метод распознавания образов, основанный на взаимодействии СВ и акустических колебаний в структурированном волноводе [247]. С помощью численного моделирования предложен подход к резервуарным вычислениям посредством возбуждения прямых объемных магнитостатических волн за счет магнитоэлектрического эффекта на примере железо-иттриевого граната [277]. Резервуарная часть работы подобной системы базируется на нелинейном преобразовании низкоразмерных последовательных входных данных в пространственно-временные данные высокой размерности, которые затем извлекаются и дешифруются с использованием стандартных методов машинного обучения. Такое преобразование данных возможно благодаря зависимости параметров системы от ее предыдущего состояния, асимметричного распространения спиновых волн и их нелинейного взаимодействия. Большой потенциал для реализации нейроморфных вычислений имеют микро- и наноструктурированные искусственные спиновые системы. Так, продемонстрирована работа гибко реконфигурируемых резервуарных вычислений в магнотном метаматериале, состоящем из массива сильно взаимодействующих наномангнитов [278]. Представленная экспериментально и на основе численного моделирования система представляет собой искусственный спиново-вихревой лед, находящийся в бистабильном энергетическом состоянии из Изинговских макроспинов и вихрей. Такая система обладает краткосрочной физической памятью, а также возможностью обширной магнотной реконфигурируемости.

1.4 Актуальные вызовы магноники

Полноценные разработка и внедрение устройств вычислительной магноники в индустриальные решения требуют решения ключевых фундаментальных и прикладных задач, связанных с исследованиями использования СВ для обработки данных [62]. Среди фундаментальных исследований выделяют направленные на решение следующих задач:

- Поиск подходящих материалов для магнотронных устройств и исследование их фундаментальных характеристик, а также разработка композитных структур или метаматериалов на их основе. Такие материалы должны обладать небольшим или контролируемым параметром затухания Гильберта, а также значительной групповой скоростью СВ для достаточной длины распространения СВ между вычислительными или управляющими элементами без компенсации потерь. Кроме того, такие материалы должны обладать высокими собственными частотами прецессии намагниченности, обеспечивая перспективу увеличения полосы рабочих частот. Такие материалы должны быть совместимы с существующими технологическими процессами и обладать конкурентоспособными характеристиками производства.
- Поиск и исследование новых физических механизмов возбуждения и детектирования СВ, в особенности коротковолновых обменных СВ, а также совершенствование существующих. Традиционные методы возбуждения СВ микрополосковыми антеннами обладают недостаточной масштабируемостью при миниатюризации из-за рассогласования импедансов электромагнитных и спиновых волн, а также генерации рассеянных полей между источником и приемником СВ. Фемтосекундные лазерные импульсы предоставляют широкие возможности исследования фундаментальных особенностей возбуждения и распространения СВ, однако недостаточно совместимы с разработкой конечных устройств из-за необходимости наличия источника фемтосекундного лазерного излучения. Новые механизмы должны обладать возможностью возбуждения СВ на наномасштабах, демонстрировать высокую эффективность конверсии энергии из источника в СВ, а также быть реконфигурируемыми.
- Поиск новых и совершенствование существующих способов управления параметрами СВ, а также исследование их физических основ. Основными параметрами являются дисперсионные характеристики СВ: волновое число, частота и их соотношения, то есть фазовая и групповая скорости. Также выделяют возможность управления направлением распространения, в том числе однонаправленного распространения. Необходимы исследования физических принципов и эффектов на их

основе, позволяющих управлять амплитудой и фазой СВ, в частности, компенсировать затухание и усиливать СВ.

Представленные направления не являются исчерпывающими для построения магнанных вычислений, однако позволяют приблизить эту область к разработке полноценных конечных устройств с характеристиками, превосходящими текущий технологический уровень, а также перейти от общих концепций и физических эффектов к прикладным задачам. Исследование способов управления параметрами СВ в этом смысле является критически важным, позволяя на основе различных физических эффектов воздействовать, то есть изменять состояние, спиновой волны, что в дальнейшем может быть использовано для разработки вычислительных алгоритмов магноники. В связи с этим в соответствии с целью настоящей работы дальнейшие главы посвящены исследованию механизмов управления спектральным составом спиновых волн и особенностей их генерации пространственно-ограниченным движущимся источником.

Глава 2. Спектральная эволюция и линейная частотная модуляция лазерно-индуцированных распространяющихся поверхностных магнитостатических волн

Одним из необходимых условий реализации вычислительных элементов магноники является возможность управления их дисперсионными характеристиками, в частности, исследование особенностей и эффектов изменения спектрального состава спиновых волн (СВ). Локальное термическое воздействие фемтосекундных лазерных импульсов в металлических пленках, приводящее к возбуждению магнитостатических волн (МСВ), также в пределах сверхбыстро нагреваемой области модифицирует магнитные параметры среды: намагниченность насыщения и параметры магнитной анизотропии. В результате, возбуждаемая МСВ при распространении переходит в ненагретую область, при этом претерпевая преобразования частотных характеристик, определяемых изменением магнитных параметров между нагретой и ненагретой средой.

В этой главе представлено экспериментальное исследование сверхбыстрого оптического возбуждения пакетов поверхностных магнитостатических спиновых волн (ПМСВ) и их спектральных свойств в ходе их распространения в тонких эпитаксиальных пленках железа. По мере того, как пакеты покидают область возбуждения и распространяются в пространстве, их спектры эволюционируют нетривиальным образом. В частности, низко- или высокочастотные компоненты подавляются на границе области возбуждения в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля относительно осей магнитокристаллической анизотропии пленки. Этот эффект объясняется сверхбыстрым локальным нагревом пленки. Кроме того, временное разрешение реализованной полностью оптической методики накачка-зондирование исследования СВ позволило определить линейную частотную модуляцию («чирп») волнового пакета ПМСВ во временной области с помощью вейвлет-анализа. Частотная модуляция является результатом дисперсии групповой скорости ПМСВ и, следовательно, контролируется магнитными параметрами пленки, намагниченностью и анизотропией, а также ориентацией внешнего магнитного поля. Продемонстрированная возможность перестраиваемой модуляции волновых пакетов ПМСВ с помощью фемтосекундных лазерных импульсов может найти применение в будущих

гибридных магнитофотонных устройствах для обработки данных на основе волновых процессов.

2.1 Образцы и детали экспериментов

Исследования проводились с использованием эпитаксиальных пленок железа толщинами $d = 10$ и 20 нм. Пленки осаждались на подложки арсенида галлия GaAs ориентацией (001) и толщиной 350 мкм методом магнетронного распыления и покрывались защитным слоем хрома толщиной 2.5 нм. Пленки обладают выраженной кубической и интерфейсной одноосной магнитной анизотропией в плоскости, аналогичной другим эпитаксиальным тонким пленкам железа и его сплавов на подложках GaAs [279–281].

Возбуждение и детектирование ПМСВ осуществлялось с использованием экспериментальной установки фемтосекундной накачки-зондирования в геометрии измерения полярного магнитооптического эффекта Керра с пространственным и временным разрешением [282]. Схема установки изображена на рисунке 2.1. Лазерные импульсы накачки и зондирования с центральными длинами волн 750 и 1050 нм, соответственно, длительностью импульсов 120 фс и частотой следования импульсов 70 МГц, фокусировались с помощью микрообъективов по нормали на образец пленки железа с противоположных сторон в пятна диаметром 3.5 мкм. Оптическая прозрачность GaAs на длине волны импульсов зондирования обеспечивала возможность фокусировки на пленку железа сквозь подложку. Плотность энергии импульсов накачки составляла 4.5 мДж/см², а плотность энергии зондирующих импульсов примерно в 20 раз ниже. Временное разрешение реализовано с помощью оптомеханической линии задержки с расположенном на ней уголковым отражателем, которая, находилась в оптическом пути импульсов накачки. Пространственное сканирование реализовано за счет размещения микрообъектива накачки на трехкоординатном пьезотрансляторе, позволявшем изменять относительные положения пятен фокусировки импульсов накачки и зондирования на поверхности образца. Внешнее статическое магнитное поле направлялось в плоскости пленки. Величина поля $\mu_0 \mathbf{H} = 100$ мТл, где μ_0 — магнитная постоянная, обеспечивала ориентацию намагниченности вдоль \mathbf{H} при двукратном превышении поля анизотропии в

плоскости. Таким образом, изменение расстояния между пятнами фокусировки накачки и зондирования перпендикулярно направлению поля \mathbf{H} соответствовало измерению распространяющихся ПМСВ [283]. Механизмом возбуждения ПМСВ являлось сверхбыстрое термическое изменение магнитной анизотропии, вызванное воздействием лазерного импульса накачки, аналогично экспериментам по возбуждению ПМСВ в пленках галфенола ($\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$) [207; 282]. Эксперименты выполнялись для двух ориентаций внешнего магнитного поля \mathbf{H} : при ориентации \mathbf{H} вдоль оси трудного намагничивания образца и при ориентации \mathbf{H} под углом 15° относительно оси легкого намагничивания образца, в дальнейшем обозначаемые как НА- и ЕА-конфигурации, соответственно.

2.2 Изменение спектрального состава распространяющихся поверхностных магнитостатических волн

На рисунке 2.2 (а) изображена пространственно-временная карта угла поворота плоскости поляризации зондирующих импульсов вследствие полярного магнитооптического эффекта Керра, измеренного в образце с толщиной $d = 10$ нм в НА-конфигурации. Форма и наклон фазовой картины подтверждают, что измеренный магнитооптический отклик соответствует распространяющемуся волновому пакету ПМСВ. Цветовая шкала охватывает диапазон до ± 0.3 от максимальной амплитуды измеренного сигнала Керровского вращения, отображая распространение волнового пакета ПМСВ на расстояние, при котором его амплитуда уменьшается в e раз. В результате, отчетливо наблюдается распространение лазерно-индуцированных волновых пакетов ПМСВ на расстояние более 10 мкм. Такая длина распространения сопоставима с и превосходит типичные значения для других металлических материалов, используемых в магнетике [99].

Спектральный состав распространяющегося волнового пакета ПМСВ проанализирован с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) временных зависимостей магнитооптического отклика для каждого расстояния между пятнами фокусировки накачки и зондирования. Результат такого преобразования изображен на рисунке 2.2 (b) и (c) для образца пленки железа толщиной 10 нм НА- и ЕА-конфигурациях, соответственно. Во время распространения волново-

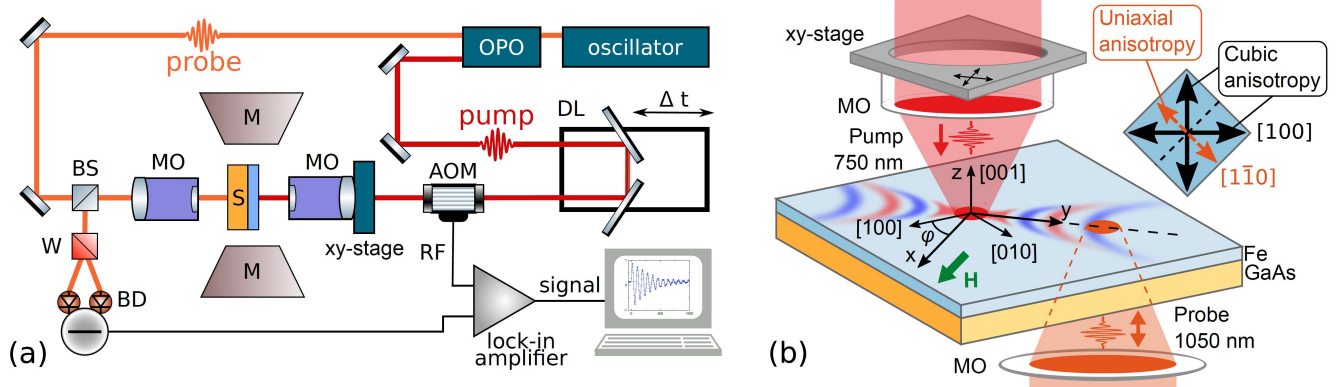


Рисунок 2.1 — (а) Схема экспериментальной установки накачки-зондирования. Oscillator — фемтосекундный иттербиевый твердотельный лазер, OPO — оптический параметрический генератор, BS — неполярирующий светоделитель, M — электромагнит, S — образец, MO — микрообъективы, DL — линия задержки, W — призма Волластона, BD — балансный фотодетектор, AOM — акустооптический модулятор, xy -stage — пьезотранслятор, lock-in amplifier — синхронный усилитель. (b) Геометрия эксперимента измерения полярного магнитооптического эффекта Керра. \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси x лабораторной системы координат; φ — азимутальный угол между осью x и кристаллографическим направлением образца (100). Относительное расстояние между пятнами фокусировки импульсов накачки и зондирования изменялось вдоль оси y для детектирования распространяющихся ПМСВ. Сине-красный рисунок схематично изображает распространение МСВ в плоскости xy . На вставке изображена схема ориентации в плоскости образца осей легкого намагничивания магнитокристаллической кубической анизотропии (черные двойные стрелки) и одноосной ростовой магнитной анизотропии (оранжевая двойная стрелка).

го пакета ПМСВ наблюдается сжатие спектральной ширины и сдвиг частоты с максимальной амплитудой БПФ. Более явное подтверждение таких спектральных изменений возможно путем анализа отдельных спектров при различных расстояниях между накачкой и зондом, изображенных на рисунке 2.2 (d) и (e). Центральная частота распространяющейся ПМСВ смещается в область низких или высоких частот спектра, наблюдаемого в области возбуждения для конфигураций НА и ЕА, соответственно, что согласуется с предыдущими результатами для пленок галфенола на подложках GaAs [207; 282]. Наблюдаемая спектральная эволюция связана с различными дисперсионными

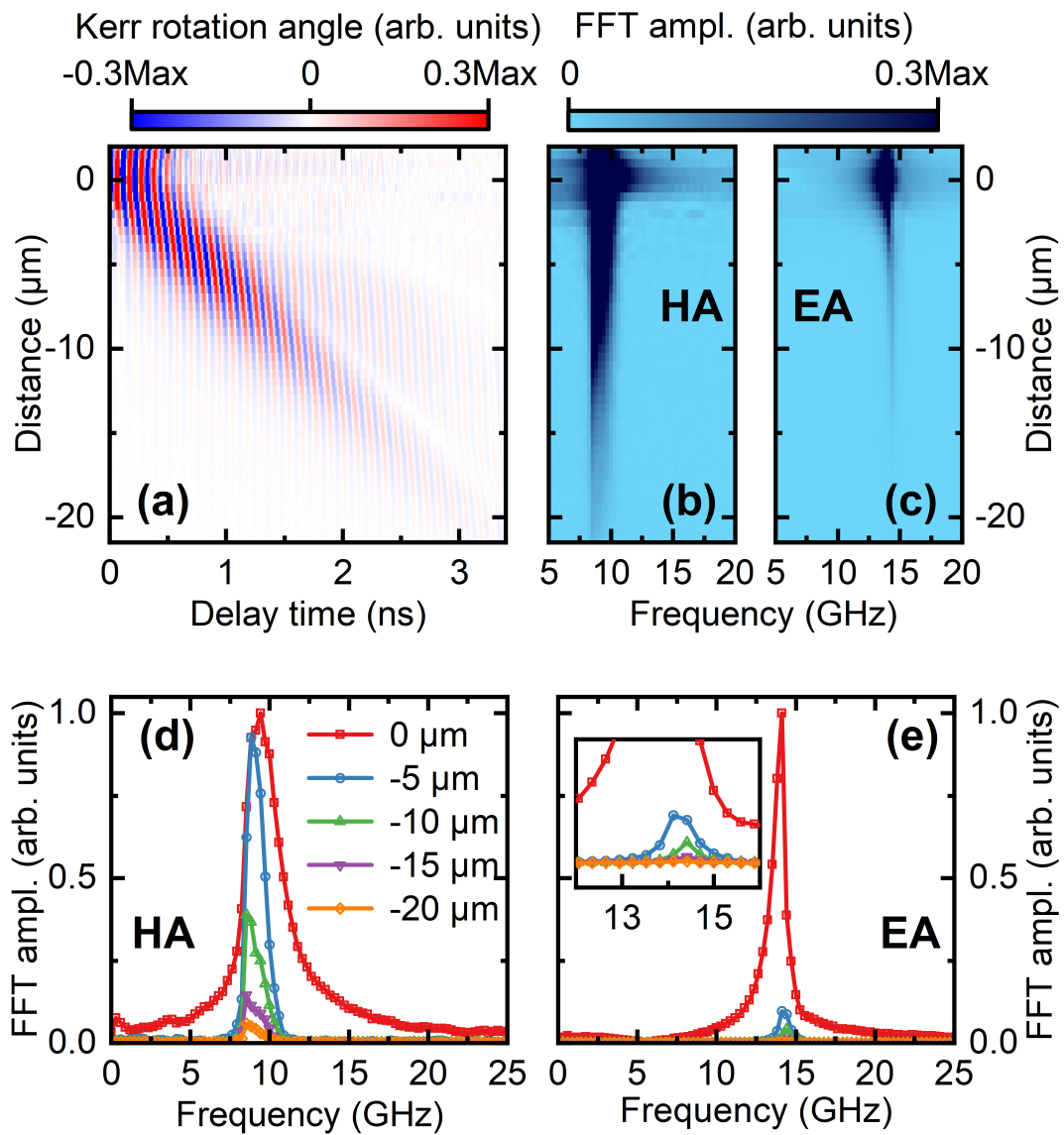


Рисунок 2.2 — (a) Магнитооптический отклик полярного эффекта Керра, индуцированный распространяющимся пакетом ПМСВ в пространственно-временной области для пленки Fe с $d = 10$ нм в HA-конфигурации. (b) и (c) Пространственно-частотные распределения распространяющегося волнового пакета ПМСВ в HA- (b) и EA-конфигурациях (c). (d) и (e) Спектры БПФ волнового пакета ПМСВ на различных расстояниях между пятнами фокусировки импульсов накачки и зондирования в HA- (d) и EA-конфигурациях (e).

Вставка на рисунке (e) показывает увеличенный фрагмент того же спектра.

характеристиками ПМСВ внутри и вне области, нагреваемой импульсом накачки. Так, эффективные поля магнитной анизотропии частично подавляются резким уменьшением параметров анизотропии и намагниченности насыщения внутри области воздействия импульса накачки [284]. Это приводит к смеще-

нию дисперсионной зависимости ПМСВ внутри области воздействия в сторону более высоких или более низких частот в зависимости от ориентации поля \mathbf{H} относительно осей магнитной анизотропии из-за различного способа, которым поле анизотропии входит в общее эффективное магнитное поле. Таким образом, эффективное поле магнитной анизотропии вычитается из (добавляется к) \mathbf{H} в НА-(ЕА-)конфигурации, что приводит к уменьшению (увеличению) общего эффективного магнитного поля в образце, которое определяет частоту ПМСВ [2; 285]. Поскольку пятно фокусировки импульсов накачки имеет конечный размер, ее воздействие приводит к возбуждению ПМСВ с ограниченным диапазоном волновых чисел внутри пятна. Это устанавливает верхний предел спектрального диапазона частот возбуждаемых ПМСВ, а нижний предел определяется частотой ферромагнитного резонанса. В результате, ПМСВ, распространяющиеся вне области возбуждения, имеют то же ограничение по волновому числу, но соответствующий частотный диапазон смещается в нижнюю или верхнюю часть спектра изначально возбуждаемой ПМСВ в НА- или ЕА-конфигурации, соответственно.

Наблюдаемая спектральная асимметрия возбуждаемой динамики намагниченности внутри пятна фокусировки импульсов накачки объясняется другим происхождением. В частности, прецессия намагниченности происходит в резко нагретой ловушке для ПМСВ [286; 287] с восстановлением температуры до равновесной длительностью порядка нескольких сотен пикосекунд [284]. Соответствующая эволюция магнитных параметров приводит к постепенному восстановлению вызванного воздействием импульса накачки сдвига частоты в высокочастотную (низкочастотную) область спектра обратно к его равновесному значению, что приводит к увеличению времени жизни и увеличению амплитуд БПФ низкочастотной (высокочастотной) части спектра в НА-(ЕА-)конфигурации.

2.3 Определение длины распространения поверхностных магнитостатических волн

Длина распространения ПМСВ l_p определена с использованием спектров БПФ для обеих конфигураций магнитного поля путем аппроксимации зави-

Таблица 1 — Параметры ПМСВ, полученные из экспериментов. l_p — длина распространения ПМСВ, f_{FMR} — частота ферромагнитного резонанса, F — параметр дисперсии ПМСВ.

d (nm)	НА-конфигурация			ЕА-конфигурация		
	l_p (μm)	f_{FMR} (GHz)	F (GHz)	l_p (μm)	f_{FMR} (GHz)	F (GHz)
10	6.1 ± 0.1	8.3 ± 0.1	152 ± 4	2.6 ± 0.1	13.9 ± 0.2	220 ± 10
20	8.9 ± 0.3	8.2 ± 0.1	148 ± 5	4.7 ± 0.1	14.9 ± 0.3	150 ± 15

симости численного интегрирования спектров БПФ S от расстояния между накачкой и зондом L экспоненциальной функцией $S(L) = S(0)\exp(-L/l_p)$. Значения l_p определялись в области $L \geq 3$ мкм, т.е. начиная с края области фокусировки импульсов накачки, что соответствует значениям l_p для ПМСВ, распространяющимся в ненагретой пленке железа. В таблице 1 представлены полученные значения l_p для всех образцов, которые превышают 6 мкм в НА-конфигурации и менее 5 мкм в ЕА-конфигурации. Обнаруженное увеличение l_p в НА-конфигурации по сравнению с ЕА-конфигурацией согласуется с литературными данными по распространению ПМСВ в металлических пленках с кубической анизотропией [207; 288]. Этот эффект связан с уменьшением суммарного эффективного поля в плоскости пленки в НА-конфигурации, обусловленным модификацией дисперсионного соотношения, определяемого взаимной ориентацией осей магнитной кристаллической анизотропии и направлением волнового вектора СВ. Это приводит к увеличению параметров СВ, таких как амплитуда, длина распространения и групповая скорость, в НА-конфигурации по сравнению с ЕА-конфигурацией [288].

2.4 Дисперсия и линейная частотная модуляция поверхностных магнитостатических волн

Дисперсионные характеристики $f(k)$, где f — частота и k — волновое число, лазерно-индуцированных ПМСВ получены применением двумерного БПФ к экспериментальным пространственно-временным данным Керровского вращения (см. рисунок 2.3). Полученная дисперсионная зависимость имеет форму,

отличную от линейной $\frac{\partial^2 f}{\partial k^2} \neq 0$. Таким образом, групповая скорость ПМСВ имеет ненулевую дисперсию, которая должна вызывать линейную частотную модуляцию («чирп») волнового пакета во время его распространения [289; 290]. Кроме того, увеличение асимметрии в спектрах с расстоянием L (см. рисунок 2.2 (d) и (e)) может быть так же быть следствием частотной модуляции.

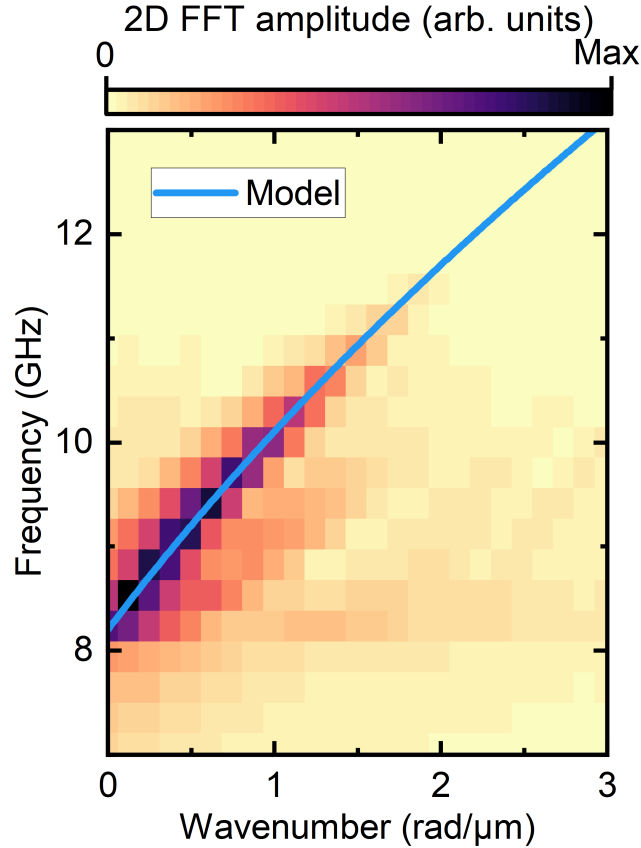


Рисунок 2.3 — Дисперсия волнового пакета ПМСВ в 20-нм пленке железа в НА-конфигурации, полученная из экспериментальных пространственно-временных данных (цвет) и рассчитанная аналитически с помощью выражения (2.1) (линия).

Для анализа линейной частотной модуляции применялось непрерывное вейвлет-преобразование с материнским вейвлетом Морле, используемое так же в экспериментах по методике накачка-зондирование в оптоакустике [291; 292]. Вейвлет-преобразование позволило извлечь информацию об эволюции спектральных составляющих во временной области, демонстрирующую сдвиг частотных компонентов Δf со временем t , увеличивающийся с расстоянием L (см. рисунок 2.4).

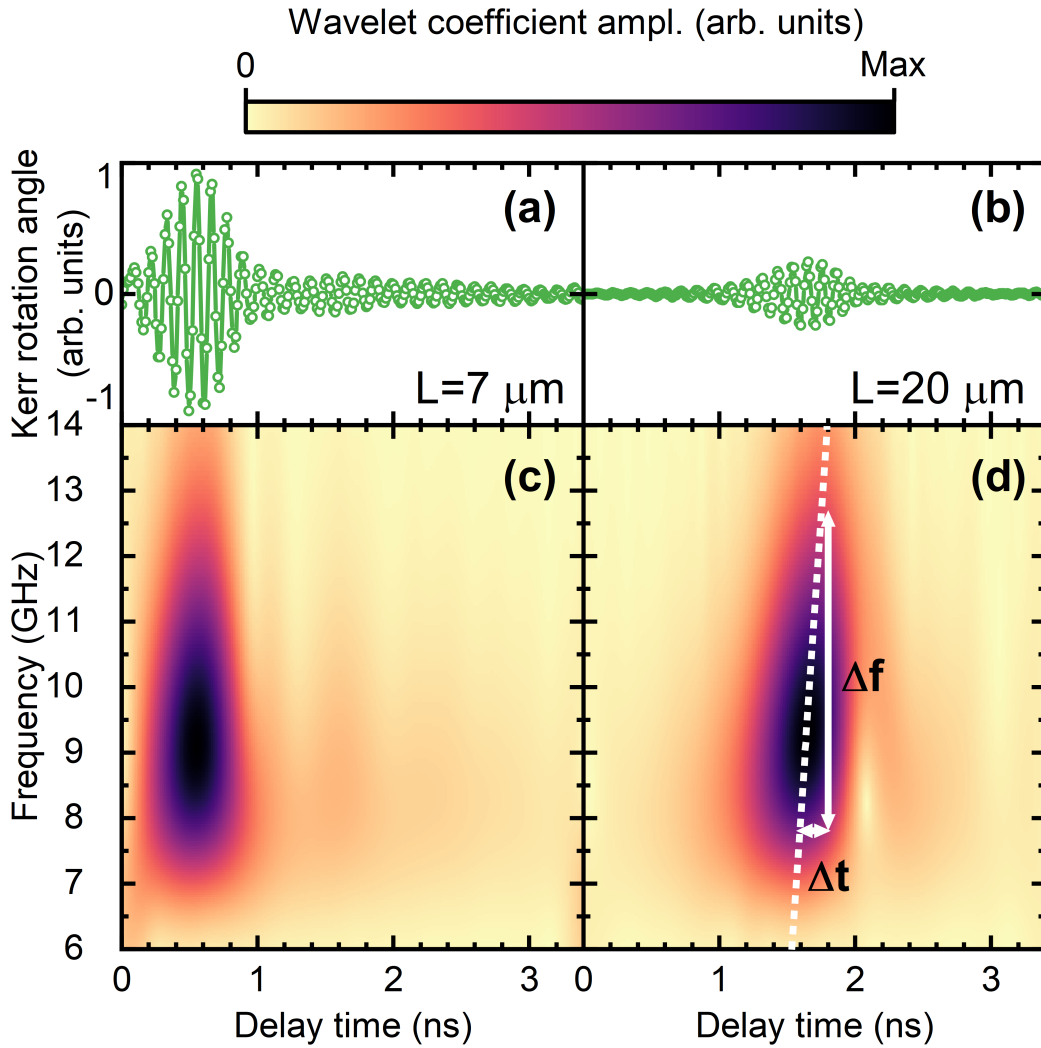


Рисунок 2.4 — (a) и (b) Экспериментально полученные волновые пакеты на расстояниях 7 и 20 мкм от центра возбуждения во временной области для 20-нм пленки железа в НА-конфигурации. (c) и (d) Соответствующие вейвлет-спектрограммы во временной и частотной областях. Пунктирная линия на (d) иллюстрирует изменение положения частотного пика во времени. Двойные стрелки схематически показывают изменение частоты Δf и временной сдвиг Δt .

Для описания сдвига полученные с помощью вейвлет-анализа данные линейной частотной модуляции волновых пакетов ПМСВ аппроксимировались линейной функцией $f(t) = f_c + \nu(L)t$, где f_c — центральная частота волнового пакета и $\nu(L) = \frac{\partial f}{\partial t}$ — параметр линейной частотной модуляции. Теоретическая зависимость $\nu(L)$ получена путем разложения дисперсионного соотношения $k(f)$ в ряд Тейлора до производной второго порядка [289; 290; 293]. В частности, для сравнения теоретической зависимости $\nu(L)$ с экспериментальными

результатами использовалась аналитическая дисперсия ПМСВ в пределе тонкой пленки ($kd \ll 1$) и малых волновых чисел (обменный вклад в энергию СВ пренебрежимо мал) в упрощенной форме:

$$f(k) = \left(f_{FMR}^2 + F^2 \frac{kd}{2} \right)^{1/2}, \quad (2.1)$$

где f_{FMR} — частота ферромагнитного резонанса, а F — константа. Теоретические значения f_{FMR} и F определяются гиромангнитным отношением, намагниченностью насыщения, параметрами магнитной анизотропии пленки, а также взаимной ориентацией \mathbf{H} и осей анизотропии. Значения f_{FMR} и F получены аппроксимацией экспериментальной дисперсионной зависимости ПМСВ, полученной из пространственно-временных данных (см. рисунок 2.3). Результаты аппроксимации представлены в таблице 1. Итоговое выражение для $\nu(L)$ с $f(k)$ в форме (2.1) для гауссова импульса имеет вид:

$$\nu(L) = \frac{0.5\pi F^2 dL}{L^2 + d^2(\pi F T_0)^4}, \quad (2.2)$$

где T_0 — половина длительности волнового пакета при амплитуде $1/e$ при $L = 0$.

Рассчитанные зависимости $\nu(L)$ с экспериментальными значениями F (см. таблицу 1) и $T_0 = 25$ пс хорошо согласуются с зависимостями, полученными из экспериментальных спектрограмм (см. рисунок 2.5). Однако, экспериментально наблюдаемое значение T_0 для волновых пакетов ПМСВ составляет около 200 пс. Такое отклонение может быть обусловлено несколькими приближениями, допущенными при теоретическом рассмотрении. В частности, одним из таких допущений является $\Delta f \ll f_c$, где Δf — спектральная ширина волнового пакета. Это условие не полностью выполняется в экспериментах, поскольку измеренные волновые пакеты ПМСВ имеют $\Delta f = 4$ ГГц при $f_c = 9$ ГГц в НА-конфигурации (см. рисунки 2.2 (b) и (e), а также рисунки 2.4 (c) и (d)). Второе приближение заключается в том, что выражение (2.2) получено для гауссовой огибающей волнового пакета на входе в среду, однако экспериментально наблюдаемая огибающая ПМСВ обладает небольшой асимметрией во временной области (см. рисунок 2.4 (a)). Таким образом, для учета этих особенностей необходим более полный теоретический анализ эволюции волновых пакетов ПМСВ с широкополосным спектром. Кроме того, полученная дисперсия ПМСВ имеет относительно небольшую величину члена $\frac{\partial^2 f}{\partial k^2}$ (см. рисунок 2.3), что приводит к умеренным значениям частотной модуляции, надежно обнаруживаемым только

при L больше 10 мкм. Для увеличения этого эффекта на меньших расстояниях могут использоваться магнитные кристаллы, многослойные структуры или их гибриды [122; 294; 295], обладающие высокой дисперсией групповой скорости ПМСВ. Также, геометрия волновода позволяет полностью подавить дисперсию групповой скорости [296; 297].

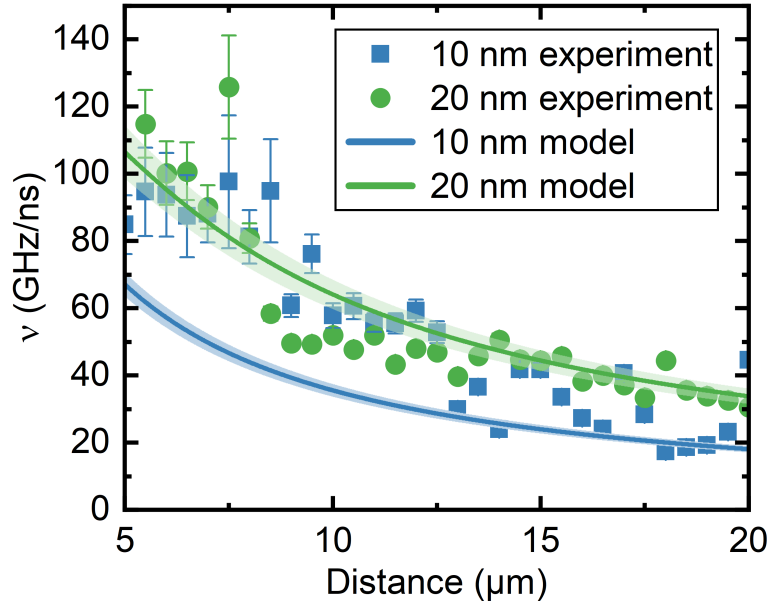


Рисунок 2.5 — Параметр линейной частотной модуляции в зависимости от расстояния для пленок толщиной 10 и 20 нм в НА-конфигурации. Символы соответствуют экспериментальным данным, линии — аналитические расчеты с использованием выражения (2.2) с $T_0 = 25$ пс, заштрихованные области показывают погрешность экспериментального определения F (см. таблицу 1).

2.5 Основные выводы к Главе 2

В главе рассмотрены особенности спектральной эволюции лазерно-индуцированных поверхностных магнитоэлектрических волн. Экспериментально продемонстрировано распространение оптически возбужденных ПМСВ в нанометровых пленках железа на расстояния порядка десятков микрометров, подтверждая перспективность использования таких пленок для практического применения в магнитных вычислительных схемах и логических элементах.

Дополнительные преимущества железа как металла для магнонных применений включают относительно простую процедуру изготовления нанометровых пленок и сильную магнитокристаллическую анизотропию в плоскости. В главе продемонстрировано, что наличие магнитной анизотропии может использоваться для настройки характера спектральной эволюции волнового пакета ПМСВ в присутствии лазерно-индуцированных тепловых градиентов и его частотной модуляции с в течение распространения. Обнаруженная и описанная частотная модуляция ПМСВ в пленках железа так же наблюдалась в экспериментах с микрополосковыми антеннами [288], но не была подробно обсуждена. Таким образом, представленный анализ сверхширокополосных волновых пакетов ПМСВ и их частотной модуляции представляет собой актуальный интерес для фундаментальных исследований и может послужить основой проектирования будущих устройств магноники в сочетании с подходами фотоники. Полученные результаты подтверждают эффективность методики фемтосекундной накачки-зондирования с пространственным и временным разрешениями в качестве мощного инструментария для детального исследования магнитостатических волн, включая регистрацию спектральной эволюции волн в пространстве, определения их дисперсионных характеристик и частотной модуляции во временной области. Исследование спектральных особенностей в пространстве и определение дисперсии магнитостатических волн так же доступно с использованием методики рассеяния света Мандельштама-Бриллюэна [59; 298], а исследование частотной модуляции возможно введением фазового разрешения и соответствующим усложнением схемы измерений [299; 300] или с помощью методики сканирующих антенн [301; 302]. Тем не менее, использование фемтосекундных лазерных импульсов обеспечивает все вышеперечисленные возможности с суб-мкм пространственным и суб-пс временным разрешениями.

Глава 3. Пространственно-периодическое возбуждение распространяющихся поверхностных магнитостатических волн с квази-дискретным спектром

В оптически реконфигурируемой магнонике лазерно-индуцированные изменения параметров магнетика используются для управления параметрами спиновых волн (СВ) [195]. В сочетании с фемтосекундными лазерными импульсами подходы оптомагноники предлагают комплексные инструменты для исследования СВ в пространственной, временной и частотной областях с разрешением менее микрометра и менее пикосекунды [138; 207; 215]. Кроме того, оптические методы позволяют формировать пространственное распределение области возбуждения и, таким образом, настраивать распределение волновых чисел СВ [201], а также использовать несколько локализованных источников для взаимодействия СВ [87; 223; 303]. Разработка модели, описывающей лазерное возбуждение с составной пространственной структурой как цельного источника СВ, и анализ соответствующей динамики намагниченности как внутри, так и вне этой структуры может упростить ее практическую реализацию и выявить дополнительные способы управления параметрами СВ.

В этой главе представлена концепция селективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) с квазидискретным спектром на основе воздействия на магнитную среду пространственно-структурированных фемтосекундных лазерных импульсов, приводящего либо к сверхбыстрому изменению магнитной анизотропии, либо к обратному эффекту Фарадея. В серии микромагнитных численных расчетов уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта моделировалось возбуждение ПМСВ с помощью пространственно-структурированного лазерного воздействия в форме периодических в пространстве уни- и биполярных импульсов. Для возбуждения ПМСВ моделировалось воздействие фемтосекундных лазерных импульсов, соответствующее экспериментально продемонстрированным и изученным физическим механизмам возбуждения: сверхбыстрому термическому изменению магнитной анизотропии (ИМА) и оптомагнитному обратному эффекту Фарадея (ОЭФ). Такое периодическое воздействие приводит к возбуждению множества волновых пакетов ПМСВ, распространяющихся с различными групповыми скоростями, дисперсионные характеристики которых соответствует набору выделенных

квазидискретных точек. Кроме того, продемонстрирована возможность управления частотой выделенных спектральных пиков благодаря выбору полярности периодического воздействия и его пространственного периода. Представленные результаты моделирования и рассмотрение с помощью Фурье-анализа множества пространственно-периодических источников ПМСВ как целого позволяет реализовать комплексный набор пространственно-временных оптических методов для контролируемого возбуждения и управления параметрами спиновых волн.

3.1 Модель возбуждения поверхностных магнитостатических волн пространственно-периодическим воздействием

3.1.1 Геометрия лазерного возбуждения поверхностных магнитостатических волн

Для построения модели пространственно-периодического лазерного возбуждения ПМСВ рассматривалась система с параметрами легированного висмутом железо-иттриевого граната Bi:YIG в качестве магнитного материала, поскольку для таких материалов продемонстрирована возможность возбуждения магнитной динамики как с помощью ИМА, так и ОЭФ [304]. Для исследования эффектов, связанных с возбуждением ПМСВ, система рассматривалась в одномерной геометрии (см. рисунок 3.1), где волновые пакеты ПМСВ с квазиплоским волновым фронтом возбуждаются лазерным пятном, ограниченным в пространстве вдоль оси x и неограниченно протяженным по оси y , аналогично экспериментам с протяженными в пространстве областями воздействия лазерного излучения накачки [163; 201; 223; 224; 238; 305]. Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} в плоскости ориентировано вдоль оси y , и ПМСВ распространяются перпендикулярно \mathbf{H}_{ext} , т.е. вдоль оси x . Такая геометрия также исключает возбуждение обратных объемных магнитостатических волн с ненулевым волновым числом k . В рассматриваемой модели ось одноосной магнитной анизотропии с равновесным параметром K_u ориентирована вдоль оси x , чтобы удовлетворить условию оптического возбуждения ПМСВ вслед-

стве ИМА [207; 282]. Кроме того, в модели предполагалось, что возбуждение равномерно распределено по толщине пленки, чтобы исключить образование перпендикулярных стоячих спиновых волн.

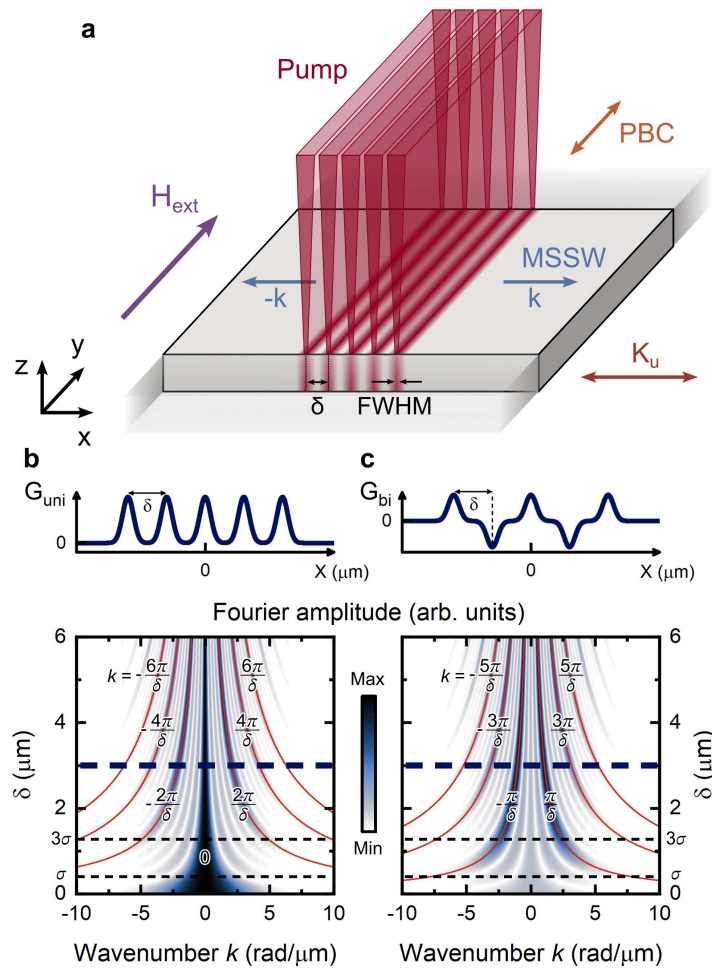


Рисунок 3.1 — Геометрия возбуждения ПМСВ с квазиплоским волновым фронтом за счет воздействия пространственно-периодической структуры лазерного импульса накачки и соответствующее спектральное распределение. (а) Геометрия исследуемой модели. (b) и (c) Распределения Фурье-амплитуд, рассчитанные аналитически с использованием выражения (3.6) для униполярного и биполярного воздействия, соответственно. Пространственные профили показаны над соответствующими картами распределения амплитуд. Четный и нечетный порядок мод с соответствующими значениями волнового числа k указаны сплошными красными линиями с соответствующими подписанными значениями k . Горизонтальные черные пунктирные линии иллюстрируют значения σ и 3σ . Горизонтальная синяя пунктирная линия соответствует $\delta = 3 \mu\text{м}$, используемому в моделировании.

Для описания периодически структурированного возбуждения ПМСВ, вызванного как ИМА, так и ОЭФ, пространственно-временной профиль лазерного воздействия может быть записан следующим образом:

$$I(x,t) = I_0 G(x) T(t), \quad (3.1)$$

где I_0 соответствует амплитуде лазерного воздействия, а $G(x)$ и $T(t)$ описывают пространственный и временной профили воздействия, соответственно. Каждое пятно фокусировки импульсов накачки и соответствующий ему пространственный профиль воздействия предполагался гауссовой формы. Таким образом, общий пространственно-периодический профиль возбуждения определяется одномерной функцией из $2N + 1$ гауссовых функций с центром в точке $x = 0$ и периодически расположенных на расстоянии δ (см. верхняя панель на рисунке 3.1(b)):

$$G_{\text{uni}}(x, N, \delta) = \sum_{n=-N}^N \exp \left[-\frac{(x + n\delta)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (3.2)$$

где $\sigma = \text{FWHM} / (2\sqrt{2 \ln 2})$, а FWHM — полная ширина на половине высоты пространственного распределения интенсивности воздействия одного импульса накачки, в дальнейших расчетах фиксированная равной 1 мкм, что больше дифракционного предела для соблюдения выполнимости экспериментальных условий по возбуждению спиновых волн сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами [205; 207]. Выражение (3.2) при $N = 0$ описывает одну гауссову функцию и добавляет $\pm N$ пространственно периодических гауссовых функций, расположенных по обе стороны от центральной с пространственным периодом δ . Такая униполярная структура применима как для возбуждения за счет ИМА, так и для возбуждения ОЭФ с фиксированным направлением круговой поляризации лазерных импульсов. Для учета случая биполярного ОЭФ при изменении направления круговой поляризации лазерных импульсов между соседними пятнами [198], выражение (3.2) модифицируется следующим образом (см. верхняя панель на рисунке 3.1(c)):

$$G_{\text{bi}}(x, N, \delta) = \sum_{n=-N}^N (-1)^n \exp \left[-\frac{(x + n\delta)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (3.3)$$

Временной профиль $T(t)$ воздействия в выражении (3.1) зависит от рассматриваемого физического механизма лазерного возбуждения спиновых волн, как обсуждается далее.

3.1.2 Физические механизмы воздействия фемтосекундных лазерных импульсов для возбуждения поверхностных магнитостатических волн

Лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии (ИМА) в рассматриваемой модели описывается сверхбыстрым уменьшением параметра равновесной одноосной магнитной анизотропии K_u с максимальной относительной амплитудой ΔK_u . В диэлектрических магнетиках ИМА происходит на временных масштабах пикосекунд [304], что на 2–3 порядка быстрее периода осцилляций ПМСВ [208]. В свою очередь, процессы релаксации происходят на временных масштаба наносекунд, что сопоставимо с типичным временем распространения магнитостатических волн [201; 224; 305]. Таким образом, временная зависимость лазерно-индуцированного ИМА аппроксимировалась функцией Хевисайда $T_H(t) = \Theta(t - t_0)$, где t_0 — момент воздействия лазерного импульса накачки. В результате, пространственно-временной профиль периодически структурированного ИМА имеет вид:

$$K'_u(x, t, N, \delta) = K_u [1 - \Delta K_u G_{\text{uni}}(x, N, \delta) T_H(t)]. \quad (3.4)$$

В рассматриваемой модели лазерно-индуцированный обратный эффект Фарадея (ОЭФ) описывается как импульс эффективного магнитного поля, направленного из плоскости пленки, в соответствии с экспериментальными наблюдениями [198; 306]. Временная зависимость поля ОЭФ соответствует временной огибающей фемтосекундного лазерного импульса и описывается гауссовым профилем $T_G(t) = \exp[-(t - t_0)^2 / (2\sigma_t^2)]$, где $\sigma_t = \text{FWHM}_t / (2\sqrt{2 \ln 2})$, а FWHM_t в дальнейших расчетах принималось равным 200 фс, чтобы соответствовать типичной экспериментальной длительности импульса накачки [163; 207; 307; 308]. Кроме того, в модели учитывалась возможность управления направлением ОЭФ путем выбора право- или левосторонней круговой поляризации импульсов

накачки в экспериментах [198; 306]. Таким образом, пространственно-периодический ОЭФ в рассматриваемой модели описывается униполярным (3.2) или биполярным (3.3) воздействием в пространстве. Результирующий пространственно-временной профиль ОЭФ с максимальной амплитудой H_{IFE} имеет вид:

$$H'_{\text{IFE}}(x,t,N,\delta) = H_{\text{IFE}}G(x,N,\delta)T_G(t), \quad (3.5)$$

где $G(x,N,\delta)$ имеет форму (3.2) или (3.3).

Следует отметить, что описание в соответствии с выражением (3.4) применимо для термически индуцированного ИМА, которое имеет только униполярное воздействие (3.2). Однако, существуют и другие механизмы ИМА в ферритах-гранатах, включая нетепловые [306; 309] с возможностью изменения направления воздействия. Кроме того, процесс лазерно-индуцированного сверхбыстрого размагничивания обычно происходит одновременно с ИМА [284; 310]. Тем не менее, в ферритах-гранатах процесс лазерно-индуцированного размагничивания имеет гораздо большее время нарастания и величину на порядок меньше, чем ИМА [304; 311; 312]. Таким образом, процесс сверхбыстрого размагничивания не рассматривался в модели.

Приближение однородности возбуждения по толщине справедливо для ферритов-гранатов толщиной от десятков до сотен нанометров. Однако, в общем случае, воздействие лазерного импульса накачки на пленки феррита-граната неоднородно по толщине в соответствии с глубиной проникновения света, которая обычно составляет около 100 нм для фотонов с энергией выше края поглощения [313], используемых для ИМА, и на два-три порядка больше для фотонов ниже края поглощения, используемых для ОЭФ. Такая неоднородность воздействия по толщине приводит к возбуждению перпендикулярных стоячих спиновых волн, влияние которых опускалось из рассматриваемой модели, чтобы сосредоточиться на распространении ПМСВ. Стоит отметить, что в настоящее время появляется возможность изготовления высококачественных сверхтонких пленок ферритов-гранатов, для которых такое допущение справедливо [314; 315].

3.1.3 Анализ распределения волновых чисел

Для анализа возбуждения ПМСВ с помощью ИМА и ОЭФ исследовалось распределение волновых чисел k при возбуждении периодически-структурированным в пространстве воздействием. Амплитудное распределение волновых чисел лазерно-индуцированных спиновых волн определяется преобразованием Фурье пространственного профиля лазерного импульса накачки [201]. Фурье-амплитуды возбуждаемых таким образом волн находились как функция волнового числа k для уни- и биполярного пространственно-периодических воздействий, описываемых выражениями (3.2) и (3.3). Тогда преобразование Фурье для произвольного числа гауссовых функций N имеет вид:

$$\tilde{A}(k, N, \delta) = \sqrt{\frac{\cos[k\delta(2N+1)] \mp 1}{\cos(k\delta) \mp 1}} \sigma \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2}\right), \quad (3.6)$$

где верхний и нижний знаки соответствуют уни- и биполярному воздействию, соответственно. Для демонстрации основных результатов согласно модели общее число гауссовых функций в дальнейшем рассмотрении ограничивалось до 5 ($N = 2$). В выражении (3.6) первый множитель соответствует гребню Дирака [316] для конечного N . Предлагаемый пространственно-ограниченный гребень Дирака демонстрирует ту же периодичность, но позволяет рассматривать распространение волн как внутри структуры, так и вне ее при таком способе возбуждения.

Рассчитанное распределение Фурье-амплитуд возбуждаемых мод в зависимости от пространственного периода воздействия δ изображено на рисунках 3.1(b) и (c). В случае униполярного воздействия распределение имеет максимальные амплитуды вблизи мод четного порядка, начиная с $k = 0$ (см. рисунок 3.1(b)). Биполярное воздействие приводит к появлению мод нечетного порядка (см. рисунок 3.1(c)). Это распределение умножается на общее уменьшение амплитуды с волновым числом k , определяемое пространственной шириной σ отдельного моделируемого пятна фокусировки лазерного импульса и описываемое экспоненциальным множителем в выражении (3.6). Расстояние между пятнами δ контролирует как волновые числа, так и амплитуды возбужденных мод, наблюдаемые на рисунках 3.1(b) и (c). В частности, увеличение δ приводит к возбуждению мод более высокого порядка, поскольку их волновые

числа уменьшаются, и они попадают в диапазон k , ограниченный размером отдельного пятна. Таким образом, в то время как общая ширина диапазона волновых чисел возбуждаемых волн определяется σ [201; 220], периодичность устанавливает квазидискретный набор волновых чисел со спектральными положениями, контролируруемыми пространственным периодом δ . Кроме того, квазидискретный спектр возникает, если δ превышает 3σ , и картина возбуждения приобретает контрастность выше 30%. Следует отметить, что изменение общего числа гауссовых функций в периодической картине влияет на их спектральную ширину. В действительности увеличение N не изменяет период и положения основных пиков в распределении Фурье-амплитуд, однако приводит к уменьшению ширины пиков (см. рисунок 3.2).

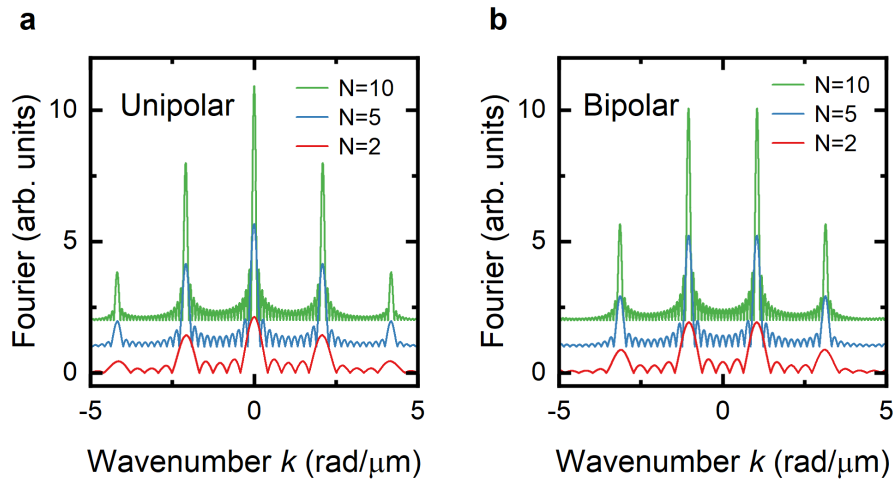


Рисунок 3.2 — Распределение Фурье-амплитуд в зависимости от волнового числа для разных N при фиксированном δ . (а) Униполярное воздействие. (б) Биполярное воздействие.

Предложенная модель описывает возможность управления спектральными параметрами спиновых волн с помощью периодически-структурированного в пространстве лазерного возбуждения в дополнение к возможности изменения пространственной формы и размера пятна фокусировки лазерных импульсов [201; 208], а также взаимной ориентации направления внешнего магнитного поля и осей магнитной анизотропии [207; 209]. В этом случае дополнительными возможностями управления являются пространственный период структуры δ , выбор механизма возбуждения, ИМА или ОЭФ, а также выбор между униполярным и биполярным возбуждением, в соответствии с выражением (3.6).

Согласно предложенной модели, ИМА, являясь только униполярным воздействием, предлагает дополнительный способ управления параметрами СВ. В частности, ИМА представляет собой долговременный эффект по сравнению с временем распространения ПМСВ, что приводит к формированию периодической неоднородности параметра магнитной анизотропии K_u в пространстве. Таким образом, можно ожидать, что часть возбуждаемых таким способом ПМСВ может оставаться внутри лазерно-индуцированной структуры, заполняя ее как магнетонный резонатор. Далее на основе предложенной модели вышеприведенные аналитические предсказания анализируются на основе результатов микромагнитного моделирования.

3.2 Микромагнитное моделирование

3.2.1 Параметры моделирования

Валидация предложенной модели выполняется с использованием свободно-распространяемого пакета программ для микромагнитного моделирования *Ubermag* [317] с объектно-ориентированным микромагнитным фреймворком (ООММФ) [318] в качестве ядра микромагнитных вычислений. В моделировании использовались параметры материала, типичные для пленок легированного висмутом железо-иттриевого граната Bi:YIG [319]: намагниченность насыщения $\mu_0 M_s = 175$ мТл, константа обменной энергии $A_{ex} = 3.5 \times 10^{-12}$ Дж/м, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0.01$ и параметр одноосной магнитной анизотропии $K_u = 5750$ Дж/м³. Внешнее магнитное поле $\mu_0 H_{ext} = 100$ мТл направлялось в плоскости моделируемой пленки с отклонением 1° относительно оси y . Латеральные размеры вычислительных ячеек устанавливались равным 10×10 нм² для соблюдения физически-корректных условий дискретизации в моделировании, при которых размеры ячеек меньше длины магнитостатического обмена $\sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)} = 16.9$ нм и длины магнитокристаллического обмена $\sqrt{A/K_u} = 24.7$ нм [320]. Толщина моделируемой пленки составляла 500 нм, а соответствующий сагиттальный размер ячейки 500 нм выбран, чтобы исключить возбуждение перпендикулярных сто-

ячих спиновых волн. Вдоль оси y применялись одномерные периодические граничные условия. В моделировании динамика намагниченности в пространственной и временной областях отслеживалась путем решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, в котором эффективное магнитное поле определялось набором энергетических членов: энергией Зеемана взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем, обменной энергией, энергией одноосной магнитной анизотропии и магнитостатическая энергией. Возбуждение с помощью ИМА моделировалось путем введения пространственно неоднородного параметра $K'_u(x, t, N, \delta)$, описываемого выражением (3.4). Возбуждение с помощью ОЭФ моделировалось путем добавления к энергии магнитной системы дополнительного члена, соответствующего энергии Зеемана поля взаимодействия намагниченности с импульсом магнитного поля ОЭФ, описываемым выражением (3.5). Величины моделируемых эффектов ИМА и ОЭФ близки к экспериментально достижимым значениям: $\Delta K_u = 0.3$ [321] и $\mu_0 H_{\text{IFE}} = \pm 1$ Тл [198; 199; 304; 322]. Основное состояние намагниченности рассчитывалось как релаксированное состояние после инициализации системы с равновесными параметрами, минимизации ее энергии и расчетов во временной области в течение 10 нс с увеличенным затуханием Гильберта до $\alpha = 1$ в отсутствие возбуждения. Полное моделирование, включая численный Фурье-анализ для получения дисперсионных соотношений занимал приблизительно 1.5 часа при использовании 16-поточного процессора с рабочей частотой 5 ГГц.

3.2.2 Возбуждение поверхностных магнитостатических волн одиноким воздействием

Валидация предложенной модели и используемых микромагнитных методов проводилось при возбуждении ПМСВ с использованием единичного гауссова источника СВ, т.е. при $N = 0$ в выражении (3.2). В пространственно-временной области отслеживалась внеплоскостная компонента намагниченности M_z , следуя экспериментам с оптической накачкой-зондированием с использованием для детектирования магнитооптических эффектов Фарадея [201; 208] или полярного эффекта Керра [203; 207]. В качестве механизмов возбуждения моделировались ИМА и ОЭФ, а соответствующие пространствен-

ные профили возбуждения в момент возбуждения при $t = t_0$ изображены на левых панелях на рисунках 3.3(а) и (е). На правых панелях показаны соответствующие пространственно-временные зависимости $M_z(t, x)$. В пределах возбужденной области ($|x| < \sigma$) моделируемая лазерно-индуцированная прецессия намагниченности наблюдается при $t > t_0 = 25$ пс. Распространение ПМСВ наблюдается на расстоянии от области возбуждения в виде волнового пакета. Независимо от механизма возбуждения, наблюдается характерное для ПМСВ совпадение направлений фазовой и групповой скорости и их распространение на расстояние более 23 мкм в пределах моделируемого временного окна 4.5 нс (см. рисунки 3.3(б) и (ф)). Длины распространения, т.е. расстояние, при котором амплитуда моделируемой динамики уменьшается в e раз, варьируются от 2 до 23 мкм для высокочастотной и низкочастотной компонент соответственно, оцениваемые с помощью стандартной экспоненциальной аппроксимации амплитуд быстрого преобразования Фурье (БПФ) различных спектральных компонент. Кроме того, начальная фаза волн определяется направлением импульса эффективного магнитного поля ОЭФ, определяемого направлением круговой поляризации в эксперименте [198; 201].

Следует отметить, что возбуждаемая динамика намагниченности находится в линейном режиме, и для используемых величин ИМА и ОЭФ нелинейные эффекты не возникают в моделировании. Во всех симуляциях с использованием ОЭФ или ИМА значение $M_z(t, x)$ не превышает 3 кА/м. Используя это значение и величину намагниченности насыщения M_s , можно оценить максимальный угол отклонения намагниченности, который составляет около 1° . Таким образом, поскольку угол отклонения намагниченности довольно мал, нелинейные эффекты не возникают. Отсутствие нелинейных эффектов подтверждается серией симуляций с использованием $\mu_0 H_{\text{IFE}}$ в диапазоне от 0.25 до 2 Тл, демонстрирующих линейную зависимость спектральных амплитуд от величины ОЭФ (см. рисунок 3.4).

При более детальном рассмотрении наблюдаются различия в динамике $M_z(t, x)$ между двумя механизмами возбуждения (см. правые панели на рисунках 3.3(а) и (е)): более резкая эволюция фазового фронта вблизи $x = 0$ в случае ОЭФ указывает на различия в частотах между двумя механизмами. Для объяснения этих различий выполнено БПФ $M_z(t)$ при различных расстояниях от области возбуждения (см. рисунки 3.3(с) и (г)). При $x = 0$ (красные линии) наблюдается возбуждение в широком диапазоне частот с двумя пиками вблизи 2 и

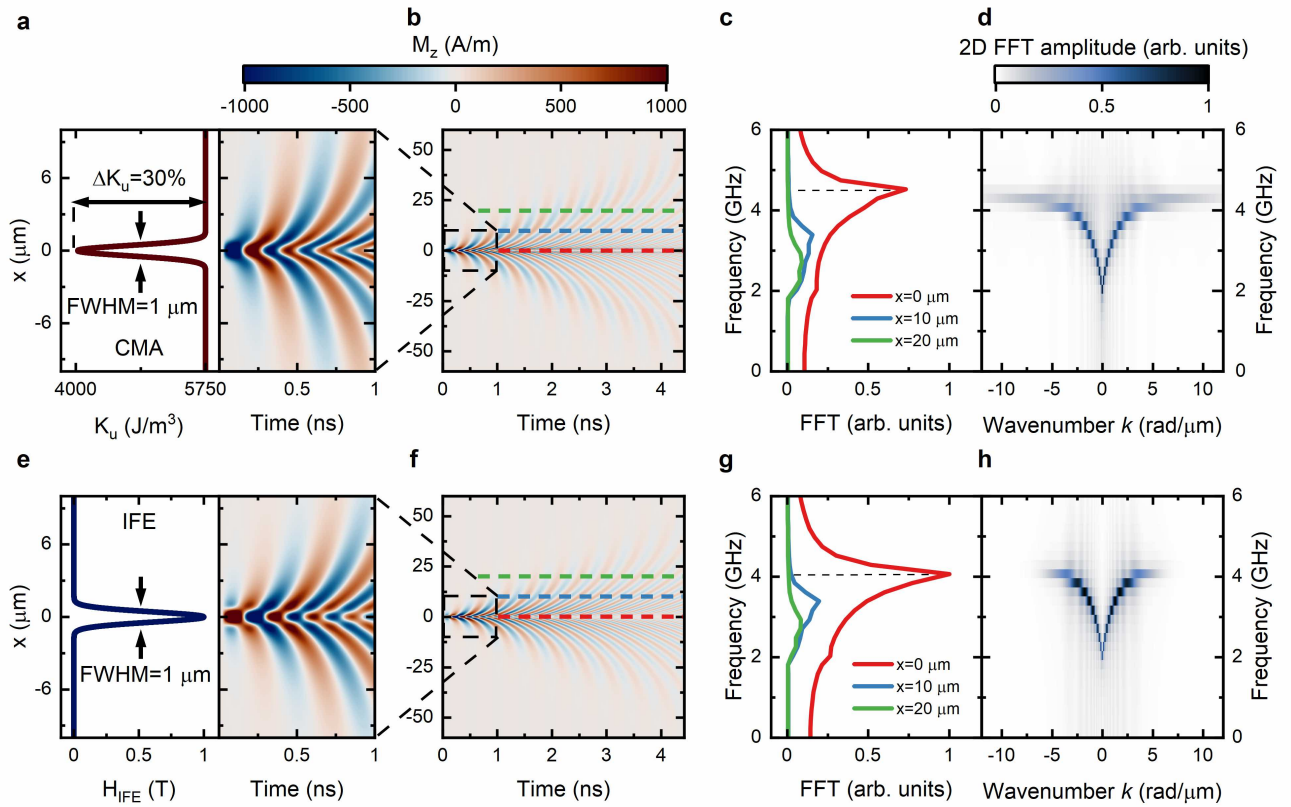


Рисунок 3.3 — Возбуждение ПМСВ одиночным пространственным гауссовым воздействием. Панели (a)–(d) и (e)–(h) соответствуют возбуждению с помощью ИМА и ОЭФ, соответственно. (a) и (e) Пространственные профили механизмов возбуждения (слева) и пространственно-временное распределение внеплоскостной компоненты намагниченности $M_z(t, x)$ вблизи области возбуждения (справа). (b) и (f) Динамика $M_z(t, x)$ во всем моделируемом диапазоне времени и расстояния. (c) и (g) Частотные спектры динамики намагниченности на различных расстояниях от области возбуждения, полученные с помощью одномерного БПФ $M_z(t)$ при фиксированных координатах $x = 0, 10$ и 20 мкм, изображенные пунктирными линиями соответствующего цвета на панелях (b) и (f). Черные пунктирные линии показывают высокочастотный максимум. (d) и (h) Дисперсионные характеристики возбуждаемых волн, полученные с помощью двумерного БПФ данных $M_z(t, x)$ на панелях (b) и (f).

4 ГГц как для ОЭФ, так и для ИМА. Низкочастотный пик более выражен в случае ОЭФ, а высокочастотный пик имеет более высокую частоту в случае ИМА (отмечен пунктирной линией). Дисперсионные характеристики возбуждаемых волн для двух механизмов возбуждения, полученные с помощью двумерного БПФ $M_z(t, x)$, изображены на рисунках 3.3(d) и (h) и демонстрируют, что эти

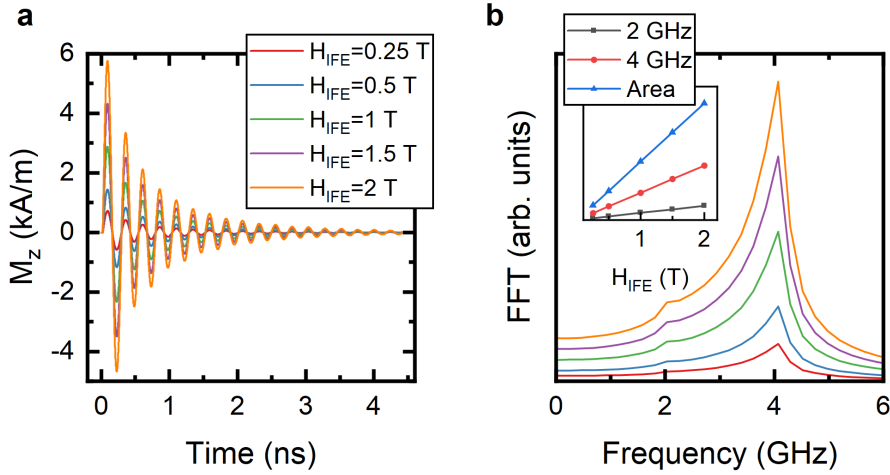


Рисунок 3.4 — Динамика намагниченности при различной величине ОЭФ и возбуждении одиночным импульсом. (a) Временные зависимости $M_z(t, x = 0)$ для $\mu_0 H_{IFE}$ в диапазоне от 0.25 до 2 Тл. (b) БПФ сигналов из (a). На вставке в (b) показана зависимость амплитуд частотных компонент 2 и 4 ГГц, а также интегральной амплитуды спектров от величины ОЭФ.

два пика соответствуют минимальной и максимальной частотам ПМСВ. Это согласуется с экспериментальными данными, полученными с помощью круглого лазерного пятна в работе [208], за исключением отсутствия обратных объемных магнитостатических волн, подавленных в рассматриваемой модели из-за вытянутой вдоль направления внешнего магнитного поля (ось y) формы области возбуждения. Вне области возбуждения (см. синие и зеленые линии на рисунках 3.3(c) и (g)) частотные спектры схожи для двух методов возбуждения и лежат между частотами исходных пиков.

Наблюдаемые различия между ОЭФ и ИМА в спектрах возбуждаемой динамики при $x = 0$ мкм объясняются их различной временной зависимостью для двух методов возбуждения. В случае ОЭФ, описываемым выражением (3.5), лазерно-индуцированное эффективное магнитное поле исчезает за время, значительно меньшее, чем характерный период динамики намагниченности. После воздействия моделируемого импульса накачки возбуждаемая динамика намагниченности при $x = 0$ имеет определенный частотный спектр, а затем ПМСВ распространяются за пределы области возбуждения с групповыми скоростями, соответствующими ее дисперсии. Медленные волны с частотой около 4 ГГц не покидают область возбуждения и проявляются в виде выраженного пика в спектре БПФ при $x = 0$. В случае ИМА, описываемым выражением (3.4), пара-

метр магнитной анизотропии K_u испытывает долгоживущее частичное гашение в области возбуждения. При ориентации намагниченности вдоль оси трудного намагничивания эффективное магнитное поле равно $|\mu_0 H_{\text{ext}} - 2K_u/M_s|$. Уменьшение K_u в таком случае приводит к увеличению суммарного эффективного магнитного поля и, следовательно, к увеличению частот возбуждаемой динамики намагниченности в пределах области возбуждения [207; 282]. В результате состояние с минимальной частотой, т.е. с частотой ферромагнитного резонанса, внутри области возбуждения соответствует состоянию с ненулевой групповой скоростью вне этой области. Таким образом, низкочастотный пик в случае ИМА менее выражен (см. красную линию на рисунке 3.3(с)). Напротив, высокочастотная часть находится в так называемой магнетонной «ловушке» из-за воздействия ИМА, поскольку вне области возбуждения на этих частотах нет магнетонных состояний. Это приводит к увеличению максимальных частот возбуждаемой магнитной динамики в случае ИМА и более выраженной компоненте с волновыми числами $|k| > 5$ рад/мкм, наблюдаемой внутри области возбуждения (см. рисунок 3.3(d)). Различия в спектрах определяются частями дисперсии с близкой к нулю групповой скоростью и наиболее выражены вблизи области возбуждения, подробнее обсуждаемые далее. Таким образом, распространяющиеся за пределы области возбуждения ПМСВ могут считаться идентичными для ИМА и ОЭФ.

3.2.3 Возбуждение поверхностных магнитостатических волн периодически-структурированным в пространстве воздействием

Далее моделировалось возбуждение ПМСВ с помощью периодически-структурированного в пространстве ИМА и уни- и биполярного ОЭФ, сформированного пятью гауссовыми воздействиями с пространственным периодом $\delta = 3$ мкм (см. схематическое изображение на рисунке 3.1(a)). Пяти воздействий в структуре ($2N + 1 = 5$ при $N = 2$) достаточно для демонстрации влияния периодичности на возбуждение ПМСВ [323], и дальнейшее увеличение N качественно не влияет на демонстрируемые результаты (см. рисунок 3.2). Выбранное значение $\delta = 3$ мкм больше, чем $3\sigma = 1.3$ мкм, чтобы гарантировать отсутствие пространственного перекрытия областей моделируемого

воздействия (см. горизонтальные черные пунктирные линии на рисунках 3.1(b) и (c)). Соответствующие пространственные профили лазерно-индуцированных воздействий, описываемые выражениями (3.4) и (3.5), изображены на левых панелях на рисунках 3.5.

Временная эволюция контраста и пространственного профиля лазерно-индуцированной термической решетки при возбуждении ИМА не рассматривалась в моделировании, поскольку в масштабах выполняемых численных расчетов ей можно пренебречь. Для подтверждения этого утверждения оценено повышение температуры в точке $x = 1.5$ мкм между двумя максимумами через 4 нс после возбуждения с использованием теплопроводности [324] $8 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ и удельной теплоемкости [325] $600 \text{ Дж кг}^{-1} \text{ К}^{-1}$ для ЖИГ. Для оценки начальное повышение температуры предполагалось 10 К в центре воздействия ($x = 0$), что, в частности, превышает типичные значения повышения температуры, указанные в литературе [304; 319], и рассматривался линейный градиент температуры $6.7 \times 10^{-6} \text{ К м}^{-1}$ между центром воздействия и рассматриваемой точкой. В таких условиях повышение температуры через 4 нс после возбуждения в точке между двумя максимумами составляет 1 К , что показывает, что эволюция структуры из-за боковой диффузии тепла составляет всего 10%. Эта приближенная оценка согласуется с точными расчетами изменений распределения температуры в Bi:YIG [319]. Таким образом, используемое приближение пренебрежимо малой эволюции профиля лазерно-индуцированной термической решетки является подходящим для описания моделируемых процессов.

Как и в случае возбуждения одиночным воздействием, рассмотренном в разделе 3.2.2, динамика намагниченности обладает различными особенностями как внутри области, подверженной воздействию моделируемого лазерного излучения, так и за ее пределами в зависимости от механизма возбуждения. Во-первых, при сравнении $M_z(t, x)$ внутри области возбуждения наблюдается выраженное различие фазовых фронтов в зависимости как от механизма возбуждения (ИМА или униполярный ОЭФ), так и от полярности ОЭФ (см. правые панели на рисунках 3.5(a), (c) и (e)). Во всех трех случаях сразу после возбуждения фазовый фронт является периодическим в пространстве и следует за периодической структурой воздействия. В случае ОЭФ такая пространственно периодическая фаза наблюдается также при больших временных задержках, поскольку моделируемая система сохраняет свои равновесные магнитные характеристики. Кажущееся изменение фазового фронта при больших временах

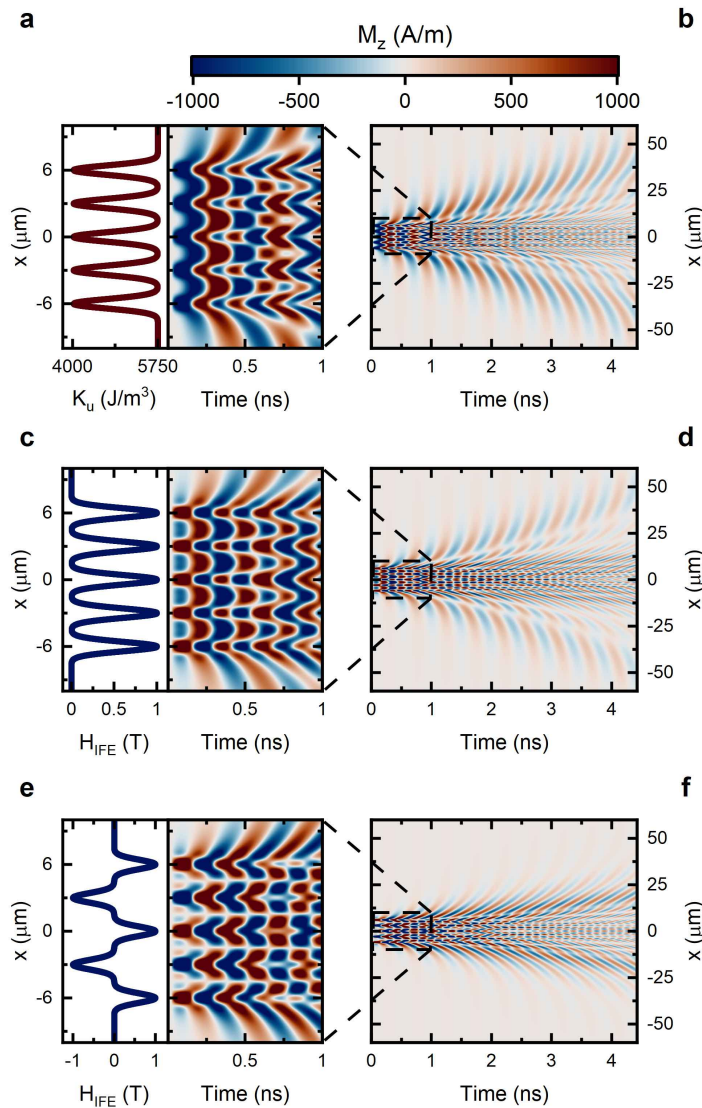


Рисунок 3.5 — Возбуждение ПМСВ пространственно-периодическими $2N + 1 = 5$ гауссовыми воздействиями. Строки (a) и (b), (c) и (d), а также (e) и (f) соответствуют возбуждению ИМА, униполярному и биполярному ОЭФ. (a), (c) и (e) Пространственные профили механизмов возбуждения (слева) и пространственно-временное распределение $M_z(t, x)$ вблизи области возбуждения (справа). (b), (d) и (f) Динамика $M_z(t, x)$ во всем моделируемом диапазоне времени и расстояния.

является результатом конструктивной и деструктивной интерференции ПМСВ. При рассмотрении возбуждения ИМА наблюдается отчетливая эволюция фазового фронта уже после одного временного периода осцилляций. Как видно на правой панели на рисунке 3.5(a), фазовый фронт непосредственно внутри областей возбуждения и между ними становится неоднородным. Кроме того, временной период колебаний $M_z(t)$ изменяется со временем (см. временную

эволюцию при $x = 0, \pm 3, \pm 6$ мкм). Это сложное поведение намагниченности можно объяснить эволюцией распределения СВ внутри набора магнотонных резонаторов, что в конечном итоге приводит к установлению дисперсии ПМСВ, характерной для магнотонного кристалла.

Распределение $M_z(t, x)$ в пространственно-временной области демонстрирует распространение множественных волновых пакетов ПМСВ с различными групповыми скоростями (см. рисунки 3.5(b), (d) и (f)). Групповые скорости волновых пакетов приблизительно одинаковы при возбуждении ИМА и униполярным ОЭФ (см. рисунки 3.5(b) и (d)). Изменение полярности ОЭФ приводит к возбуждению волновых пакетов ПМСВ с уменьшенными групповыми скоростями (см. рисунки 3.5(d) и (f)). Хотя временной период динамики намагниченности примерно одинаков в пределах области возбуждения для униполярного и биполярного ОЭФ, временной период распространяющихся волновых пакетов уменьшается при моделировании биполярного ОЭФ. Индивидуальные временные зависимости $M_z(t, x = 0, 1.5, 10, 20$ мкм) для всех моделируемых случаев изображены на рисунке 3.6. Полученные временные зависимости $M_z(t)$ демонстрируют перекрывающиеся волновые пакеты, характеризующиеся различными групповыми скоростями.

Для демонстрации эволюции спектральных компонент при распространении волновых пакетов ПМСВ за пределы области возбуждения выполнялось одномерное БПФ временных зависимостей $M_z(t)$ при каждой пространственной координате x моделируемой системы. Спектры БПФ внутри центрального пятна воздействия при $x = 0$ (красные линии), между пятнами при $x = 1.5$ мкм (синие линии) и вне области воздействия при $x = 10$ мкм (зеленые линии) для возбуждения ИМА, униполярным и биполярным ОЭФ изображены на рисунках 3.7(a), (d) и (g), соответственно. Эти спектры представляют собой поперечные сечения соответствующей пространственной эволюции спектров (см. рисунки 3.7(b), (e) и (h)) при определенных координатах x . Также на рисунках 3.7(c), (f) и (i) изображены соответствующие дисперсионные характеристики возбуждаемых ПМСВ, полученные с помощью двумерного БПФ данных $M_z(t, x)$, изображенных на рисунках 3.5(b), (d) и (f). Анализ этих спектров позволяет идентифицировать возбуждаемые моды ПМСВ и детально исследовать их спектральный состав. В частности, все спектры имеют квазидискретный характер (см. рисунки 3.7(c), (f) и (i)). При сравнении полученных дисперсионных характеристик ПМСВ со спектром, рассчитанным на основе вы-

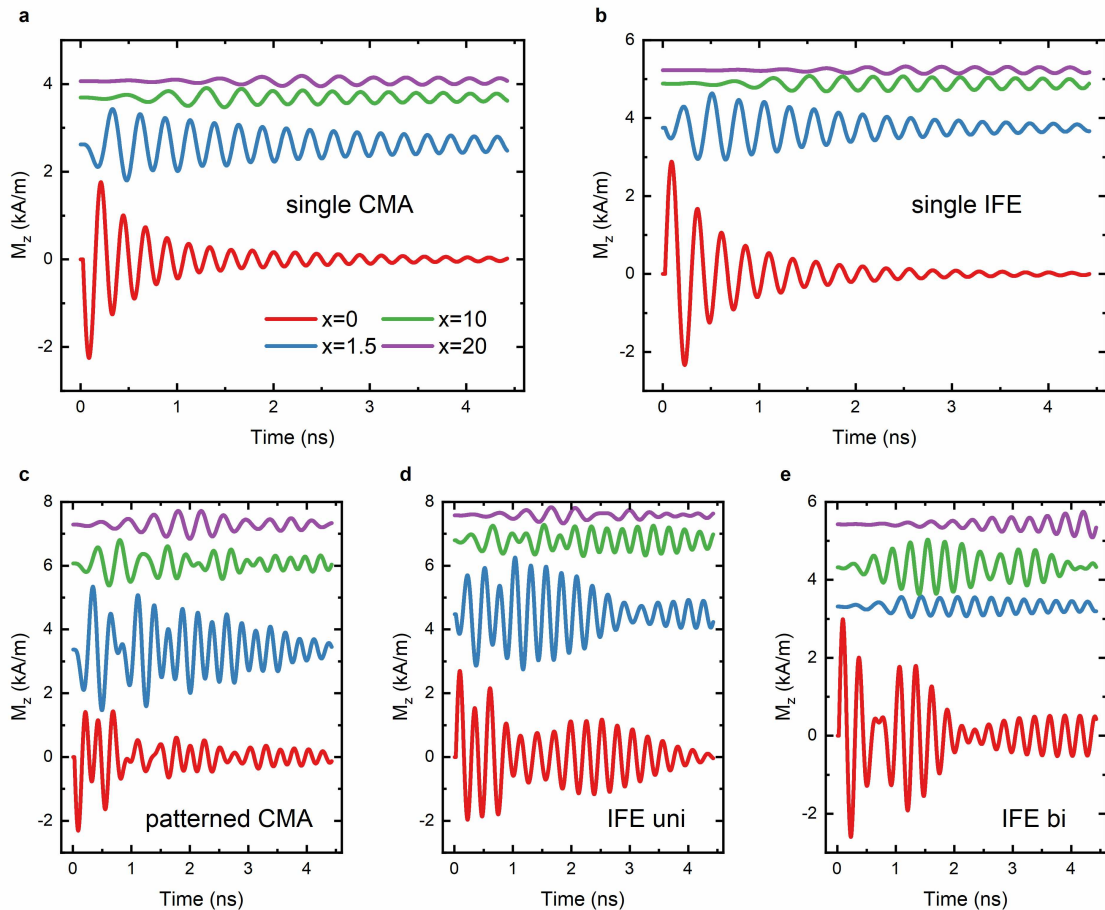


Рисунок 3.6 — Динамика намагниченности в различных пространственных положениях, возбуждаемая одиночными и периодическими гауссовыми воздействиями. Временные зависимости динамики намагниченности в выбранных положениях $x = 0, 1,5, 10$ и 20 мкм. (а) Одноимпульсное ИМА. (б) Одноимпульсный ОЭФ. (с) ИМА с пятью воздействиями. (д) Униполярный ОЭФ с пятью воздействиями. (е) Биполярный ОЭФ с пятью воздействиями.

ражения (3.6) предложенной аналитической модели, наблюдается соответствие частотных пиков в спектрах предсказанным модам. В случае ИМА и униполярного ОЭФ возбуждаются четные моды, тогда как в случае биполярного ОЭФ — только нечетные моды. Однако, детали спектров различаются в зависимости от используемого механизма возбуждения.

Во-первых, при возбуждении пространственно-структурированным ИМА наиболее выраженная амплитуда БПФ вблизи частоты $f = 4$ ГГц локализуется между областями воздействия (см. синяя линия на рисунке 3.7(a)), а ПМСВ с частотой выше 4 ГГц практически ограничиваются областью возбуждения (см. черные горизонтальные пунктирные линии на рисунке 3.7(b)). При $x = 0$

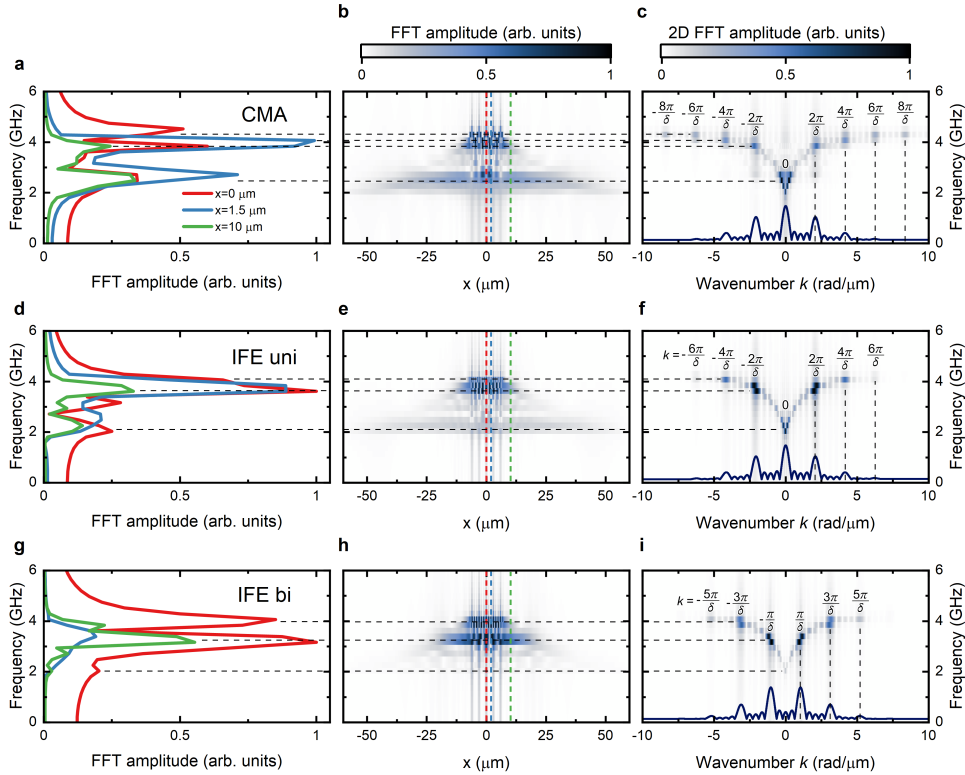


Рисунок 3.7 — Фурье-анализ ПМСВ, возбуждаемых пространственно-периодическими гауссовыми воздействиями с $2N + 1 = 5$. Строки (a)–(c), (d)–(f) и (g)–(i) соответствуют возбуждению ИМА, униполярному и биполярному ОЭФ, соответственно. (a), (d) и (g) Частотные спектры динамики намагниченности на различных расстояниях от области возбуждения, полученные с помощью одномерного БПФ $M_z(t)$ при фиксированных координатах $x = 0, 1.5, 10$ мкм. Координаты обозначены пунктирными линиями соответствующего цвета на панелях (b), (e) и (h). (c), (f) и (i) Дисперсионные характеристики возбуждаемых волн, полученные с помощью двумерного БПФ данных $M_z(t, x)$, изображенных на рисунках 3.5(b), (d) и (f), соответственно. Горизонтальные черные пунктирные линии на всех панелях указывают на одинаковые частоты в спектрах. На дисперсионных характеристиках (c), (f) и (i) указаны порядки мод, а соответствующие распределения волновых чисел, рассчитанные с помощью выражения (3.6), изображены сплошными синими линиями.

в спектре наблюдаются несколько отдельных пиков (см. красная линия на рисунке 3.7(a)) с самой высокой частотой около $f = 4.5$ ГГц. Примечательно, что динамика с такой частотой не наблюдается за пределами области возбуждения. Динамика при $f = 3.8, 4, 4.3$ и 4.5 ГГц соответствует модам ПМСВ 2-го, 4-го, 6-го и 8-го порядков, соответственно (см. рисунок 3.7(c)). Кроме того, мода ну-

левого порядка при $k = 0$ имеет значительную спектральную ширину, а ПМСВ с относительно малым k имеют амплитуду БПФ, сравнимую с другими модами, и распространяются на наибольшее расстояние (см. рисунки 3.7(b) и (c)), поскольку имеют самую высокую групповую скорость.

Во-вторых, униполярное возбуждение ОЭФ приводит к тому же набору волновых чисел четного порядка (см. рисунок 3.7(f)). Основное различие заключается в меньшей общей ширине дисперсионной характеристики и в значительном уменьшении амплитуды БПФ моды нулевого порядка по сравнению с модами более высокого порядка при любом x . Последнее, как следствие, приводит к уменьшению амплитуды распространяющегося волнового пакета по сравнению с модой второго порядка (см. рисунок 3.7(e)). Причина этого объясняется на основе временных профилей ИМА и ОЭФ, то есть образованием магнотонной ловушки, наблюдаемой при одноимпульсном возбуждении в разделе 3.2.2. Кроме того, при возбуждении ИМА низкочастотная мода с k , близким к нулю, первоначально локализуется внутри резонатора между областями воздействия при $x = 1.5$ мкм (см. синяя линия на рисунке 3.7(a) и синие гало немного выше соответствующей горизонтальной черной пунктирной линии вокруг $x = 0$ и $k = 0$ на рисунках 3.7(b) и (c)). В свою очередь, при возбуждении униполярным ОЭФ эта мода практически отсутствует вокруг тех же точек (см. рисунки 3.7(d)–(f)). Это подтверждает возможность создания лазерно-индуцированного термического магнотонного резонатора при выборе возбуждения ИМА вместо ОЭФ.

В случае биполярного возбуждения ОЭФ дисперсионная характеристика демонстрирует возбуждение мод ПМСВ нечетного порядка в соответствии с аналитической моделью (см. рисунок 3.7(i)). Хотя в спектрах при $x = 0$ присутствует низкочастотная мода с k , близким к нулю, ее амплитуда мала (см. рисунок 3.7(g)), и ее распространение не наблюдается. Вместо этого моды нечетного порядка, начиная с первой, распространяются с меньшими групповыми скоростями по сравнению со случаем униполярного ОЭФ в соответствии с дисперсией. Таким образом, выбор полярности ОЭФ позволяет контролировать порядок возбужденных мод.

Следует отметить, что Фурье-образ моделируемого воздействия лазерного импульса с временной огибающей интенсивности $\text{FWHM}_t = 200$ фс имеет вид гауссовой функции с $\sigma_f = (2\pi\sigma_t)^{-1}$ и соответствующей $\text{FWHM}_t \approx 4.4$ ТГц. Это соответствует практически равномерному распределению спектральных

амплитуд возбуждаемых ПМСВ во всем рассматриваемом диапазоне ГГц частот. Таким образом, частотный спектр динамики намагниченности в области возбуждения определяется Фурье-образом пространственного распределения воздействия (см. раздел 3.1.3) и плотностью состояний, определяемой дисперсией магнитостатических волн (см. рисунки 3.3(d) и (h) и рисунки 3.7(c), (f) и (i)) и обратно пропорциональной групповой скорости. Для среды с выбранными параметрами (см. раздел 3.2.1) в диапазоне волновых чисел возбуждаемых волн дисперсионная характеристика демонстрирует максимум состояний вблизи частоты 4 ГГц, что объясняет преобладание этой части спектра над частотой ферромагнитного резонанса около 2 ГГц (см. красные линии на рисунках 3.3(c) и (g) и рисунках 3.7(a), (d) и (g)).

3.3 Основные выводы к Главе 3

В главе представлена аналитическая модель возбуждения спиновых волн, описывающая воздействие фемтосекундных лазерных импульсов на магнитную систему в геометрии одиночного в пространстве импульса, и расширена на случай периодически-структурированных в пространстве гауссовых лазерных импульсов. Полученные результаты демонстрируют способ возбуждения нескольких волновых пакетов поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся с различными групповыми скоростями, дисперсионные характеристики которых соответствует набору выбранных квазидискретных точек. Выбор механизма возбуждения, сверхбыстрого термического изменения магнитной анизотропии или обратного эффекта Фарадея, позволяет определить, индуцируется ли магнетонный резонатор и возбуждаются ли локализованные моды. При рассмотрении пространственно-структурированного источника спиновых волн продемонстрировано соответствие такого воздействия в обратном пространстве возбуждению четных или нечетных мод, частоты которых можно контролировать полярностью периодического воздействия и его пространственным периодом.

Разработанная модель доказывает и расширяет гибкую реконфигурируемость, предлагаемую сверхбыстрыми оптическими методами возбуждения спиновых волн. В действительности настраиваемое периодическое структуриро-

вание пространственного профиля лазерного импульса может быть достигнуто, например, в геометрии интерференции двух лазерных импульсов накачки, используемой для создания временных решеток [326—328], или с помощью пространственного модулятора света [87; 303]. Модель может найти практическое применение в разработке и моделировании сложных магнонных систем с множеством источников поверхностных волн, что является одним из необходимых условий для проектирования магнонных логических устройств [40]. Кроме того, представленный подход может быть полезен для описания магнонных нейроморфных вычислительных устройств, поскольку он предлагает рассмотрение системы с несколькими источниками спиновых волн. Следует отметить, что предложенная модель может быть легко расширена для включения в рассмотрение двух- и трехмерных пространственно-структурированных источников спиновых волн, а также для возбуждения и управления другими типами спиновых волн. В качестве направления дальнейшего развития предложенная модель пространственного структурирования может быть также дополнена включением временной модуляцией лазерного воздействия в магнонных системах, поскольку это позволит реализовать комплексный набор пространственно-временных методов для контролируемого возбуждения спиновых волн и управления их параметрами [220; 251; 329]. Кроме того, включение в модель упругой динамики и спин-фононного взаимодействия [312; 330] позволит рассмотреть когерентные акустические волны, возбуждаемые лазерно-индуцированными тепловыми временными решетками, которые предлагают перспективный способ управления параметрами спиновых волн за счет магнитоупругой связи [247; 326; 327].

Глава 4. Излучение обменных спиновых волн лазерно-индуцированным пикосекундным импульсом деформации

Как и волны любой природы, когерентные спиновые волны (СВ) могут генерироваться посредством механизма эффекта Вавилова-Черенкова, который является фундаментальным процессом излучения волн равномерно движущимся пространственно-ограниченным источником [331]. Прорывное открытие излучения электромагнитных волн заряженными частицами Павлом Черенковым [332; 333] было удостоено Нобелевской премии по физике в 1958 году. Эффект Вавилова-Черенкова и его аналоги исследовались во многих областях физики и за ее пределами: в физике частиц [334—336], плазмонике [337] и биомедицине [338]. Потенциал этого механизма для магноники заключается в возможности излучения обменных СВ и управления их параметрами путем контроля направления распространения источника, что требует поиска подходящего движущегося возмущения магнитной среды [339]. В настоящее время попытки исследовать черенковское излучение когерентных СВ, или магнонов, ограничены отсутствием экспериментально реализованных быстро движущихся магнитных возмущений.

В этой Главе экспериментально продемонстрирован магнонный эффект Вавилова-Черенкова излучения обменных СВ. Такое излучение обеспечивается оптически индуцированным пикосекундным импульсом деформации, который действует как пространственно-ограниченное распространяющееся возмущение внутреннего эффективного магнитного поля в результате магнитоупругой связи. Распространение импульса деформации со следующим за ним излучением СВ наблюдалось в сагиттальном направлении (в глубину) диэлектрического ферритмагнетика в полном соответствии с условиями эффекта Вавилова-Черенкова. Продемонстрирована возможность управления спектральными характеристиками излучаемых СВ приложенным магнитным полем и формой импульса деформации. Таким образом, полученные результаты расширяют возможности реализации и управления недиссипативным спиновым транспортом в различных магнонных устройствах с латеральной и сагиттальной структурой.

4.1 Условия черенковского излучения спиновых волн

По аналогии с эффектом Вавилова-Черенкова для электромагнитных и звуковых волн, для излучения СВ необходимо возмущение магнитной среды, распространяющееся со скоростью, соответствующей фазовой скорости СВ V_{ph} , и достаточно пространственно-ограниченное в направлении распространения. В одномерном случае бесконечно пространственно-ограниченный импульс магнитного поля напряженностью H_0 иллюстрирует концепцию черенковского излучения СВ. Такой импульс при распространении через магнитно-упорядоченную среду вдоль оси z со скоростью V можно описать дельта-функцией Дирака $H(t, z) = H_0 \delta(z - Vt)$, где t — время (см. рисунок 4.1(a)). Воздействие поля на магнитные моменты описывается вращающим моментом $T(z, t) = T_0 \delta(z - Vt)$, где T_0 — его величина. Пространственно-ограниченный вращающий момент возбуждает СВ, распространяющиеся в направлении $\pm z$ и характеризующиеся распределением волновых чисел k , которое определяется преобразованием Фурье вращающего момента $T(z, t)$ [209]. Таким образом, фиксированный в пространстве дельта-крутящий момент Дирака позволяет возбуждать СВ с любым k , а соответствующие частоты ω определяются дисперсионным соотношением СВ $\omega(k)$. При распространении такого импульса через среду, двумерное преобразование Фурье вращающего момента $\hat{\delta}(kV + \omega)$ приводит к возбуждению только СВ, удовлетворяющих условию согласования скоростей (УСС):

$$V = \left| \frac{\omega}{k} \right| = V_{\text{ph}}(k). \quad (4.1)$$

Вращающий момент конечного пространственного размера и произвольной формы накладывает ограничение на амплитуды СВ в зависимости от их волновых чисел [201]. При распространении такого вращающего момента СВ, излучаемые в результате эффекта Вавилова-Черенкова, определяются УСС с дополнительным ограничением, определяемым спектром $\hat{T}(k)$:

$$\hat{T}(\omega, k) = \hat{T}(k) \hat{\delta}(kV + \omega). \quad (4.2)$$

Таким образом, для реализации черенковского излучения СВ необходим источник, создающий пространственно-ограниченный вращающий момент с требуемым спектром и распространяющийся с фазовой скоростью СВ.

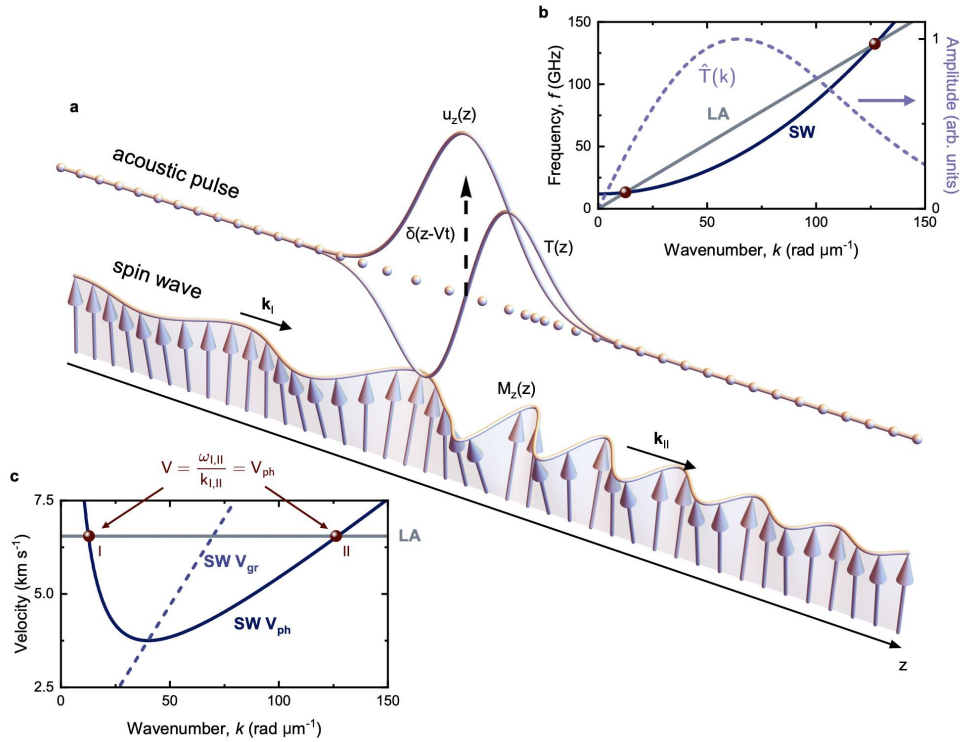


Рисунок 4.1 — Черенковское излучение спиновых волн распространяющимся импульсом деформации. (а) Продольное механическое смещение $u_z(z)$ с гауссовым профилем индуцирует пространственно-ограниченное эффективное магнитное поле и связанный с ним вращающий момент $T(z)$, действующий на намагниченность. УСС накладывается сверткой $T(z)$ и движущейся дельта-функции Дирака (черная пунктирная стрелка), что приводит к возбуждению СВ с волновыми числами k_I и k_{II} . (б) Дисперсионные зависимости обменных СВ (темно-синяя линия) и LA-фононов (серая линия) с двумя точками пересечения, соответствующими УСС согласно выражению (4.1). Импульс деформации определенной пространственной длины подразумевает конечный амплитудный спектр волновых чисел $\hat{T}(k)$, изображенный фиолетовой пунктирной линией. (с) Фазовая скорость СВ V_{ph} (темно-синяя линия), групповая скорость СВ V_{gr} (пунктирная фиолетовая линия) и скорость LA-фононов (серая линия) изображены в зависимости от волнового числа. УСС выполняется, когда скорость LA-фононов превышает минимальную V_{ph} СВ. Соответствующие точки отмечены коричневым цветом.

В работе [340] экспериментально продемонстрирован магنونный эффект Вавилова-Черенкова с использованием квантов магнитного потока, генерируемых движущимися вихрями Абрикосова в структуре сверхпроводник/ферромагнетик, которые действуют как движущиеся пространственно-ограниченные импульсы магнитного поля. Этот эксперимент подтверждает возможность возбуждения монохроматических обменных СВ с длиной волны до 35 нм при криогенных температурах. Тем не менее, остается нерешенной проблема реализации быстро движущегося пространственно-ограниченного источника магнитного поля и соответствующего вращающего момента при комнатной температуре, способного к многонаправленному распространению и обладающего регулируемыми спектральными характеристиками. Перспективным кандидатом распространяющегося источника вращающего момента является движущаяся доменная граница [341]. Достаточно узкую доменную границу можно рассматривать так же, как движущийся импульс Дирака с УСС, определяемым выражением (4.1). Тем не менее, предел Уокера ограничивает скорость распространения доменной границы в плоских структурах, и экспериментальная проверка остается затруднительной. В этом случае магнитные нанотрубки являются многообещающей платформой для преодоления уокеровского ограничения скорости [342]. Фемтосекундные лазерные импульсы могут создавать импульсы эффективного магнитного поля, т.е. возмущение внутренних полей, посредством различных фемтомагнитных процессов [343]. Однако при больших групповых и фазовых скоростях такие импульсы удовлетворяют УСС только при малых k , преимущественно возбуждая однородную прецессию намагниченности.

В следующих разделах для демонстрации магنونного эффекта Вавилова-Черенкова в качестве движущегося пространственно-ограниченного источника СВ использовалось распространяющееся эффективное магнитное поле, создаваемое биполярным пикосекундным импульсом деформации, который может быть реализован при комнатной температуре в различных средах [344]. Рассмотрены смещение атомов из положения равновесия $u_z(z, t)$ с гауссовым распределением и соответствующий импульс деформации, распространяющийся со скоростью звука. Такой импульс создает динамическое возмущение магнитоупругой энергии, генерируя эффективное магнитное поле и связанный с ним вращающий момент $T(z)$ (см. рисунок 4.1(a)). В общем случае дисперсионные кривые обменных СВ и акустических фононов могут иметь две точки пересечения, отме-

ченые коричневыми точками на рисунках 4.1(b) и (c), в которых выполняется УСС (4.1) и ожидается черенковское излучение СВ. Кроме того, амплитуда излучаемых СВ определяется амплитудой Фурье при определенных значениях волнового числа $k_{I,II}$, которая контролируется пространственной длиной импульса деформации (см. рисунок 4.1(b)). В точках пересечения дисперсионных кривых групповые скорости СВ отличаются от скорости импульса деформации (см. рисунок 4.1(c)), и СВ с k_I и k_{II} распространяются позади и впереди импульса соответственно, как схематически изображено на рисунке 4.1(a). Далее экспериментально и с помощью микромагнитноупругого моделирования продемонстрирован магнотонный эффект Вавилова-Черенкова, который приводит к излучению обменных спиновых волн, генерируемому сагиттально-распространяющимся в феррите-гранате пикосекундным импульсом деформации.

4.2 Экспериментальное наблюдение и описание черенковского излучения спиновых волн

4.2.1 Образец

Эксперименты выполнялись с использованием образца пленки монокристаллического лютециевого феррита-граната $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 1.74 мкм, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ориентацией (110). Поверхность образца была покрыта слоем золота толщиной 100 нм методом термического испарения. Окна размером 256×256 мкм² в золоте были изготовлены с использованием электронно-лучевой литографии в сочетании с реактивным ионным травлением в плазме ионов аргона.

Магнитные параметры образца были охарактеризованы с использованием подхода Смита-Сула [2] в сочетании с измерениями частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) методом накачка-зондирование. Временные зависимости прецессии намагниченности анализировались с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) для различных азимутальных (в плоскости пленки) направлений внешнего магнитного поля с $\mu_0 H_{\text{ext}} = 415$ мТл при фокусировке лазерных

импульсов накачки на поверхность Au/LuIG и центральной длине волны зондирующих импульсов 1030 нм (см. рисунок 4.2). Плотность свободной энергии для замещенных ферритов-гранатов, выращенных на подложках типа (110), можно записать в форме [304]:

$$U = E_H + E_M + E_u + E_i + E_{xz}, \quad (4.3)$$

где E_H и E_M — члены энергии Зеемана и магнитостатической энергии, соответственно. E_u , E_i , и E_{xz} описывают одноосную анизотропию из плоскости, в плоскости и орторомбическую анизотропию, соответственно. Все члены выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_H &= -\mu_0 M_s (m_x H_x + m_y H_y), \\ E_M &= \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 m_z^2, \\ E_u &= -K_u m_z^2, \\ E_i &= -K_i m_x^2, \\ E_{xz} &= -K_{xz} m_x m_z, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где $m_j = M_j/M_s$ ($j = x, y, z$) — нормированные компоненты намагниченности \mathbf{M} ; H_x и H_y — компоненты внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} в плоскости; K_u , K_i , и K_{xz} — параметры одноосной внеплоскостной, плоскостной и орторомбической анизотропии, соответственно. Запись выражения (4.3) в сферических координатах позволяет численно рассчитать частоту ФМР, учитывая равновесное направление \mathbf{M} , как описано в литературе [2]. Путем аппроксимации азимутальной и полевой зависимости частоты ФМР (сплошная красная линия на рисунке 4.2 и красная пунктирная линия на рисунке 4.5(а)) получены следующие магнитные параметры образца: $M_s = 13.5$ кА/м, $K_u = 194$ Дж/м³, $K_i = 449$ Дж/м³ и $K_{xz} = 325$ Дж/м³.

4.2.2 Детали эксперимента

В качестве источника лазерных импульсов с длительностью 170 фс, центральной длиной волны 1030 нм, частотой повторения 5 кГц и энергией импульса до 1 мДж использовалась лазерная система с регенеративным

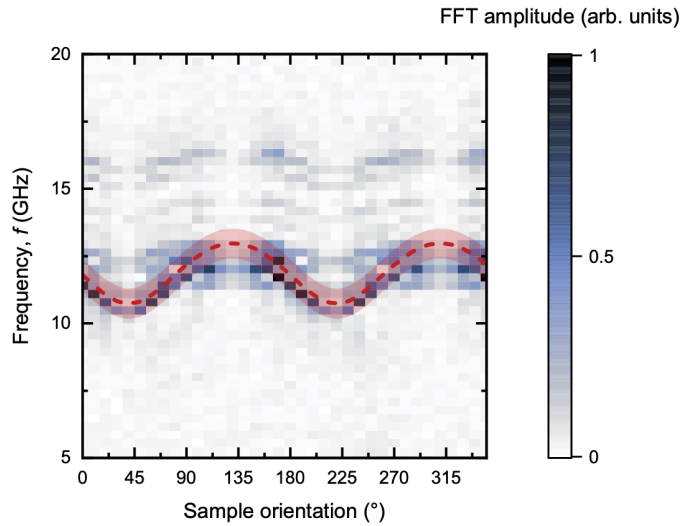


Рисунок 4.2 — Зависимость частоты динамики намагниченности от азимутальной ориентации внешнего магнитного поля. Цветовая карта соответствует БПФ временных зависимостей, измеренных при приложенном поле в плоскости $\mu_0 H_{\text{ext}} = 415$ мТл. Красная пунктирная линия соответствует аппроксимации частоты ФМР в зависимости от ориентации магнитного поля в плоскости, полученной с использованием подхода Смита-Сула. Пунктирная линия представляет собой центральное предсказание модели с использованием параметров наилучшего соответствия. Затененная область соответствует неопределенности в предсказании модели, обусловленной ошибкой ориентации поля в плоскости в пределах $\pm 5^\circ$ и ошибкой величины поля в пределах ± 10 мТл.

усилителем Yb:KGW (PHAROS, Light Conversion). Лазерное излучение было разделено на две части. Первая часть использовалась в качестве линейно поляризованного импульса накачки с центральной длиной волны 515 нм после удвоения частоты с помощью нелинейного кристалла β -бората бария. Вторая часть использовалась для накачки оптического параметрического усилителя (ORPHEUS, Light Conversion), который генерировал линейно поляризованные импульсы длительностью 150 фс и центральной длиной волны 900 нм. Второй нелинейный кристалл использовался для получения зондирующих импульсов с центральной длиной волны 450 нм.

Импульсы накачки после прохождения через механическую линию задержки, фокусировались на образец в пятно диаметром 50 мкм с типичной плотностью энергии 50 мДж/см². Линейно поляризованные импульсы накачки фокусировались либо на слой золота для генерации сагиттально-распространя-

ющегося импульса деформации посредством термоупругого механизма, либо на непокрытую золотом пленку LuIG для непосредственного возбуждения динамики намагниченности (см. рисунок 4.3). Зондирующие импульсы фокусировались с противоположной стороны через оптически прозрачную подложку в пятно диаметром 25 мкм с плотностью энергии, по меньшей мере в 10 раз меньшей, чем у импульсов накачки. Угол падения зондирующих импульсов составлял 17° , а обратно-отраженное излучение проходило через пространственный фильтр. Использование такой схемы позволяло разделять зондирующие импульсы, отраженные от разных поверхностей образца, и, следовательно, исключать паразитное обратное отражение от подложки. Временной отклик регистрировался на противоположной границе раздела пленки LuIG как изменение интенсивности или поворот поляризации зондирующих импульсов с длиной волны 450 нм, отраженных от границы раздела LuIG/подложка. Центральные длины волн импульсов накачки и зондирования гарантировали их пространственное разделение в LuIG, поскольку глубина проникновения обоих импульсов составляет менее 100 нм. Вращение плоскости поляризации отраженных от образца зондирующих импульсов измерялось с помощью балансного фотодетектора (New Focus 2107, Newport) в сочетании с призмой Волласто-на и полуволновой пластиной. Изменения отражательной способности образца измерялись в той же установке с разделением зондирующего лазерного излучения перед образцом. Часть зондирующего излучения направлялась на один из фотодиодов балансного фотодетектора и служила опорным при измерении изменений интенсивности отраженного от образца импульса. Сигнал с детектора демодулировался синхронным усилителем (SR830, Stanford Research Systems), синхронизированным с оптическим модулятором, расположенным в оптическом пути излучения накачки. Образец помещался внутрь электромагнита для создания внешнего магнитного поля в плоскости образца. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

4.2.3 Экспериментальные результаты и теоретический анализ

4.2.4 Результаты экспериментов

Для подтверждения возбуждения сагиттально-распространяющегося в LuIG импульса деформации проводились измерения изменения отражения, вызванного воздействием лазерного импульса накачки. Полученная временная зависимость состоит из высокочастотных осцилляций с нарастающей амплитудой, которые появляются через некоторое время после воздействия импульса накачки на Au/LuIG (см. рисунок 4.3(b)). Затем осцилляции претерпевают резкое изменение при $t = 0.26$ нс, после чего их частота уменьшается, а огибающая приобретает сложную форму (см. вставку на рисунке 4.3(b)). Спектр быстрого преобразования Фурье (БПФ) всей временной зависимости включает три основных частотных пика (см. нижний спектр темно-синего цвета на рисунке 4.3(c)): низкочастотную группу пиков около 13 ГГц, узкий пик на 55.2 ГГц и широкий пик на 69.4 ГГц. Сагиттальное распространение акустического импульса приводит к возникновению бриллюэновских осцилляций в измеренных временных зависимостях из-за интерференции зондирующего импульса, отраженного от границы раздела LuIG/подложка, и от распространяющегося импульса деформации [344]. БПФ временной зависимости до $t = 0.26$ нс демонстрирует наличие единственной частоты 69.4 ГГц (см. серый средний спектр на рисунке 4.3(c)), соответствующей распространению импульса деформации в LuIG со скоростью $V_s = 6.55$ км/с продольных акустических (LA) фононов. Остальная часть временной зависимости характеризуется осцилляциями с частотой 55.2 ГГц, возникающими вследствие распространения импульса деформации в подложке со скоростью LA фононов 6.2 км/с, а также низкочастотной группой пиков (см. светло-голубой верхний спектр на рисунке 4.3(c)). Полученные скорости звука хорошо согласуются со значениями, приведенными в литературе для гранатов [238; 345]. Следует отметить, что эти два частотных пика имеют различную ширину. Глубина формирования бриллюэновских осцилляций контролируется умеренной глубиной проникновения зондирующих лазерных импульсов в LuIG и большой глубиной в подложке. Таким образом, импульс деформации генерируется на интерфейсе образца Au/LuIG и распространяется

до границы раздела LuIG/подложка, достигая ее при $\Delta t = 0.26$ нс. Детали методики определения Δt изложены в разделе 4.3.2. Далее, для идентификации динамики, соответствующей низкочастотным пикам в спектрах, рассмотрены измерения магнитооптического отклика с временным разрешением.

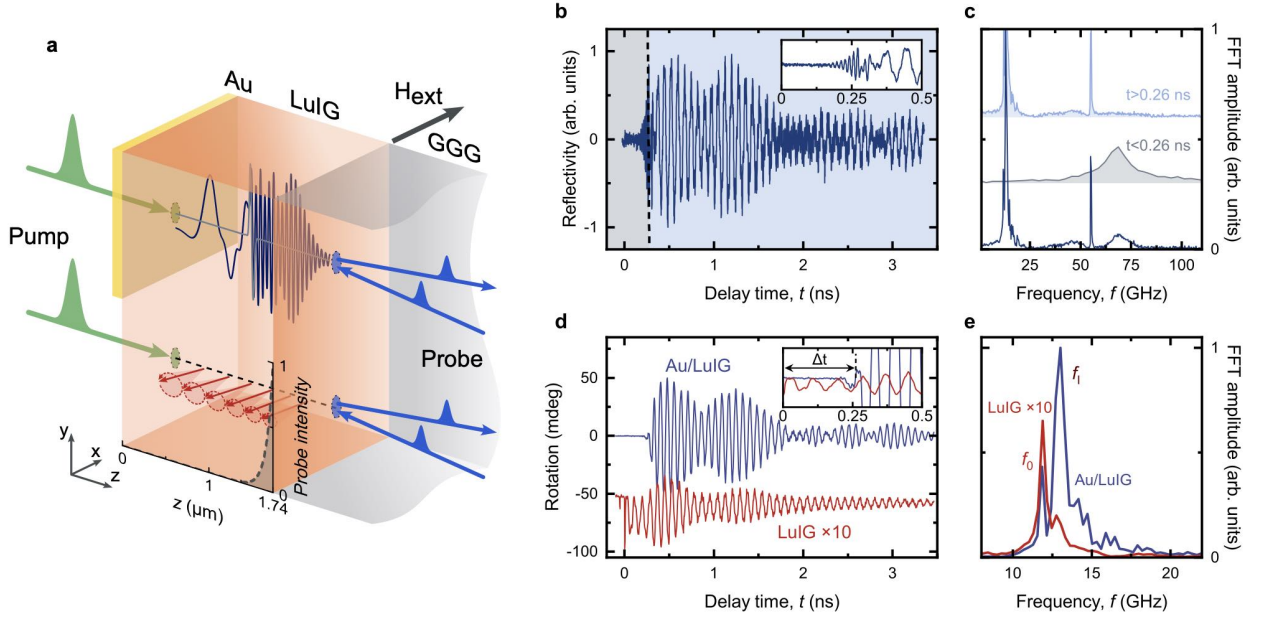


Рисунок 4.3 — Оптическое возбуждение импульса деформации и детектирование СВ с временным разрешением. (a) Схема экспериментов. (b) Временная зависимость изменения отражения после воздействия импульса накачки. Серые и светло-голубые области до и после $t = 0.26$ нс отмечают распространение импульса деформации в пленке LuIG и в подложке, соответственно. На вставке изображено увеличенное изображение временного окна до 0.5 нс. (c) Амплитудные спектры БПФ, полученные из данных на панели (b): нижний (темно-голубой) спектр соответствует БПФ всей временной зависимости, средний (серый) и верхний (светло-голубой) спектры соответствуют БПФ с резким краем окна до и после $t = 0.26$ нс, соответственно. Спектры смещены по вертикали для наглядности. (d) Временные зависимости угла поворота плоскости поляризации зондирующих импульсов после воздействия импульса накачки, сфокусированного на Au/LuIG (синий) и LuIG (красный, масштабирована в 10 раз и сдвинута по вертикали на -50 мград для наглядности). На вставке показан временной сдвиг между моментами возникновения колебаний $\Delta t = 0.26$ нс. (e) Амплитудные спектры БПФ, полученные из данных на панели (d). Внешнее магнитное поле $\mu_0 H_{ext} = 0.4$ Тл.

В измерениях вращения плоскости поляризации зондирующих лазерных импульсов при фокусировке импульсов накачки на Au/LuIG магнитооптический отклик демонстрирует осцилляции с амплитудой и частотой, зависящими от величины внешнего магнитного поля. Такие осцилляции возникают при временных задержках t между приходом лазерных импульсов накачки и зондирования на образец, превышающих $\Delta t = 0.26$ нс, то есть наблюдается динамика намагниченности, следующая за сагиттальным распространением импульса деформации (см. синяя линия на рисунке 4.3(d) и рисунок 4.4). Прямое возбуждение непокрытой золотом пленки LuIG, напротив, приводит к возбуждению динамики намагниченности непосредственно сразу после воздействия импульса накачки (см. красная линия на рисунке 4.3(d)). БПФ этих временных зависимостей демонстрирует два основных частотных пика (f_0 и f_1) с различными соотношениями амплитуд при фокусировке лазерных импульсов накачки на Au/LuIG или LuIG (см. рисунок 4.3(e)). Низкочастотный пик в спектрах БПФ $f_0 = 11.9$ ГГц соответствует квазиоднородной прецессии намагниченности на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР), которая доминирует при прямом возбуждении LuIG. Возбуждение моды ФМР так же наблюдалось с помощью пикосекундных акустических импульсов деформации [346; 347] и присутствует при возбуждении Au/LuIG в полученных экспериментальных данных. Прямое возбуждение этой моды в LuIG происходит посредством сверхбыстрого термического изменения магнитной анизотропии в пределах глубины проникновения лазерных импульсов накачки [304]. Следует отметить, что после возбуждения на одной поверхности LuIG квазимгновенное появление моды ФМР на детектируемом интерфейсе с подложкой предположительно обеспечивается динамическими рассеянными полями, обладающими присущим им дальнедействующим характером. Пик на более высокой частоте $f_1 = 13$ ГГц более выражен в спектрах при генерации импульса деформации в структуре Au/LuIG. Такая частота соответствует СВ с ненулевым k , что является одним из признаков магنونного эффекта Вавилова-Черенкова.

Для подтверждения черенковского излучения СВ спектры возбуждаемой динамики намагниченности исследовались в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} . БПФ соответствующих временных зависимостей при $\mu_0 H_{\text{ext}}$ в диапазоне от 0.3 до 0.7 Тл демонстрируют различные зависимости f_0 и f_1 от величины магнитного поля (см. рисунок 4.5(a)). Частота ФМР f_0 демонстрирует линейную зависимость от поля. Следует отметить, что

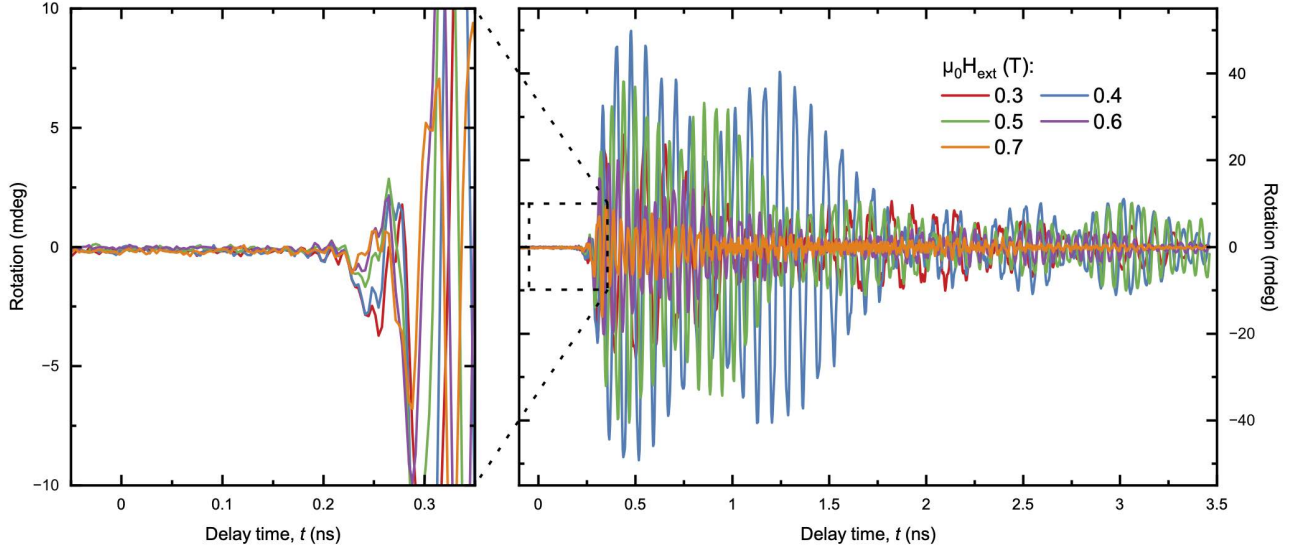


Рисунок 4.4 — Экспериментальные временные зависимости вращения плоскости поляризации зондирующих импульсов с длиной волны 450 нм при различных значениях H_{ext} , полученные при фокусировке импульсов накачки на Au/LuIG. На левой панели показана увеличенная область правой (пунктирная рамка).

аналогичная зависимость f_0 наблюдается при прямом возбуждении LuIG (см. вставку на рисунке 4.5(a)). Частота f_1 нелинейно возрастает с H_{ext} , что указывает ее принадлежность частоте излучаемой СВ, удовлетворяющей УСС для магنونного эффекта Вавилова-Черенкова.

4.2.5 Анализ результатов на основе дисперсии обменных спиновых волн

Поскольку УСС (4.1) накладывает определенное соотношение $\frac{\omega}{k} = V_s$, частота излучаемых СВ может быть найдена как функция H_{ext} . Дисперсионное соотношение обменных СВ имеет вид:

$$\omega(H_{\text{ext}}, k) = \omega_0(H_{\text{ext}}) + Dk^2, \quad (4.5)$$

где $\omega = 2\pi f$ — угловая частота СВ, $\omega_0 = 2\pi f_0$ — угловая частота ФМР, $D = 2A_{\text{ex}}\gamma M_s^{-1}$ — спиновая жесткость, A_{ex} — обменная константа, $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$ рад/(с Тл) — гиромагнитное отношение, а M_s — намагниченность насыщения.

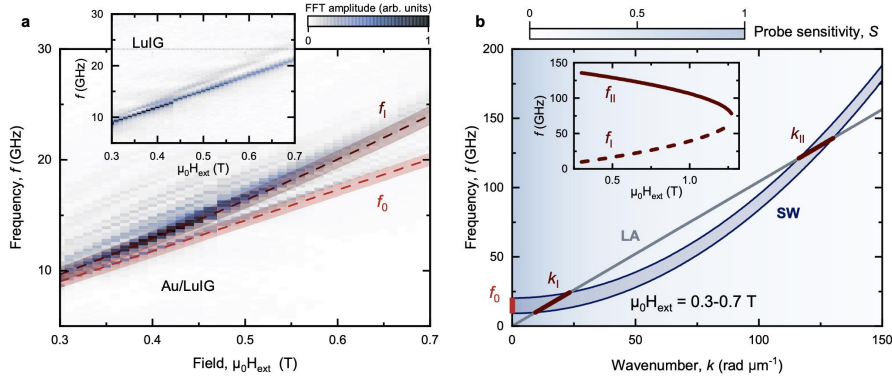


Рисунок 4.5 — Зависимость возбуждаемой динамики намагниченности от магнитного поля. (а) Зависимость спектров БПФ от поля при фокусировке лазерных импульсов накачки на Au/LuIG (цветовая карта). Пунктирные линии соответствуют аппроксимированной частоте ФМР f_0 (внизу) и частоте черенковского излучения f_I (вверху). Пунктирные линии соответствуют центральным предсказаниям модели с использованием параметров наилучшего соответствия. Затененные полосы соответствуют неопределенности в предсказании модели, обусловленной ошибкой ориентации поля в плоскости в пределах $\pm 5^\circ$ и ошибкой величины поля в пределах ± 10 мТл. Разрыв частоты при $H_{\text{ext}} = 0.47$ Тл является фиктивным и соответствует отсутствующей точке данных. Вставка на панели (а) демонстрирует зависимость от поля при фокусировке лазерных импульсов накачки непосредственно на LuIG. (б) Рассчитанная дисперсия СВ (синие линии) в диапазоне внешнего магнитного поля $\mu_0 H_{\text{ext}}$ от 0.3 до 0.7 Тл и дисперсия LA-фононов (серая линия). УСС черенковского излучения выполняется в двух точках пересечения дисперсионных кривых, сдвиг которых с увеличением H_{ext} изображен коричневыми сплошными линиями с k_I и k_{II} . С увеличением H_{ext} волновое число k_I (k_{II}) и частота f_I (f_{II}) излучаемых СВ возрастают (уменьшаются) в соответствии со сдвигом дисперсионной кривой обменных СВ (вставка на панели (б)). Фоновая цветовая карта соответствует чувствительности $S(k)$ зондирующих лазерных импульсов с длиной волны 450 нм в обратном пространстве.

Приближение непрерывного волнового числа оправдано большой толщиной LuIG, при этом частоты первых шести стоячих мод СВ находятся в спектральном диапазоне менее 1 ГГц. Зависимость частоты ФМР от поля получена с использованием подхода Смита-Сула [2] и членов свободной энергии, описанных в разделе 4.2.1 (см. красная пунктирная линия на рисунке 4.5(а)). Решая сов-

местно дисперсионное соотношение ЛА-фононов $\omega(k) = V_s k$ и выражение (4.5), можно получить частоту СВ, излучаемых посредством магنونного эффекта Вавилова-Черенкова:

$$\omega_{I,II} = \frac{V_s}{2D} \left(V_s \mp \sqrt{V_s^2 - 4D\omega_0} \right), \quad (4.6)$$

где знаки минус и плюс соответствуют СВ с частотами $\omega_I = 2\pi f_I$ и $\omega_{II} = 2\pi f_{II}$.

Линейная дисперсия ЛА-фононов и дисперсия обменных СВ, описываемая выражением (4.5), рассчитаны в диапазоне экспериментально используемых величин поля H_{ext} (см. рисунок 4.5(b)). По мере увеличения H_{ext} и смещения дисперсионной зависимости обменных СВ в сторону более высоких частот волновое число излучаемых СВ k_I (k_{II}) увеличивается (уменьшается), как изображено сплошными коричневыми линиями на рисунке 4.5(b). Результирующие зависимости частот черенковского излучения СВ f_I и f_{II} от поля нелинейно приближаются друг к другу (см. вставку на рисунке 4.5(b)). Зависимость f_I от поля получена с использованием выражения (4.6) при $V_s = 6.55$ км/с и $A_{\text{ex}} = 1.8 \times 10^{-12}$ Дж/м, демонстрируя хорошее соответствие с экспериментально полученными данными (см. коричневая пунктирная линия на рисунке 4.5(a)). Следует отметить, что Фурье-амплитуда в полученных экспериментально спектрах с частотой СВ f_I имеет максимум около 0.42 Тл (см. рисунок 4.5(a)). Такое немонотонное поведение обусловлено конкурирующими эффектами: увеличением спектральной плотности вращающего момента (см. пунктирная линия на рисунке 4.1(b)) в соответствующем диапазоне k_I и уменьшением чувствительности зондирующих лазерных импульсов S , контролируемой их глубиной проникновения в LuIG δ_{pr} , как изображено фоновой цветовой картой на рисунке 4.5(b) (подробное описание чувствительности S изложено в разделе 4.3.1). Кроме того, эффективное магнитоупругое поле, создающее вращающий момент, уменьшается при ориентации намагниченность ближе к направлению внешнего магнитного поля [348]. Таким образом, наблюдаемые экспериментально осцилляции с частотой СВ f_I , следующие за импульсом деформации, имеют все признаки волны, излучаемой посредством магنونного эффекта Вавилова-Черенкова. Полученное значение A_{ex} хорошо согласуется с значениями для железо-иттриевых гранатов, замещенных лютецием или висмутом [319; 349]. Из выражений (4.5) и (4.6) частоты обменных СВ f_I , наблюдаемые в экспериментах, соответствуют волновым числам k_I в диапазоне от 12.6 до 23.3 рад/мкм, длина волны которых находится в диапазоне от 270 до 500 нм. СВ с частотами

f_{II} , волновыми числами k_{II} от 116 до 127 рад/мкм и длинами волн от 49 до 54 нм в эксперименте не обнаружены.

4.2.6 Детали моделирования

Для верификации результатов экспериментального наблюдения и аналитического рассмотрения излучения СВ вследствие магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова, выполнено сравнение с результатами моделирования. Моделирование выполнено к.ф.-м.н. А. В. Азовцевым в оригинальном пакете для микромагнитноупругого моделирования [78]. Конкретные задачи, диапазон параметров, подход к описанию экспериментальных условий выработаны автором совместно с А. В. Азовцевым и научным руководителем. Анализ результатов моделирования, в том числе получение Фурье-спектров, построение зависимостей и др., выполнен автором диссертационной работы.

Взаимосвязанная динамика намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r},t) = \mathbf{M}(\mathbf{r},t)/M_s$ и механического смещения $\mathbf{u}(\mathbf{r},t)$ была описана численным решением системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта и Навье-Коши, учитывающей двустороннюю магнитоупругую связь между ними. Уравнение для намагниченности решалось в форме

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha\gamma\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (4.7)$$

где γ — (абсолютное значение) гиромагнитного отношения электрона, а α — параметр затухания Гильберта. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} , действующее на намагниченность, рассчитывалось по формуле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -1/(\mu_0 M_s) \frac{\partial U}{\partial \mathbf{m}}$, где U — плотность свободной энергии LuIG, с членами, определяемыми выражениями (4.3) и (4.4), и включая магнитоупругий член в форме

$$E_{\text{mel}} = B_1(\epsilon_{xx}m_x^2 + \epsilon_{yy}m_y^2 + \epsilon_{zz}m_z^2) + B_2[(\epsilon_{xy} + \epsilon_{yx})m_xm_y + (\epsilon_{xz} + \epsilon_{zx})m_xm_z + (\epsilon_{yz} + \epsilon_{zy})m_y m_z], \quad (4.8)$$

где ϵ_{ij} — упругие деформации, $B_1 = 3.39 \times 10^5$ Дж/м³ [350] и $B_2 = 5.5 \times 10^5$ Дж/м³ [351] — магнитоупругие постоянные LuIG, которые полагаются равными постоянным ЖИГ.

Уравнение Навье-Коши решалось в форме

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \nabla \boldsymbol{\sigma}, \quad (4.9)$$

где ρ — плотность массы, β — коэффициент упругого демпфирования, а $\boldsymbol{\sigma}$ — тензор напряжений Коши, включающий магнитоупругий член $\boldsymbol{\sigma}_{\text{mel}}$, имеющий компоненты $\sigma_{ii}^{\text{mel}} = B_1 m_i^2$ и $\sigma_{ij}^{\text{mel}} = \sigma_{ji}^{\text{mel}} = B_2 m_i m_j$. Значения параметров материала использовались $\rho = 7.39 \times 10^3$ кг/м³ [238] и модули упругости $c_{11} = 3.1705 \times 10^{11}$ Дж/м³, $c_{44} = 0.6920 \times 10^{11}$ Дж/м³.

Моделируемая система дискретизировалась с использованием размера вычислительной ячейки $\Delta z = 2$ нм в одномерной геометрии. Предполагалось, что $\mathbf{m}(z, t)$ and $\mathbf{u}(z, t)$ однородны в плоскости xy и могут изменяться только вдоль оси z , что соответствует внеплоскостному измерению LuIG. Размагничивающее поле было рассчитано с учетом изменения \mathbf{m} вдоль z и геометрии бесконечной в латеральных направлениях плоскости [352]. Уравнение (4.7) решалось с использованием проективного метода Рунге-Кутты четвертого порядка с шагом по времени 3×10^{-14} с, а уравнение (4.9) решалось с использованием конечно-разностного приближения с шагом по времени 1.5×10^{-14} с. Поскольку золотая пленка и подложка являются немагнитными и не вносят вклад в намагниченность на границах раздела, на обе поверхности LuIG накладывалось условие свободной магнитной границы $\partial \mathbf{m} / \partial \mathbf{s} = 0$, где \mathbf{s} — вектор нормали к поверхности. Механический вклад тонкой золотой пленки пренебрегался и был представлен в виде механического граничного условия свободной поверхности $\sigma_{zi} = 0$ при $z = 0$, в то время как влияние подложки на противоположную поверхность при $z = 1.74$ мкм описывалось фиксированным граничным условием $\mathbf{u} = 0$.

Для корректного описания магнитоупругой динамики сначала определялось равновесное распределение $\mathbf{m}(\mathbf{H})$ и $\mathbf{u}(\mathbf{H})$ в релаксированной пленке LuIG в магнитном поле \mathbf{H} . Затем к пленке в релаксированном состоянии прикладывался импульс деформации. Моделирование инъекции импульса проводилось путем приложения изменяющегося во времени гауссова смещения $\mathbf{u}(z = 0, t)$, чтобы создать биполярную гауссову деформацию ε_{zz} с амплитудой 5×10^{-4} и общей длительностью между краями $\tau = 20$ или 70 пс. Соответствующие значения полной ширины на половине высоты составляют 5.6 и 19.4 пс, а пространственные длины σ равны 15.5 и 53.9 нм соответственно (см. рисунок 4.6(d) и рисунок 4.8(d)). Длительность импульсов деформации выбиралась

таким образом, чтобы спектрально включать либо оба пересечения дисперсий ЛА-фононов и обменных СВ (см. рисунок 4.1(b)), либо только низкочастотное. Эти значения согласуются с длительностью лазерно-индуцированного импульса деформации, оцененной как отношение глубин проникновения накачки в Au и LuIG соответственно, и соответствующих скоростей ЛА-фононов [353]. Глубины проникновения лазерных импульсов накачки с длиной волны 515 нм в Au и LuIG составляют ≈ 20 и ≈ 100 нм, соответственно. Скорости ЛА-фононов составляют 3.36 и 6.55 км/с, что дает длительности ≈ 6 и ≈ 15 пс. В расчетах использовалось значение затухания Гильберта $\alpha = 10^{-3}$, а значение параметра упругого демпфирования β имело произвольно малое значение $\beta/\rho = 2 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$.

4.2.7 Результаты моделирования

Экспериментальное наблюдение магнотного эффекта Вавилова-Черенкова, вызванного импульсом деформации, подтверждалось с помощью микромагнитоупругого моделирования. На рисунках 4.6(a) и 4.6(d) изображено пространственное распределение внеплоскостной компоненты намагниченности в сагиттальном направлении $M_z(z)$, смещения $u_z(z)$ и компоненты тензора деформации $\varepsilon_{zz}(z)$ при $t = 141$ пс. Следует отметить, что равновесное значение $M_z(z)$ в моделировании не равно нулю из-за наличия орторомбической магнитной анизотропии, что обеспечивает возможность возникновения ненулевого магнитоупругого вращающего момента, индуцированного продольной деформацией ε_{zz} . В результатах моделирования наблюдается распространение длинноволновых (коротковолновых) СВ позади (вперед) импульса деформации. Эти СВ непрерывно излучаются по мере распространения импульса деформации сквозь пленку LuIG. Зондирующий импульс с глубиной проникновения $\delta_{\text{pr}} = 75$ нм чувствителен к небольшой части динамики намагниченности, усредненной по узкой области вблизи границы раздела LuIG/подложка, что ограничивает разрешение по волновому числу (см. серая область на рисунке 4.6(a) и раздел 4.3.1). Для получения временной зависимости $M_z(t)$ использовалось пространственное усреднение с экспоненциально убывающими весами, учитывающими чувствительность зондирующих лазерных импульсов.

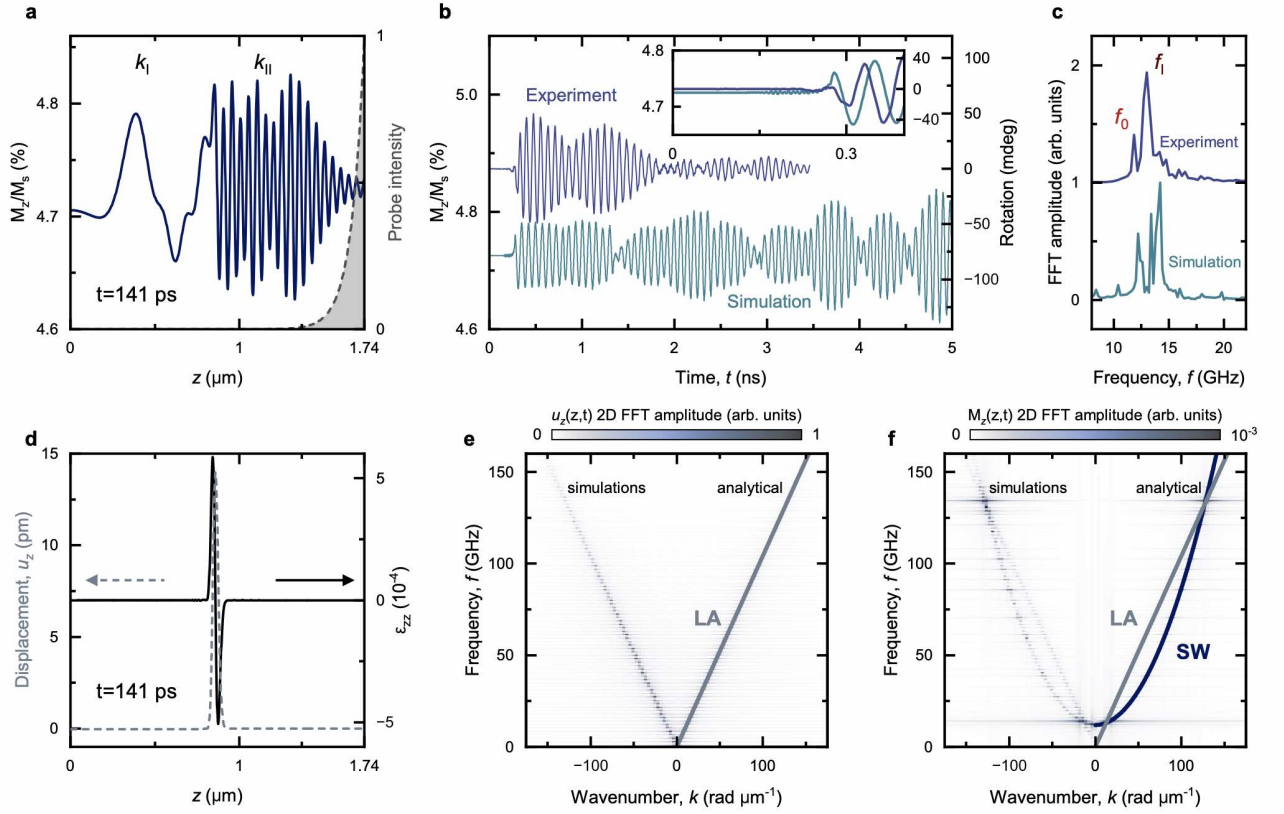


Рисунок 4.6 — Микромагнитноупругое моделирование черенковского излучения спиновых волн импульсом деформации длительностью 20 пс. (а) Пространственный снимок нормированной внеплоскостной компоненты намагниченности M_z при $t = 141$ пс после инжекции импульса деформации. (б) Пространственно-усредненная временная зависимость $M_z(t)$. (с) Спектры амплитуды БПФ данных временных зависимостей на панели (б). (д) Пространственный снимок механического смещения u_z (пунктирная линия) и $\frac{\partial u_z}{\partial z}$, соответствующей деформации $\epsilon_{zz}(z)$ (сплошная линия) при $t = 141$ пс. (е) Дисперсионная характеристика моделируемого акустического импульса. Серая сплошная линия соответствует дисперсии LA-фононов. (ф), Дисперсионная характеристика моделируемой динамики намагниченности. Серая линия соответствует дисперсии LA-фононов, а темно-синяя кривая соответствует дисперсии обменных СВ, рассчитанной по выражению (4.5). Внешнее магнитное поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.4$ Тл.

В результате, динамика намагниченности наблюдается в точности при $\Delta t = 0.26$ нс после инжекции импульса деформации (см. рисунок 4.6(b)), демонстрируя соответствие экспериментальным данным, наблюдаемое также на соответствующей вставке. Спектр БПФ таких осцилляций состоит из пика на частоте СВ f_1 и менее выраженного пика на частоте ФМР f_0 , что согласуется с

экспериментом (см. рисунок 4.6(c)). Детектирование СВ с волновым числом k_{II} возможно при уменьшении δ_{pr} путем выбора длины волны зондирующих лазерных импульсов в ультрафиолетовом диапазоне (см. рисунок 4.7 и раздел 4.3.1) или путем использования промежуточного слоя из благородного металла между LuIG и подложкой, что не только уменьшает глубину проникновения [354], но и позволяет увеличить магнитооптический отклик эффекта Фарадея [355].

Дисперсионные характеристики импульса деформации и динамики намагниченности получены с использованием двумерного БПФ пространственно-временной эволюции $u_z(z,t)$ и $M_z(z,t)$, соответственно (см. рисунки 4.6(e) и (f)). Дисперсионная характеристика, полученная из $u_z(z,t)$, соответствует линейной зависимости LA-фонона (см. рисунок 4.6(e)), тогда как характеристика, полученная из $M_z(z,t)$, соответствует дисперсионным зависимостям обменных СВ и LA-фонона (см. аналитически рассчитанные зависимости, изображенные сплошными линиями на цветовой карте на рисунке 4.6(f)). Отсутствие гибридизации спиновых волн и увеличение амплитуды в точках пересечения дисперсионных зависимостей подтверждают излучение обменных СВ вследствие магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова.

4.3 Обсуждение результатов эксперимента и моделирования

Из выражения (4.5) следует, что групповые скорости испускаемых СВ $V_{\text{gr}}(k) = \partial\omega/\partial k = Dk$ увеличиваются с полем и находятся в диапазоне 1.2 – 2.2 км/с для k_{I} и в диапазоне 10.9 – 11.9 км/с для k_{II} при $\mu_0 H_{\text{ext}}$ в диапазоне от 0.4 до 0.7 Тл. Они значительно отличаются от скорости звука $V_s = 6.55$ км/с (см. рисунок 4.1(c)), что приводит к распространению СВ позади и впереди импульса деформации (см. рисунки 4.6(a) и (d)). Однако, СВ с k_{II} , распространяющиеся впереди импульса деформации, в экспериментах не наблюдаются. Хотя УСС выполняется для обеих точек пересечения дисперсионных зависимостей, выражение (4.2) также дает амплитудное условие магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова, имеющее для гауссова смещения вид $\hat{T}(k) = \exp[-\frac{1}{2}k^2\sigma^2]|k|\sigma$ с пространственной длиной σ . В предположении, что СВ с определенным k излучаются с достаточной амплитудой, если $\hat{T}(k)$ превышает 10% от своего максимального значения, волновое число СВ должно

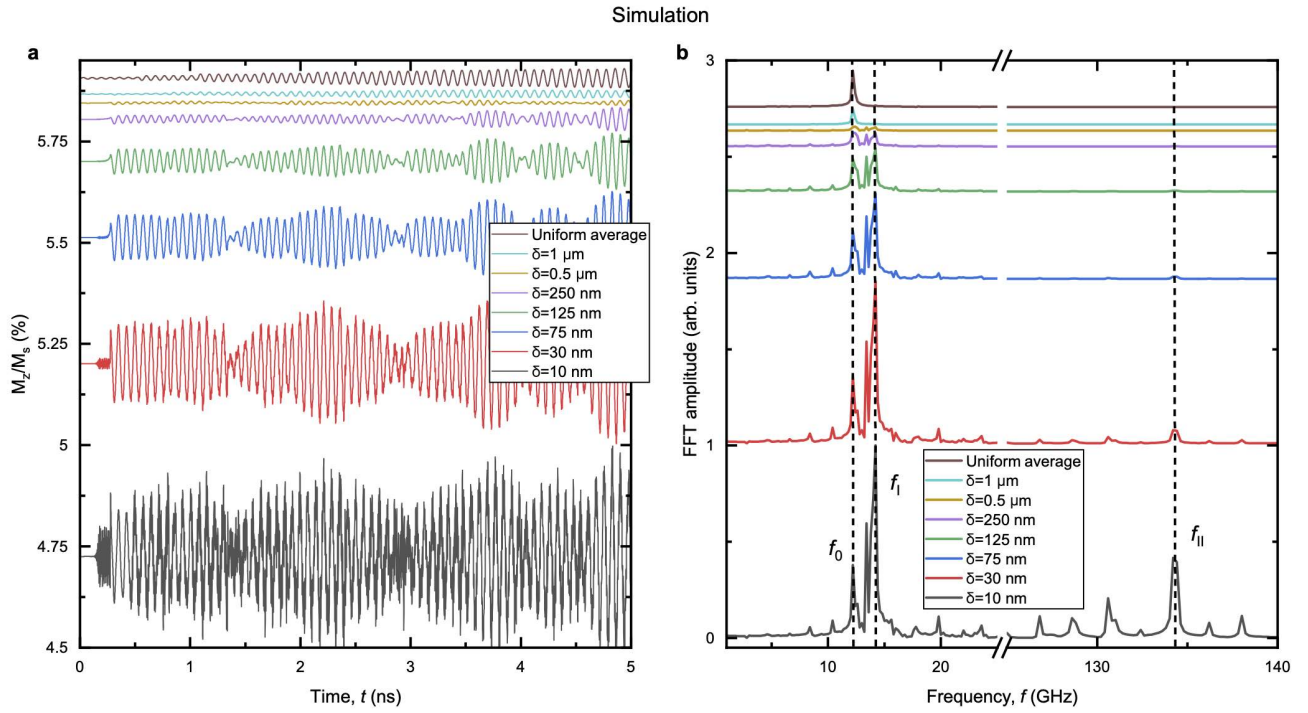


Рисунок 4.7 — Чувствительность зондирующих лазерных импульсов в зависимости от глубины проникновения. (a) Временные зависимости внеплоскостной компоненты намагниченности $M_z(t)$, полученные путем пространственного усреднения по толщине моделируемой системы с весами, соответствующими профилям проникновения зондирующих лазерных импульсов с различными $\delta_{\text{пр}}$. (b) БПФ данных на панели (a).

находиться в диапазоне от $0.06\sigma^{-1}$ до $2.76\sigma^{-1}$. Для импульсов деформации с большей длительностью диапазон доступных волновых чисел СВ уменьшается и смещается в сторону меньших k . Отсутствие излучения СВ с k_{II} и увеличение амплитуды СВ с k_{I} подтверждено численными расчетами с инъекцией импульса деформации длительностью 70 пс (см. рисунок 4.8). Это полностью согласуется с законами сохранения импульса и энергии для магнон-фононной системы, что также подразумевает модификацию начального спектра импульса деформации излучаемыми СВ. Следовательно, импульс деформации приобретает небольшое искажение во время распространения. В то же время двумерное БПФ пространственно-временной эволюции $u_z(z,t)$ демонстрирует, что дисперсионная зависимость ЛА-фононов остается линейной (см. рисунок 4.6(e)), что указывает на отсутствие гибридизации между излучаемыми СВ и импульсом деформации. Переход от режима черенковского излучения к распространению

гибридизованных упругих и спиновых волн требует уменьшения расстройки их групповых скоростей [356].

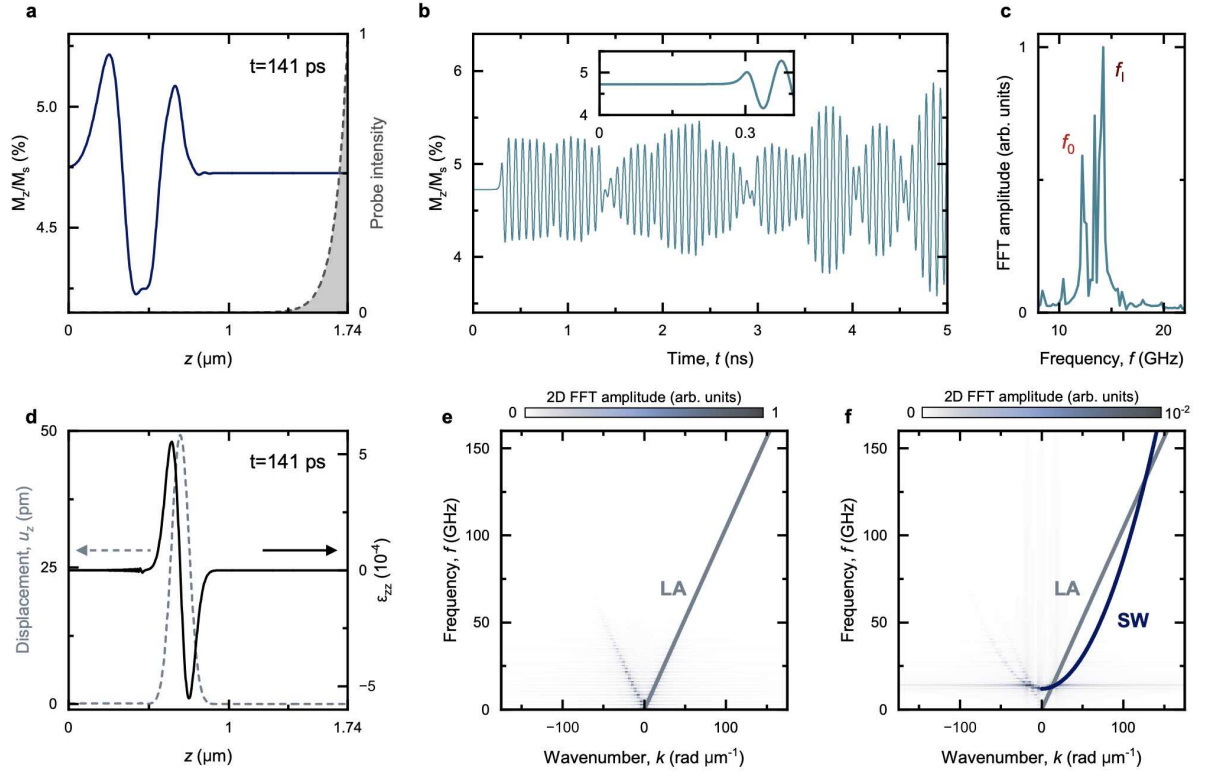


Рисунок 4.8 — Микромагнитоупругое моделирование черенковского излучения спиновых волн импульсом деформации длительностью 70 пс. (а) Пространственный снимок нормированной внеплоскостной компоненты намагниченности M_z при $t = 141$ пс после инжекции импульса деформации. (б) Пространственно-усредненная временная зависимость $M_z(t)$. (с) Спектры амплитуды БПФ данных временных зависимостей на панели (б). (д) Пространственный снимок механического смещения u_z (пунктирная линия) и $\frac{\partial u_z}{\partial z}$, соответствующей деформации $\epsilon_{zz}(z)$ (сплошная линия) при $t = 141$ пс. (е) Дисперсионная характеристика моделируемого акустического импульса. Серая сплошная линия соответствует дисперсии LA-фононов с $V_s = 6.55$ км/с. (ф), Дисперсионная характеристика моделируемой динамики намагниченности. Серая линия соответствует дисперсии LA-фононов, а темно-синяя кривая соответствует дисперсии обменных СВ, рассчитанной по выражению (4.5). Внешнее магнитное поле $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.4$ Тл.

Черенковское излучение СВ распространяющимся импульсом деформации также исследовалось экспериментально с использованием зондирующих

лазерных импульсов с центральной длиной волны 900 нм. Поскольку исследуемый образец LuIG практически прозрачен на длине волны 900 нм, такие зондирующие импульсы чувствительны к динамике намагниченности, усредненной по всей толщине образца. При фокусировке лазерных импульсов накачки непосредственно на LuIG обнаруживается только динамика намагниченности на частоте ФМР f_0 (см. рисунок 4.9(a)). При фокусировке накачки на интерфейс Au/LuIG динамика намагниченности наблюдается без задержки по времени. Спектры БПФ этих осцилляций демонстрируют, помимо моды ФМР, наличие СВ, излучаемых вследствие магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова (см. рисунок 4.9(b)).

В экспериментально-полученных спектрах БПФ динамики намагниченности, изображенных на рисунке 4.5(a) присутствуют не только зависимости частоты ФМР и излучаемой СВ, но и дополнительные спектральные особенности. На рисунке 4.10 изображены примерные спектры, являющиеся поперечными сечениями рисунка 4.5(a) при $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.35, 0.45, 0.55$ Тл. Равноудаленные группы пиков нельзя отнести к стоячим модам СВ, и они указывают на появление частотных гребней. В этом случае пленка LuIG служит резонатором с низкой добротностью для импульса деформации. Импульс, многократно входящий в область детектирования в пределах глубины проникновения зондирующих лазерных импульсов, наблюдается как периодическая последовательность импульсов деформации. Эти импульсы возбуждают прецессию намагниченности со спектром, состоящим из основной моды ФМР $f_0(H_{\text{ext}})$ и пиков при $f_0(H_{\text{ext}}) + pf_r$, где $f_r = V_s(2d)^{-1} \approx 1.88$ ГГц и $p = 1, 2, \dots$. Группа пиков вокруг каждого $f_0(H_{\text{ext}}) + pf_r$ является результатом зависящего от поля фазового сдвига между динамикой намагниченности, возбуждаемой последующими импульсами деформации. Наконец, суперпозиция динамики намагниченности, демонстрирующей такой спектр, и СВ, излучаемых вследствие магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова, приводит к модуляции $f_I(H_{\text{ext}})$, наиболее выраженной при фокусировке лазерных импульсов накачки непосредственно на LuIG (вставка на рисунке 4.5(a)), где эти два вклада в детектируемый сигнал сопоставимы.

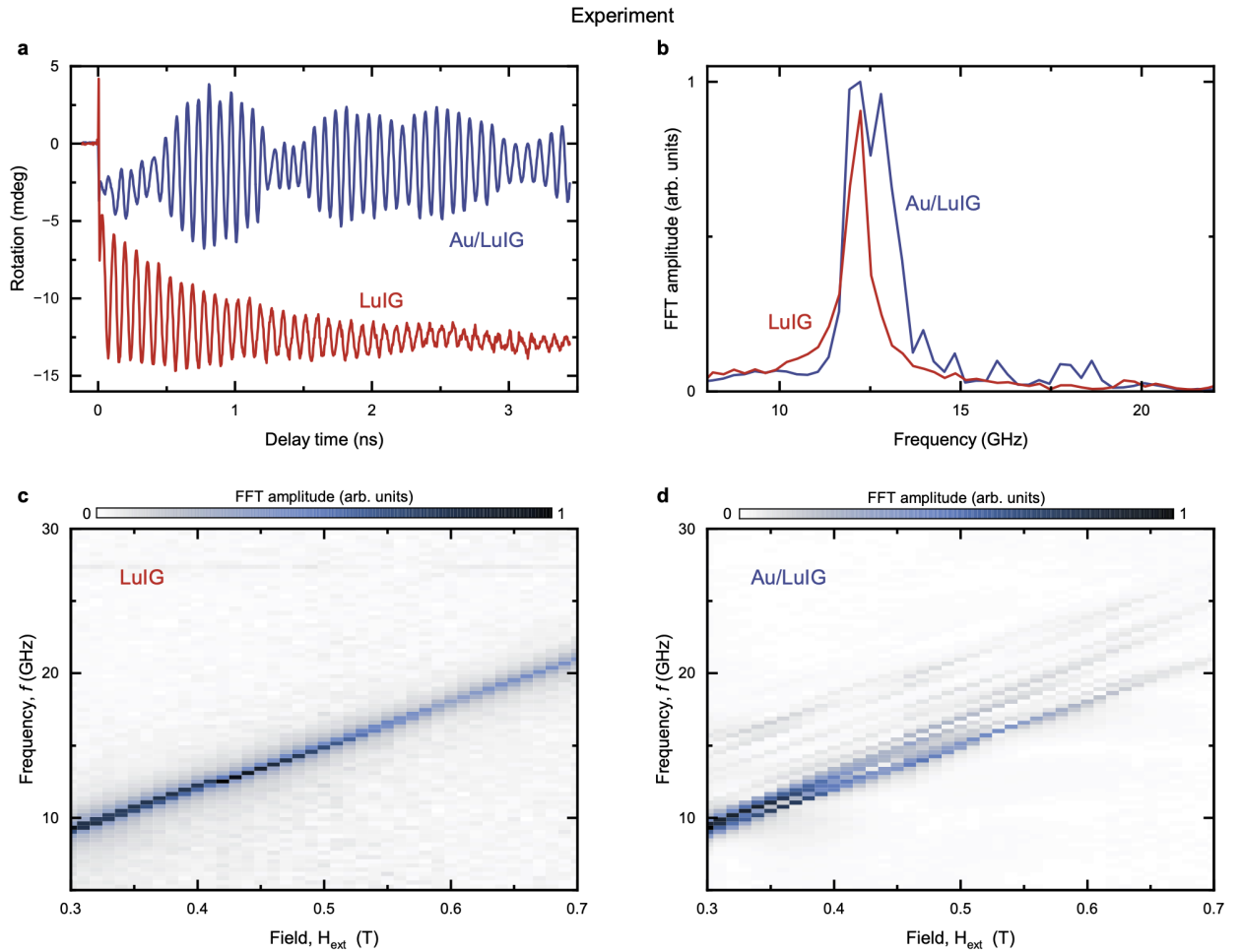


Рисунок 4.9 — Экспериментальные результаты измерения динамики намагниченности, полученные с использованием зондирующих лазерных импульсов с центральной длиной волны 900 нм. (а) Временные зависимости вращения плоскости поляризации зондирующих лазерных импульсов при фокусировке импульсов накачки на Au/LuIG (синяя линия) и на LuIG (красная линия). (б) БПФ данных на панели (а). (с) и (д) Зависимости спектров БПФ временных зависимостей вращения плоскости поляризации зондирующих импульсов от величины внешнего магнитного поля при фокусировке накачки на LuIG и на Au/LuIG, соответственно.

4.3.1 Чувствительность зондирующих лазерных импульсов

Зондирующий лазерный импульс длительностью 150 фс устанавливает верхний предел детектируемых частот порядка ТГц и не препятствует обнаружению СВ. Детектирование распространяющихся СВ посредством механизма

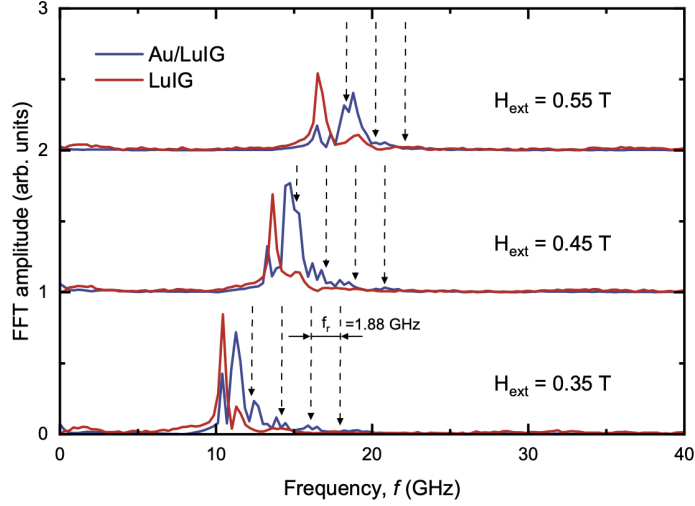


Рисунок 4.10 — Экспериментально полученные спектры БПФ, содержащие частотные гребни. Спектры представляют собой поперечные сечения рисунка 4.5(a) при $\mu_0 H_{\text{ext}} = 0.35, 0.45, 0.55$ Тл. Пунктирные вертикальные стрелки указывают частоты, разделенные интервалом $f_r = 1.88$ ГГц.

Брэгга, использованного в работе [76], требует согласования между волновыми векторами СВ и лазерных импульсов и неприменимо в рассматриваемых экспериментах. В частности, зондирующий лазерный импульс с длиной волны 450 нм чувствителен к СВ с $k = 66$ рад/мкм, и частота таких волн находится в диапазоне от $f = 44.5$ ГГц до $f = 52.8$ ГГц при экспериментально используемых значениях H_{ext} , не наблюдаемых в экспериментах. Однако, сильно затухающий профиль интенсивности зондирующего импульса с длиной волны 450 нм в самом образце позволяет детектировать сагиттально-распространяющиеся возмущения намагниченности. С помощью преобразования Фурье экспоненциального профиля интенсивности зондирующего импульса получена спектральная амплитуда S СВ с определенным k в детектируемом сигнале, которая масштабируется с глубиной проникновения зондирующего импульса δ_{pr} следующим образом:

$$S(k) = \frac{1}{\sqrt{1 + (k\delta_{\text{pr}})^2}}. \quad (4.10)$$

Зависимость $S(k)$ изображена в виде цветного фона на рисунке 4.5(b). Следует отметить, что в эксперименте $S(k)$ должно превышать соотношение сигнал/шум для детектирования СВ. $S(k)$ превышает это соотношение для

экспериментальной установки для СВ, детектируемых в экспериментах с волновыми числами k_{Γ} в диапазоне от 12.6 до 23.3 рад/мкм, в то время как чувствительности к СВ с k_{Π} от 116 до 127 рад/мкм недостаточно, и они не разрешаются.

4.3.2 Детали определения времени прибытия импульса деформации и скорости звука

Калибровка нулевого момента времени в экспериментальной установке основана на времени прихода лазерного импульса накачки при фокусировке непосредственно на LuIG. Воздействие накачки проявляется в виде узкого во времени пика, характерного для возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами в гранатах (см. рисунок 4.3(d)). Время прихода импульса деформации на границу LuIG/подложка определяется как момент времени, когда высокочастотные осцилляции Бриллюэна от импульса деформации, проходящего через LuIG, резко сменяются зависящими от поля низкочастотными колебаниями, связанными со СВ, следующей за импульсом деформации (см. вставку на рисунке 4.3(d) и рисунок 4.4). Погрешность времени прихода оценена как $\Delta t = 0.265 \pm 0.025$ нс. Соответствующая скорость звука $V_s = 6.55 \pm 0.62$ км/с, что находится в диапазоне 6 – 8 км/с для ферритов-гранатов [345]. Такая скорость звука соответствует экспериментально полученной частоте бриллюэновских осцилляций 69.4 ГГц в LuIG:

$$f = \frac{2V_s}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}, \quad (4.11)$$

где $\theta = 8.5^\circ$ — угол падения зондирующего лазерных импульсов, а $\lambda = 450$ нм — длина волны импульсов. Показатель преломления n в этом случае находится в диапазоне 2.18 – 2.63. Значение показателя преломления достаточно хорошо согласуется с данными, приведенными в литературе для аналогичных замещенных ферритов-гранатов [357].

Ошибка определения V_s приводит к умеренному изменению константы обмена A_{ex} , используемой для аппроксимации экспериментально полученной полевой зависимости частоты f_{Γ} в соответствии с выражением (4.6). В частности, A_{ex} находится в диапазоне от 1.5 до 2.2 пДж/м, что снова согласуется

с данными из литературы [319; 349]. Таким образом, ошибка в определении времени прихода и соответствующей скорости звука качественно не влияют на основной вывод о наблюдении магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова.

4.4 Основные выводы к Главе 4

В главе представлены результаты исследования магнотонного эффекта Вавилова-Черенкова излучения обменных спиновых волн сагиттально-распространяющимся импульсом деформации. Полученные результаты не только расширяют фундаментальное понимание эффекта Вавилова-Черенкова как универсального механизма излучения волн различной природы, но также демонстрируют новый способ возбуждения спиновых волн и управления их параметрами, обладающий потенциалом практического применения в устройствах магноники. В отличие от других распространяющихся источников спиновых волн, таких как доменные стенки, вихри и лазерные импульсы, импульсы деформации, как правило, обладают благоприятными свойствами распространения в различных средах и гетероструктурах. Так, магнотонный эффект Вавилова-Черенкова позволяет генерировать спиновые волны импульсами деформации, движущимися внутри магнитных/магнитных или магнитных/немагнитных многослойных структур [346; 358]. В этом случае спиновые волны остаются когерентными и демонстрируют различные характеристики, определяемые специфическими магнитными и акустическими свойствами задействованных слоев. Такая сложная магнитная динамика, контролируемая внешним магнитным полем, может найти применение в резервуарных вычислениях [247]. Кроме того, возможно создание многослойных структуры с большим несоответствием акустического импеданса на определенном интерфейсе, что позволяет генерировать спиновые волны без инъекции импульса деформации через интерфейс или даже через воздушную прослойку [224], что позволяет физически разделить источник спиновых волн и волновод. С помощью оптоакустических преобразователей можно получить последовательности импульсов деформации с контролируемым расстоянием и использовать их для однонаправленного черенковского излучения спиновых волн по аналогии с численной концепцией, предложенной в работе [359]. Подходы к реализации черенковского излучения

спиновых волн могут быть расширены на случай магнонных кристаллов [99] и гибридных магнон-фононных кристаллов [32], пороговое значение скорости в которых может быть изменено по аналогии с черенковским излучением электромагнитных волн заряженной частицей, движущейся в фотонном кристалле [360]. Интерес представляет также возможность генерации спиновых волн акустическими солитонами с сильно локализованной деформацией [361], которые могут использоваться для генерации спиновых волн с большими волновыми числами с возможностью реализации источников ТГц электромагнитных волн [362]. Поскольку возбуждение спиновых волн возможно посредством динамических возмущений обменных, спин-орбитальных и магнитодипольных эффективных полей, возможна генерация спиновых волн с использованием механизмов, выходящих за рамки магнитоупругой связи.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. При сверхбыстром термическом лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии в пространственно-ограниченной области эпитаксиальных пленок железа толщинами 10 и 20 нм, выращенных на подложках арсенида галлия, происходит возбуждение распространяющихся волновых пакетов поверхностных магнитостатических волн, обладающих широкополосным спектром и длиной распространения до 8.9 мкм.
2. Лазерно-индуцированные волновые пакеты поверхностных магнитостатических волн, распространяющиеся в эпитаксиальных пленках железа толщинами 10 и 20 нм, вследствие дисперсии групповой скорости испытывают линейную частотную модуляцию, параметр которой может быть охарактеризован экспериментально с помощью вейвлет-анализа.
3. Пространственно-периодическое сверхбыстрое воздействие лазерного импульса на магнитоупорядоченную среду, физическими механизмами которого являются сверхбыстрое термическое изменение магнитной анизотропии или уни- и биполярный обратный оптомагнитный эффект Фарадея, приводит к селективному возбуждению поверхностных магнитостатических волн с квазидискретным спектром.
4. Изменение периода пространственно-периодического сверхбыстрого воздействия позволяет контролировать спектральные характеристики возбуждаемых таким образом поверхностных магнитостатических волн.
5. Пространственно-периодическое сверхбыстрое изменение магнитной анизотропии в качестве физического механизма возбуждения поверхностных магнитостатических волн приводит к формированию магنونного резонатора, а выбор физического механизма уни- или биполярного воздействия обратного эффекта Фарадея обеспечивает возбуждение мод четного или нечетного порядка.
6. Для излучения спиновых волн вследствие магنونного эффекта Вавилова-Черенкова необходимо выполнение условия согласования скоростей распространяющегося пространственно-ограниченного воз-

- мущения эффективного магнитного поля магнитоупорядоченной среды и фазовой скорости излучаемых таким образом спиновых волн с учетом спектрального распределения амплитуд движущегося источника.
7. Спектральные и амплитудные характеристики излучаемых вследствие магнетонного эффекта Вавилова-Черенкова спиновых волн контролируются спектральным распределением вращающего момента, вызванного распространяющимся возмущением эффективного магнитного поля и действующего на намагниченность.
 8. Лазерное возбуждение пикосекундного импульса продольной деформации, распространяющегося сагиттально в эпитаксиальной пленке феррита-граната толщиной 1.74 мкм, выращенной на подложке гадолиний галлиевого граната, приводит к излучению обменных спиновых волн вследствие магнетонного эффекта Вавилова-Черенкова, частота которых определяется точками пересечения дисперсионных зависимостей обменных спиновых волн и продольных акустических фононов.

Таким образом, результаты работы углубляют и расширяют понимание особенностей управления спектральным составом лазерно-индуцированных спиновых волн в магнитных наноструктурах, демонстрируя возможности использования термического и нетермического воздействия сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов, а также импульсов деформации для генерации спиновых волн с требуемым спектром. Экспериментально рассмотрено влияние сверхбыстрого локального нагрева нанометровой металлической ферромагнитной пленки на спектр возбуждаемых таким образом поверхностных магнитостатических волн в зависимости от взаимной ориентации направления внешнего магнитного поля и осей магнитной анизотропии, а также охарактеризована линейная частотная модуляция волновых пакетов таких волн. Аналитически и численными микромагнитными методами продемонстрирована возможность генерации поверхностных магнитостатических волн с квазидискретным спектром пространственно-периодическими лазерными импульсами с возможностью управления распределением мод выбором механизма и направленности возбуждающего воздействия. Определены аналитически условия и особенности генерации спиновых волн распространяющимся пространственно-ограниченным возмущением магнитной среды и установлены экспериментально и численными макромагнитноупругими методами для пикосекундного импульса деформации возможности излучения обменных спиновых волн вследствие

магنونного эффекта Вавилова-Черенкова с контролируемым спектром. Полученные результаты расширяют существующие и открывают новые направления исследования фундаментальных спин-волновых процессов, предлагая прикладной потенциал разработки магنونных вычислительных устройств.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Геревенкову П. И. за помощь, обсуждение результатов и научное руководство, а также за непрерывную научную и моральную поддержку на протяжении всей работы и возможность стать частью команды, основанной на неподдельном научном интересе и взаимовыручке. Также автор благодарит Хохлова Н. Е. за наставничество, сопровождение на научном пути и ценные жизненные и научные уроки, с учетом которых настоящая работа стала возможной. Автор выражает благодарность и глубокую признательность Калашниковой А. М. за содержательные научные и образовательные консультации, нередко переходившие в дискуссии, за возможность перенять передовой научный опыт, за помощь в постановке и поиске ответов на фундаментальные и экспериментальные вопросы, за тщательное рецензирование всех работ и возможность обратиться за помощью с задачей любой сложности. Автор благодарит Павлова В. В. за предоставленный научный опыт и многократные научные консультации в области фундаментальных явлений и эффектов. Автор благодарит Шелухина Л. А., Кузикову А. В., Дубровина Р. М., Ковалеву В. А. и весь коллектив лаборатории Физики ферроиков за ценные экспериментальные и теоретические консультации и возможность участия в глубоких физических и философских дискуссиях. Автор благодарит Азовцева А. В. за помощь с теоретическим анализом и численным моделированием. Автор выражает бесконечную признательность своей жене Дарье за поддержку, преданность, мотивацию и терпение. Автор благодарит Буткеева Алексея за моральную и финансовую поддержку, позволившие достичь этих результатов, и неиссякаемую веру в науку. Автор выражает благодарность своим друзьям за поддержку и наставления: Попову Дмитрию Александровичу, Попову Дмитрию Алексеевичу, Снигиреву Леониду, Лаврентьеву Сергею, Троцко Александру и другим.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Spectrum evolution and chirping of laser-induced spin wave packets in thin iron films / Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, M. Wang, A. W. Rushforth, A. M. Kalashnikova, N. E. Khokhlov // *Applied Physics Letters*. — 2022. — Vol. 120, no. 11. — P. 112404.
- A2. Tunable quasi-discrete spectrum of spin waves excited by periodic laser patterns / Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, N. E. Khokhlov, A. M. Kalashnikova // *Journal of Applied Physics*. — 2024. — Vol. 136, no. 6. — P. 063902.
- A3. Magnon-Cherenkov effect from a picosecond strain pulse / Ia. A. Filatov, P. I. Gerevenkov, A. V. Azovtsev, V. A. Kovaleva, N. E. Khokhlov, A. M. Kalashnikova // *Nature Physics*. — 2026. — Vol. 22, no. 2. — P. 252–258

Список литературы

1. *Bloch, F.* Zur Theorie des Ferromagnetismus / F. Bloch // *Zeitschrift fur Physik*. — 1930. — Mar. — Vol. 61, no. 3/4. — P. 206—219.
2. *Гуревич, А.* Магнитные колебания и волны / А. Гуревич, Г. Мелков. — М. : Физматлит, 1994. — 464 с.
3. *Magnonics*. Vol. 125 / ed. by S. O. Demokritov, A. N. Slavin. — Springer Berlin Heidelberg, 2013.
4. *Грюнберг, П. А.* От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее / П. А. Грюнберг // *Успехи физических наук*. — 2008. — Т. 178, № 12. — С. 1349.
5. Спинтроника полупроводниковых, металлических, диэлектрических и гибридных структур (к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН) / П. Г. Баранов [и др.] // *Усп. физ. наук*. — 2019. — Т. 189, № 8. — С. 849—880.
6. *Kruglyak, V. V.* Magnonics / V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — July. — Vol. 43, no. 26. — P. 264001.

7. *Serga, A. A.* YIG magnonics / A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — July. — Vol. 43, no. 26. — P. 264002.
8. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel / E. Beaurepaire [et al.] // Physical Review Letters. — 1996. — May. — Vol. 76, no. 22. — P. 4250—4253.
9. *Kruglyak, V.* Magnonics: Experiment to prove the concept / V. Kruglyak, R. Hicken // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2006. — Nov. — Vol. 306, no. 2. — P. 191—194.
10. The 2024 magnonics roadmap / B. Flebus [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2024. — Sept. — Vol. 36, no. 36. — P. 363501.
11. *Chen, A.* Beyond-CMOS roadmap—from Boolean logic to neuro-inspired computing / A. Chen // Japanese Journal of Applied Physics. — 2022. — Oct. — Vol. 61, SM. — SM1003.
12. *Moore, G.* Cramming More Components Onto Integrated Circuits / G. Moore // Proceedings of the IEEE. — 1998. — Vol. 86, no. 1. — P. 82—85.
13. *Bohr, M.* Moore's Law in the innovation era / M. Bohr // Design for Manufacturability through Design-Process Integration V. Vol. 7974 / ed. by M. L. Rieger. — SPIE, 03/2011. — P. 797402.
14. *Waldrop, M. M.* The chips are down for Moore's law / M. M. Waldrop // Nature. — 2016. — Feb. — Vol. 530, no. 7589. — P. 144—147.
15. Extending the road beyond CMOS / J. Hutchby [et al.] // IEEE Circuits and Devices Magazine. — 2002. — Mar. — Vol. 18, no. 2. — P. 28—41.
16. *Kuhn, K. J.* Considerations for Ultimate CMOS Scaling / K. J. Kuhn // IEEE Transactions on Electron Devices. — 2012. — Vol. 59, no. 7. — P. 1813—1828.
17. *Kamal, K. Y.* The Silicon Age: Trends in Semiconductor Devices Industry / K. Y. Kamal // Journal of Engineering Science and Technology Review. — 2022. — Vol. 15, no. 1. — P. 110—115.
18. Beyond-CMOS Technologies for Next Generation Computer Design / ed. by R. O. Topaloglu, H.-S. P. Wong. — Springer International Publishing, 2019.

19. *Manipatruni, S.* Beyond CMOS computing with spin and polarization / S. Manipatruni, D. E. Nikonov, I. A. Young // Nature Physics. — 2018. — Apr. — Vol. 14, no. 4. — P. 338—343.
20. Review on spintronics: Principles and device applications / A. Hirohata [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — Sept. — Vol. 509. — P. 166711.
21. Progress towards ultrafast spintronics applications / A. El-Ghazaly [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2020. — May. — Vol. 502. — P. 166478.
22. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry / B. Dieny [et al.] // Nature Electronics. — 2020. — Aug. — Vol. 3, no. 8. — P. 446—459.
23. Ferrimagnetic spintronics / S. K. Kim [et al.] // Nature Materials. — 2022. — Jan. — Vol. 21, no. 1. — P. 24—34.
24. Coherent antiferromagnetic spintronics / J. Han [et al.] // Nature Materials. — 2023. — June. — Vol. 22, no. 6. — P. 684—695.
25. Antiferromagnetic spintronics and beyond / A. D. Din [et al.] // npj Spintronics. — 2024. — July. — Vol. 2, no. 1. — P. 25.
26. Spintronics for achieving system-level energy-efficient logic / J. A. C. Incorvia [et al.] // Nature Reviews Electrical Engineering. — 2024. — Oct. — Vol. 1, no. 11. — P. 700—713.
27. *Miller, D. A. B.* Are optical transistors the logical next step? / D. A. B. Miller // Nature Photonics. — 2010. — Jan. — Vol. 4, no. 1. — P. 3—5.
28. *Marpaung, D.* Integrated microwave photonics / D. Marpaung, J. Yao, J. Capmany // Nature Photonics. — 2019. — Feb. — Vol. 13, no. 2. — P. 80—90.
29. Стрейнтроника — новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах / А. А. Бухараев [и др.] // Усп. физ. наук. — 2018. — Т. 188, № 12. — С. 1288—1330.
30. Introduction to spin wave computing / A. Mahmoud [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2020. — Oct. — Vol. 128, no. 16. — P. 161101.

31. Hybrid magnonics: Physics, circuits, and applications for coherent information processing / Y. Li [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2020. — Oct. — Vol. 128, no. 13. — P. 130902.
32. Hybrid magnon-phonon crystals / L. Liao [et al.] // *npj Spintronics*. — 2024. — Sept. — Vol. 2, no. 1. — P. 47.
33. On-chip optoelectronic logic gates operating in the telecom band / T. He [et al.] // *Nature Photonics*. — 2024. — Jan. — Vol. 18, no. 1. — P. 60—67.
34. Room temperature, cascadable, all-optical polariton universal gates / D. A. Sannikov [et al.] // *Nature Communications*. — 2024. — June. — Vol. 15, no. 1. — P. 5362.
35. *Khitun, A.* Magnonic logic circuits / A. Khitun, M. Bao, K. L. Wang // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — July. — Vol. 43, no. 26. — P. 264005.
36. *Luo, Y.* Cascadable all-optical NAND gates using diffractive networks / Y. Luo, D. Mengu, A. Ozcan // *Scientific Reports*. — 2022. — May. — Vol. 12, no. 1. — P. 7121.
37. Realization of spin-wave logic gates / T. Schneider [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Jan. — Vol. 92, no. 2.
38. Experimental prototype of a spin-wave majority gate / T. Fischer [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Apr. — Vol. 110, no. 15. — P. 152401.
39. Non-volatile spin wave majority gate at the nanoscale / O. Zografos [et al.] // *AIP Advances*. — 2017. — May. — Vol. 7, no. 5.
40. Reconfigurable submicrometer spin-wave majority gate with electrical transducers / G. Talmelli [et al.] // *Science Advances*. — 2020. — Dec. — Vol. 6, no. 51. — P. 1—10.
41. Higher-dimensional processing using a photonic tensor core with continuous-time data / B. Dong [et al.] // *Nature Photonics*. — 2023. — Dec. — Vol. 17, no. 12. — P. 1080—1088.
42. Spintronic devices as next-generation computation accelerators / V. H. González [et al.] // *Current Opinion in Solid State and Materials Science*. — 2024. — Aug. — Vol. 31. — P. 101173.

43. An integrated large-scale photonic accelerator with ultralow latency / S. Hua [et al.] // *Nature*. — 2025. — Apr. — Vol. 640, no. 8058. — P. 361—367.
44. *Brächer, T.* An analog magnon adder for all-magnonic neurons / T. Brächer, P. Pirro // *Journal of Applied Physics*. — 2018. — Oct. — Vol. 124, no. 15.
45. Wave physics as an analog recurrent neural network / T. W. Hughes [et al.] // *Science Advances*. — 2019. — Dec. — Vol. 5, no. 12. — P. 1—7.
46. Non-Binary Spin Wave Based Circuit Design / A. N. Mahmoud [et al.] // *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers*. — 2022. — Oct. — Vol. 69, no. 10. — P. 3888—3900.
47. All-analog photoelectronic chip for high-speed vision tasks / Y. Chen [et al.] // *Nature*. — 2023. — Nov. — Vol. 623, no. 7985. — P. 48—57.
48. Realization of a magnonic analog adder with frequency-division multiplexing / F. Schulz [et al.] // *AIP Advances*. — 2023. — Jan. — Vol. 13, no. 1. — P. 015115.
49. Compensated Ferrimagnet Based Artificial Synapse and Neuron for Ultrafast Neuromorphic Computing / J. Liu [et al.] // *Advanced Functional Materials*. — 2022. — Jan. — Vol. 32, no. 1. — P. 2107870.
50. Neuromorphic computing with spintronics / C. H. Marrows [et al.] // *npj Spintronics*. — 2024. — Apr. — Vol. 2, no. 1. — P. 12.
51. *Kendall, J. D.* The building blocks of a brain-inspired computer / J. D. Kendall, S. Kumar // *Applied Physics Reviews*. — 2020. — Mar. — Vol. 7, no. 1.
52. *Nikonov, D. E.* Benchmarking of Beyond-CMOS Exploratory Devices for Logic Integrated Circuits / D. E. Nikonov, I. A. Young // *IEEE Journal on Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits*. — 2015. — Dec. — Vol. 1. — P. 3—11.
53. *Rezende, S. M.* Fundamentals of Magnonics / S. M. Rezende. — Cham : Springer International Publishing, 2020. — 358 p.
54. *Landau, L.* To the Theory of Magnetic Permeability Dispersion in Ferromagnetic Solids / L. Landau, E. Lifshitz // *Sov. Phys.* — 1935. — Vol. 8. — P. 153—166.

55. *Gilbert, T. L.* A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials / T. L. Gilbert // IEEE Transactions on Magnetism. — 2004. — Vol. 40, no. 6. — P. 3443—3449.
56. *Krishnan, K. M.* Fundamentals and Applications of Magnetic Materials / K. M. Krishnan. — Oxford University Press, 08/2016.
57. *Smit, J.* Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉ a highly anisotropic crystal / J. Smit, H. G. Beljers // Philips Res. Repts. — 1955. — Vol. 10, no. 113.
58. *Walker, L. R.* Resonant Modes of Ferromagnetic Spheroids / L. R. Walker // Journal of Applied Physics. — 1958. — Mar. — Vol. 29, no. 3. — P. 318—323.
59. *Demokritov, S.* Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement / S. Demokritov, B. Hillebrands, A. Slavin // Physics Reports. — 2001. — Vol. 348, no. 6. — P. 441—489.
60. *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.
61. Would Magnonic Circuits Outperform CMOS Counterparts? / A. Mahmoud [et al.] // Proceedings of the Great Lakes Symposium on VLSI 2022. — ACM, 06/2022. — P. 309—313.
62. The 2021 Magnonics Roadmap / A. Barman [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Oct. — Vol. 33, no. 41. — P. 413001.
63. *Cherepanov, V.* The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet / V. Cherepanov, I. Kolokolov, V. L'vov // Physics Reports. — 1993. — July. — Vol. 229, no. 3. — P. 81—144.
64. *Harris, V. G.* Modern Microwave Ferrites / V. G. Harris // IEEE Transactions on Magnetism. — 2012. — Mar. — Vol. 48, no. 3. — P. 1075—1104.
65. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники / С. А. Никитов [и др.] // Усп. физ. наук. — 2015. — Т. 185, № 10. — С. 1099—1128.

66. Magnon spintronics / A. V. Chumak [et al.] // *Nature Physics*. — 2015. — June. — Vol. 11, no. 6. — P. 453—461.
67. Imaging of short-wavelength spin waves in a nanometer-thick YIG/Co bilayer / A. Talapatra [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2023. — May. — Vol. 122, no. 20.
68. Deeply nonlinear excitation of self-normalized short spin waves / Q. Wang [et al.] // *Science Advances*. — 2023. — Aug. — Vol. 9, no. 32. — P. 2—11.
69. Spatially extended nonlinear generation of short-wavelength spin waves in yttrium iron garnet nanowaveguides / K. Nikolaev [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2024. — Oct. — Vol. 22, no. 4. — P. 044083.
70. Magnetic vortex cores as tunable spin-wave emitters / S. Wintz [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2016. — Nov. — Vol. 11, no. 11. — P. 948—953.
71. Approaching soft X-ray wavelengths in nanomagnet-based microwave technology / H. Yu [et al.] // *Nature Communications*. — 2016. — Apr. — Vol. 7, no. 1. — P. 11255.
72. Reconfigurable nonreciprocal excitation of propagating exchange spin waves in perpendicularly magnetized yttrium iron garnet thin films / H. Wang [et al.] // *Physical Review B*. — 2023. — Oct. — Vol. 108, no. 13. — P. 134403.
73. Long-distance propagation of short-wavelength spin waves / C. Liu [et al.] // *Nature Communications*. — 2018. — Feb. — Vol. 9, no. 1. — P. 738.
74. Antiferromagnetic opto-spintronics / P. Němec [et al.] // *Nature Physics*. — 2018. — Mar. — Vol. 14, no. 3. — P. 229—241.
75. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves / T. Kampfrath [et al.] // *Nature Photonics*. — 2011. — Jan. — Vol. 5, no. 1. — P. 31—34.
76. Coherent spin-wave transport in an antiferromagnet / J. R. Hortensius [et al.] // *Nature Physics*. — 2021. — Sept. — Vol. 17, no. 9. — P. 1001—1006.
77. Long-Distance Coherent Propagation of High-Velocity Antiferromagnetic Spin Waves / H. Wang [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2023. — Feb. — Vol. 130, no. 9. — P. 096701.

78. *Azovtsev, A. V.* THz and sub-THz antiferromagnetic magnons via magnetoacoustic resonances excited by picosecond strain pulses in NiO / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Physical Review Materials*. — 2024. — Apr. — Vol. 8, no. 4. — P. 044404.
79. *Azovtsev, A. V.* Antiferromagnetic standing spin waves generated in NiO thin films by short strain pulses / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Physical Review B*. — 2024. — Oct. — Vol. 110, no. 14. — P. 144430.
80. Sub-millimeter propagation of antiferromagnetic magnons via magnon-photon coupling / R. Kainuma [et al.] // *npj Spintronics*. — 2024. — July. — Vol. 2, no. 1. — P. 31.
81. Coupling of terahertz light with nanometre-wavelength magnon modes via spin-orbit torque / R. Salikhov [et al.] // *Nature Physics*. — 2023. — Apr. — Vol. 19, no. 4. — P. 529—535.
82. Nanoscale interface confinement of ultrafast spin transfer torque driving non-uniform spin dynamics / I. Razdolski [et al.] // *Nature Communications*. — 2017. — Apr. — Vol. 8, no. 1. — P. 15007.
83. Advances in coherent magnonics / P. Pirro [et al.] // *Nature Reviews Materials*. — 2021. — July. — Vol. 6, no. 12. — P. 1114—1135.
84. *Khitun, A.* Nano scale computational architectures with Spin Wave Bus / A. Khitun, K. L. Wang // *Superlattices and Microstructures*. — 2005. — Sept. — Vol. 38, no. 3. — P. 184—200.
85. Spin-wave logical gates / M. P. Kostylev [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Oct. — Vol. 87, no. 15. — P. 1—3.
86. Three port logic gate using forward volume spin wave interference in a thin yttrium iron garnet film / T. Goto [et al.] // *Scientific Reports*. — 2019. — Nov. — Vol. 9, no. 1. — P. 16472.
87. Concept of the Optomagnonic Logic Operation / A. Kolosvetov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — Nov. — Vol. 18, no. 5. — P. 054038.
88. Design of a spin-wave majority gate employing mode selection / S. Klingler [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Oct. — Vol. 105, no. 15.

89. Two Cascaded Spin Wave Majority Gates Operation Under Continuous and Pulse Modes / A. N. Mahmoud [et al.] // IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. — 2024. — Apr. — Vol. 71, no. 4. — P. 1919—1923.
90. Гуляев, Ю. В. Магنونные кристаллы — спиновые волны в периодических структурах / Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов // Доклады Академии наук. — 2001. — Т. 380, № 4. — С. 469.
91. Nikitov, S. Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals / S. Nikitov, P. Tailhades, C. Tsai // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2001. — Nov. — Vol. 236, no. 3. — P. 320—330.
92. Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнонной запрещенной зоной — магنونные кристаллы / Ю. В. Гуляев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2003. — Т. 77, № 10. — С. 670—674.
93. Chumak, A. V. Magnon transistor for all-magnon data processing / A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands // Nature Communications. — 2014. — Aug. — Vol. 5, no. 1. — P. 4700.
94. A current-controlled, dynamic magnonic crystal / A. V. Chumak [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2009. — Oct. — Vol. 42, no. 20. — P. 205005.
95. Voltage-controlled nanoscale reconfigurable magnonic crystal / Q. Wang [et al.] // Physical Review B. — 2017. — Apr. — Vol. 95, no. 13. — P. 134433.
96. Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks / E. N. Beginin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Mar. — Vol. 112, no. 12. — P. 122404.
97. Multimode Propagation of Magnetostatic Waves in a Width-Modulated Yttrium-Iron-Garnet Waveguide / S. E. Sheshukova [et al.] // IEEE Magnetics Letters. — 2014. — Vol. 5. — P. 1—4.
98. Kryshstal, R. G. Surface acoustic wave in yttrium iron garnet as tunable magnonic crystals for sensors and signal processing applications / R. G. Kryshstal, A. V. Medved // Applied Physics Letters. — 2012. — May. — Vol. 100, no. 19.

99. *Chumak, A. V.* Magnonic crystals for data processing / A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2017. — June. — Vol. 50, no. 24. — P. 244001.
100. Collective spin modes in monodimensional magnonic crystals consisting of dipolarly coupled nanowires / G. Gubbiotti [et al.] // Applied Physics Letters. — 2007. — Feb. — Vol. 90, no. 9.
101. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal / Z. K. Wang [et al.] // Applied Physics Letters. — 2009. — Feb. — Vol. 94, no. 8.
102. Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal-dielectric-metal / E. N. Beginin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2012. — June. — Vol. 100, no. 25.
103. Standing spin waves in magnonic crystals / M. Mruczkiewicz [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2013. — Mar. — Vol. 113, no. 9.
104. Поверхностные спиновые волны в одномерных магнонных кристаллах с двумя пространственными периодами / С. Л. Высоцкий [и др.] // Письма в ЖТФ. — 2015. — Т. 41, № 22. — С. 66—73.
105. Устинова, И. А. Динамический магнонный кристалл на основе феррит-сегнеэлектрической слоистой структуры / И. А. Устинова, А. А. Никитин, А. Б. Устинов // ЖТФ. — 2016. — Т. 86, № 3. — С. 155—158.
106. Спиновые волны в одномерных магнонных кристаллах с двумя пространственными периодами / Ю. В. Никулин [и др.] // Журнал радиоэлектроники. — 2023. — № 11.
107. *Высоцкий, С. Л.* Магнитостатические спиновые волны в двумерных периодических структурах — магнитофотонных кристаллах / С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов, Ю. А. Филимонов // ЖЭТФ. — 2005. — Т. 128, № 3. — С. 636.
108. Anisotropic dynamical coupling for propagating collective modes in a two-dimensional magnonic crystal consisting of interacting squared nanodots / S. Tacchi [et al.] // Physical Review B. — 2010. — July. — Vol. 82, no. 2. — P. 024401.

109. Band Diagram of Spin Waves in a Two-Dimensional Magnonic Crystal / S. Tacchi [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2011. — Sept. — Vol. 107, no. 12. — P. 127204.
110. Collective spin-wave excitations in a two-dimensional array of coupled magnetic nanodots / R. Verba [et al.] // *Physical Review B*. — 2012. — Jan. — Vol. 85, no. 1. — P. 014427.
111. Interaction of Microwave Photons with Nanostructured Magnetic Metasurfaces / I. Lisenkov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2016. — June. — Vol. 5, no. 6. — P. 064005.
112. Пространственно-частотная селекция магнитостатических волн в двумерной магнотно-кристаллической решетке / С. А. Одинцов [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. — 2016. — Т. 104, № 8. — С. 563—567.
113. Brillouin light scattering studies of 2D magnonic crystals / S. Tacchi [et al.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2017. — Feb. — Vol. 29, no. 7. — P. 073001.
114. Поверхностные магнитостатические волны в пленках железо-иттриевого граната с поверхностной субволновой метаструктурой из пленки пермаллоя / С. Л. Высоцкий [и др.] // *Физика твердого тела*. — 2020. — Т. 62, № 9. — С. 1494—1498.
115. Spin wave propagation in YIG waveguides with magnetic microvolcanoes: Experiment and simulation / A. B. Khutieva [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2025. — Feb. — Vol. 126, no. 6.
116. *Krawczyk, M.* Plane-wave theory of three-dimensional magnonic crystals / M. Krawczyk, H. Puzkarski // *Physical Review B*. — 2008. — Feb. — Vol. 77, no. 5. — P. 054437.
117. Large magnonic band gaps and spectra evolution in three-dimensional magnonic crystals based on magnetoferritin nanoparticles / S. Mamica [et al.] // *Physical Review B*. — 2012. — Oct. — Vol. 86, no. 14. — P. 144402.
118. Investigation of spin wave damping in three-dimensional magnonic crystals using the plane wave method / J. R. Vivas [et al.] // *Physical Review B*. — 2012. — Oct. — Vol. 86, no. 14. — P. 144417.

119. *Mamica, S.* Tailoring of the partial magnonic gap in three-dimensional magnetoferitin-based magnonic crystals / S. Mamica // Journal of Applied Physics. — 2013. — July. — Vol. 114, no. 4.
120. Spin wave propagation in three-dimensional magnonic crystals and coupled structures / P. Popov [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2019. — Apr. — Vol. 476. — P. 423—427.
121. Collective and localized modes in 3D magnonic crystals / E. Beginin [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2019. — Dec. — Vol. 492. — P. 165647.
122. Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film / A. Sadovnikov [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2022. — Feb. — Vol. 544. — P. 168670.
123. Dissipative soliton generation in an active ring resonator based on magnonic quasicrystal with Fibonacci type structure / S. V. Grishin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2013. — July. — Vol. 103, no. 2. — P. 022408.
124. Reprogrammability and Scalability of Magnonic Fibonacci Quasicrystals / F. Lisiecki [et al.] // Physical Review Applied. — 2019. — May. — Vol. 11, no. 5. — P. 054003.
125. Magnons in a Quasicrystal: Propagation, Extinction, and Localization of Spin Waves in Fibonacci Structures / F. Lisiecki [et al.] // Physical Review Applied. — 2019. — May. — Vol. 11, no. 5. — P. 054061.
126. Direct observation of multiband transport in magnonic Penrose quasicrystals via broadband and phase-resolved spectroscopy / S. Watanabe [et al.] // Science Advances. — 2021. — Aug. — Vol. 7, no. 35. — eabg3771.
127. Magnonic crystal based forced dominant wavenumber selection in a spin-wave active ring / A. D. Karenowska [et al.] // Applied Physics Letters. — 2010. — Feb. — Vol. 96, no. 8.
128. Magnonic crystal as a delay line for low-noise auto-oscillators / E. Bankowski [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Sept. — Vol. 107, no. 12.
129. All-linear time reversal by a dynamic artificial crystal / A. V. Chumak [et al.] // Nature Communications. — 2010. — Dec. — Vol. 1, no. 1. — P. 141.

130. Oscillatory Energy Exchange between Waves Coupled by a Dynamic Artificial Crystal / A. D. Karenowska [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2012. — Jan. — Vol. 108, no. 1. — P. 015505.
131. Storage-Recovery Phenomenon in Magnonic Crystal / A. V. Chumak [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2012. — June. — Vol. 108, no. 25. — P. 257207.
132. *Ustinov, A. B.* Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing / A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, B. A. Kalinikos // *Applied Physics Letters*. — 2010. — Apr. — Vol. 96, no. 14.
133. *Khitun, A.* Multi-frequency magnonic logic circuits for parallel data processing / A. Khitun // *Journal of Applied Physics*. — 2012. — Mar. — Vol. 111, no. 5.
134. A spin-wave logic gate based on a width-modulated dynamic magnonic crystal / A. A. Nikitin [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Mar. — Vol. 106, no. 10.
135. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Apr. — Vol. 108, no. 17.
136. Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2016. — July. — Vol. 109, no. 4.
137. Tunable Bandgaps in Layered Structure Magnonic Crystal–Ferroelectric / M. A. Morozova [et al.] // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2015. — Nov. — Vol. 51, no. 11. — P. 1—4.
138. All-Dielectric Nanophotonics Enables Tunable Excitation of the Exchange Spin Waves / A. I. Chernov [et al.] // *Nano Letters*. — 2020. — July. — Vol. 20, no. 7. — P. 5259—5266.
139. Spectrally Selective Detection of Short Spin Waves in Magnetoplasmonic Nanostructures via the Magneto-Optical Intensity Effect / O. V. Borovkova [et al.] // *Nanomaterials*. — 2022. — Jan. — Vol. 12, no. 3. — P. 405.
140. All-dielectric magneto-photonic metasurfaces / D. O. Ignatyeva [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2022. — Sept. — Vol. 132, no. 10.

141. *Csaba, G.* Spin-wave based realization of optical computing primitives / G. Csaba, A. Papp, W. Porod // Journal of Applied Physics. — 2014. — May. — Vol. 115, no. 17. — P. 15—18.
142. A Luneburg lens for spin waves / N. J. Whitehead [et al.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Nov. — Vol. 113, no. 21. — P. 212404.
143. Optical elements for anisotropic spin-wave propagation / M. Vogel [et al.] // Applied Physics Letters. — 2020. — June. — Vol. 116, no. 26.
144. Reconfigurable heat-induced spin wave lenses / O. Dzyapko [et al.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Dec. — Vol. 109, no. 23.
145. Optically Inspired Nanomagnonics with Nonreciprocal Spin Waves in Synthetic Antiferromagnets / E. Albisetti [et al.] // Advanced Materials. — 2020. — Mar. — Vol. 32, no. 9.
146. Spin Waves Focused Beams in YIG Films / G. Dudko [et al.] // 2020 International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE). — IEEE, 09/2020. — P. 223—226.
147. Spin Waves Interference under Excitation by Focusing Transducers: Logic and Signal Processing / M. Madami [et al.] // Semiconductors. — 2020. — Dec. — Vol. 54, no. 12. — P. 1716—1720.
148. Nanoscale spectrum analyzer based on spin-wave interference / Á. Papp [et al.] // Scientific Reports. — 2017. — Aug. — Vol. 7, no. 1. — P. 9245.
149. Single antidot as a passive way to create caustic spin-wave beams in yttrium iron garnet films / R. Gieniusz [et al.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Mar. — Vol. 102, no. 10. — P. 102409.
150. Generation of propagating spin waves from regions of increased dynamic demagnetising field near magnetic antidots / C. S. Davies [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Oct. — Vol. 107, no. 16.
151. *Kim, J.-V.* Spin Wave Power Flow and Caustics in Ultrathin Ferromagnets with the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction / J.-V. Kim, R. L. Stamps, R. E. Camley // Physical Review Letters. — 2016. — Nov. — Vol. 117, no. 19. — P. 197204.

152. Femtosecond Laser Pulse Driven Caustic Spin Wave Beams / S. Muralidhar [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — Jan. — Vol. 126, no. 3. — P. 037204.
153. Spin-wave self-imaging: Experimental and numerical demonstration of caustic and Talbot-like diffraction patterns / U. Makartsou [et al.] // Applied Physics Letters. — 2024. — May. — Vol. 124, no. 19.
154. Spin-wave diffraction, caustic beam emission, and Talbot carpets in a yttrium iron garnet film with magnonic Fabry-Perot resonator gratings / Y. Wang [et al.] // Physical Review Applied. — 2024. — July. — Vol. 22, no. 1. — P. 014038.
155. A switchable spin-wave signal splitter for magnonic networks / F. Heussner [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Sept. — Vol. 111, no. 12.
156. Frequency-Division Multiplexing in Magnonic Logic Networks Based on Caustic-Like Spin-Wave Beams / F. Heussner [et al.] // physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters. — 2018. — Dec. — Vol. 12, no. 12. — P. 1–6.
157. Experimental Realization of a Passive Gigahertz Frequency-Division Demultiplexer for Magnonic Logic Networks / F. Heussner [et al.] // physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters. — 2020. — Apr. — Vol. 14, no. 4. — P. 1–6.
158. Magnonic notch filter based on spin wave caustic beams / M. S. Swyt [et al.] // Applied Physics Letters. — 2024. — Mar. — Vol. 124, no. 11. — P. 1–7.
159. *Vashkovskii, A. V.* Formation, reflection, and refraction of magnetostatic wave beams / A. V. Vashkovskii, A. V. Stal'makhov, D. G. Shakhnazaryan // Soviet Physics Journal. — 1988. — Nov. — Vol. 31, no. 11. — P. 908–915.
160. Real-time observation of Snell's law for spin waves in thin ferromagnetic films / K. Tanabe [et al.] // Applied Physics Express. — 2014. — May. — Vol. 7, no. 5. — P. 053001.
161. Snell's Law for Spin Waves / J. Stigloher [et al.] // Physical Review Letters. — 2016. — July. — Vol. 117, no. 3. — P. 037204.
162. Magnetic Snell's law and spin-wave fiber with Dzyaloshinskii-Moriya interaction / W. Yu [et al.] // Physical Review B. — 2016. — Oct. — Vol. 94, no. 14. — P. 140410.

163. Snell's law for spin waves at a 90° magnetic domain wall / T. Hioki [et al.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Mar. — Vol. 116, no. 11.
164. *Hioki, T.* Bi-reflection of spin waves / T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh // Communications Physics. — 2020. — Oct. — Vol. 3, no. 1. — P. 188.
165. *Davies, C. S.* Graded-index magnonics / C. S. Davies, V. V. Kruglyak // Low Temperature Physics. — 2015. — Oct. — Vol. 41, no. 10. — P. 760—766.
166. *Schlömann, E.* Generation of Spin Waves in Nonuniform Magnetic Fields. I. Conversion of Electromagnetic Power into Spin-Wave Power and Vice Versa / E. Schlömann // Journal of Applied Physics. — 1964. — Jan. — Vol. 35, no. 1. — P. 159—166.
167. *Morgenthaler, F.* Magnetostatic spin wave focusing and defocusing in cylindrically symmetric non-laplacian magnetic fields / F. Morgenthaler // IEEE Transactions on Magnetics. — 1972. — Sept. — Vol. 8, no. 3. — P. 550—551.
168. *Morgenthaler, F.* Magnetostatic waves bound to a DC field gradient / F. Morgenthaler // IEEE Transactions on Magnetics. — 1977. — Sept. — Vol. 13, no. 5. — P. 1252—1254.
169. *Stancil, D. D.* Guiding magnetostatic surface waves with nonuniform in-plane fields / D. D. Stancil, F. R. Morgenthaler // Journal of Applied Physics. — 1983. — Mar. — Vol. 54, no. 3. — P. 1613—1618.
170. *Davies, C. S.* Mapping the magnonic landscape in patterned magnetic structures / C. S. Davies, V. D. Poimanov, V. V. Kruglyak // Physical Review B. — 2017. — Sept. — Vol. 96, no. 9. — P. 094430.
171. Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements / J. Jorzick [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — Jan. — Vol. 88, no. 4. — P. 047204.
172. *Fripp, K. G.* Spin-wave wells revisited: From wavelength conversion and Möbius modes to magnon valleytronics / K. G. Fripp, V. V. Kruglyak // Physical Review B. — 2021. — May. — Vol. 103, no. 18. — P. 184403.
173. Design and construction of a spin-wave lens / J.-N. Toedt [et al.] // Scientific Reports. — 2016. — Sept. — Vol. 6, no. 1. — P. 33169.

174. Magnetically tunable Maxwell fisheye lens for spin waves focusing / H. Dai [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2022. — Mar. — Vol. 545. — P. 168743.
175. Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks / C. S. Davies [et al.] // Physical Review B. — 2015. — July. — Vol. 92, no. 2. — P. 020408.
176. *Gruszecki, P.* Spin-wave beam propagation in ferromagnetic thin films with graded refractive index: Mirage effect and prospective applications / P. Gruszecki, M. Krawczyk // Physical Review B. — 2018. — Mar. — Vol. 97, no. 9. — P. 094424.
177. Influence of magnetic surface anisotropy on spin wave reflection from the edge of ferromagnetic film / P. Gruszecki [et al.] // Physical Review B. — 2015. — Aug. — Vol. 92, no. 5. — P. 054427.
178. Unidirectional Propagation of Spin Waves Excited by Femtosecond Laser Pulses in a Planar Waveguide / P. Gerevenkov [et al.] // Physical Review Applied. — 2023. — Feb. — Vol. 19, no. 2. — P. 024062.
179. Frequency nonreciprocity of surface spin wave in permalloy thin films / O. Gladii [et al.] // Physical Review B. — 2016. — Feb. — Vol. 93, no. 5. — P. 054430.
180. Direct Observation of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in a Pt/Co/Ni Film / K. Di [et al.] // Physical Review Letters. — 2015. — Jan. — Vol. 114, no. 4. — P. 047201.
181. Reconfigurable Spin-Wave Nonreciprocity Induced by Dipolar Interaction in a Coupled Ferromagnetic Bilayer / R. Gallardo [et al.] // Physical Review Applied. — 2019. — Sept. — Vol. 12, no. 3. — P. 034012.
182. Nonreciprocal collective magnetostatic wave modes in geometrically asymmetric bilayer structure with nonmagnetic spacer / P. I. Gerevenkov [et al.] // Nanoscale. — 2023. — Mar. — Vol. 15, no. 14. — P. 6785—6792.
183. Nonreciprocity of spin waves in metallized magnonic crystal / M. Mruczkiewicz [et al.] // New Journal of Physics. — 2013. — Nov. — Vol. 15, no. 11. — P. 113023.

184. Nonreciprocal spin-wave beam transport in a metallized T-shaped magnonic junction / A. Martyshkin [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2024. — July. — Vol. 22, no. 1. — P. 014037.
185. Nonreciprocal magnonic directional coupler based on metal-coated YIG adjacent stripes / S. A. Odintsov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2024. — Mar. — Vol. 124, no. 11.
186. Non-volatile Clocked Spin Wave Interconnect for Beyond-CMOS Nanomagnet Pipelines / S. Dutta [et al.] // *Scientific Reports*. — 2015. — May. — Vol. 5, no. 1. — P. 9861.
187. *Grundler, D.* Reconfigurable magnonics heats up / D. Grundler // *Nature Physics*. — 2015. — June. — Vol. 11, no. 6. — P. 438—441.
188. *Haldar, A.* Functional magnetic waveguides for magnonics / A. Haldar, A. O. Adeyeye // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Aug. — Vol. 119, no. 6.
189. *Baumgaertl, K.* Reversal of nanomagnets by propagating magnons in ferromagnetic yttrium iron garnet enabling nonvolatile magnon memory / K. Baumgaertl, D. Grundler // *Nature Communications*. — 2023. — Mar. — Vol. 14, no. 1. — P. 1490.
190. Reconfigurable Spin-Wave Interferometer at the Nanoscale / J. Chen [et al.] // *Nano Letters*. — 2021. — July. — Vol. 21, no. 14. — P. 6237—6244.
191. *Haldar, A.* A reconfigurable waveguide for energy-efficient transmission and local manipulation of information in a nanomagnetic device / A. Haldar, D. Kumar, A. O. Adeyeye // *Nature Nanotechnology*. — 2016. — May. — Vol. 11, no. 5. — P. 437—443.
192. Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels / K. Wagner [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2016. — May. — Vol. 11, no. 5. — P. 432—436.
193. *Rana, B.* Voltage-Controlled Reconfigurable Spin-Wave Nanochannels and Logic Devices / B. Rana, Y. Otani // *Physical Review Applied*. — 2018. — Jan. — Vol. 9, no. 1. — P. 014033.
194. Reconfigurable Spin-Wave Coupler Based on Domain-Wall Channels / M. Zhao [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — June. — Vol. 17, no. 6. — P. 064013.

195. Optically reconfigurable magnetic materials / M. Vogel [et al.] // Nature Physics. — 2015. — June. — Vol. 11, no. 6. — P. 487—491.
196. Frequency-selective spin-wave propagation in magnonic waveguide with a local laser-heated region / V. A. Gubanov [et al.] // Physical Review B. — 2023. — Jan. — Vol. 107, no. 2. — P. 024427.
197. Voltage-Controlled Reconfigurable Magnonic Crystal at the Sub-micrometer Scale / H. Merbouche [et al.] // ACS Nano. — 2021. — June. — Vol. 15, no. 6. — P. 9775—9781.
198. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses / A. V. Kimel [et al.] // Nature. — 2005. — June. — Vol. 435, no. 7042. — P. 655—657.
199. *Калашникова, А. М.* Сверхбыстрый оптомагнетизм / А. М. Калашникова, А. В. Кимель, Р. В. Писарев // Усп. физ. наук. — 2015. — Т. 185, № 10. — С. 1064—1076.
200. All-Optical Probe of Coherent Spin Waves / M. van Kampen [et al.] // Physical Review Letters. — 2002. — May. — Vol. 88, no. 22. — P. 227201.
201. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light / T. Satoh [et al.] // Nature Photonics. — 2012. — Oct. — Vol. 6, no. 10. — P. 662—666.
202. Phase-controllable spin wave generation in iron garnet by linearly polarized light pulses / I. Yoshimine [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2014. — July. — Vol. 116, no. 4. — P. 043907.
203. Direct Excitation of Propagating Spin Waves by Focused Ultrashort Optical Pulses / Y. Au [et al.] // Physical Review Letters. — 2013. — Feb. — Vol. 110, no. 9. — P. 097201.
204. *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. — June. — Vol. 8, no. 6. — P. 063009.
205. 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.] // Physical Review B. — 2016. — July. — Vol. 94, no. 2. — P. 020401.

206. 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. — Feb. — Vol. 7, no. 1. — P. 42513.
207. Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Gallenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change / N. Khokhlov [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2019. — Oct. — Vol. 12, no. 4. — P. 044044.
208. Optical excitation of spin waves in epitaxial iron garnet films: MSSW vs BVMSW / A. I. Chernov [et al.] // *Optics Letters*. — 2017. — Jan. — Vol. 42, no. 2. — P. 279.
209. *Khokhlov, N.* Spatial asymmetry of optically excited spin waves in anisotropic ferromagnetic film / N. Khokhlov, I. Filatov, A. Kalashnikova // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2024. — Jan. — Vol. 589, November 2023. — P. 171514.
210. Micro-Focused Pulse Laser-Induced Propagating Spin Waves in Permalloy Films With Different Thicknesses / A. Kamimaki [et al.] // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2017. — Nov. — Vol. 53, no. 11. — P. 1—4.
211. Reciprocal excitation of propagating spin waves by a laser pulse and their reciprocal mapping in magnetic metal films / A. Kamimaki [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — July. — Vol. 96, no. 1. — P. 014438.
212. Spin wavepackets in the Kagome ferromagnet Fe_3Sn_2 : Propagation and precursors / C. Lee [et al.] // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2023. — May. — Vol. 120, no. 21. — P. 1—8.
213. Dipolar spin wave packet transport in a van der Waals antiferromagnet / Y. Sun [et al.] // *Nature Physics*. — 2024. — May. — Vol. 20, no. 5. — P. 794—800.
214. Ultrafast time-resolved magneto-optical imaging of all-optical switching in GdFeCo with femtosecond time-resolution and a μm spatial-resolution / Y. Hashimoto [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. — 2014. — June. — Vol. 85, no. 6.
215. All-optical observation and reconstruction of spin wave dispersion / Y. Hashimoto [et al.] // *Nature Communications*. — 2017. — June. — Vol. 8, no. 1. — P. 15859.

216. Frequency and wavenumber selective excitation of spin waves through coherent energy transfer from elastic waves / Y. Hashimoto [et al.] // *Physical Review B*. — 2018. — Apr. — Vol. 97, no. 14. — P. 140404.
217. *Hashimoto, Y.* Phase-resolved spin-wave tomography / Y. Hashimoto, T. H. Johansen, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. — 2018. — Feb. — Vol. 112, no. 7.
218. *Hashimoto, Y.* 180°-phase shift of magnetoelastic waves observed by phase-resolved spin-wave tomography / Y. Hashimoto, T. H. Johansen, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. — 2018. — June. — Vol. 112, no. 23. — P. 232403.
219. Time-Resolved Imaging of Magnetoelastic Waves by the Cotton-Mouton Effect / T. Hioki [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2019. — June. — Vol. 11, no. 6. — P. 061007.
220. Magnon Accumulation by Clocked Laser Excitation as Source of Long-Range Spin Waves in Transparent Magnetic Films / M. Jäckl [et al.] // *Physical Review X*. — 2017. — Apr. — Vol. 7, no. 2. — P. 021009.
221. 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. — July. — Vol. 7, no. 1. — P. 5668.
222. Tuning the directionality of spin waves generated by femtosecond laser pulses in a garnet film by optically driven ferromagnetic resonance / A. E. Khramova [et al.] // *Physical Review B*. — 2023. — Feb. — Vol. 107, no. 6. — P. 064415.
223. Unidirectional control of optically induced spin waves / I. Yoshimine [et al.] // *EPL (Europhysics Letters)*. — 2017. — Mar. — Vol. 117, no. 6. — P. 67001.
224. Observation of evanescent spin waves in the magnetic dipole regime / K. Matsumoto [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — May. — Vol. 101, no. 18. — P. 184407.
225. 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. — May. — Vol. 12, no. 1. — P. 7369.
226. The 2019 surface acoustic waves roadmap / P. Delsing [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2019. — Aug. — Vol. 52, no. 35. — P. 353001.

227. Magnon-phonon interactions in magnon spintronics (Review article) / D. A. Bozhko [et al.] // *Low Temperature Physics*. — 2020. — Apr. — Vol. 46, no. 4. — P. 383—399.
228. Advances in coherent coupling between magnons and acoustic phonons / Y. Li [et al.] // *APL Materials*. — 2021. — June. — Vol. 9, no. 6.
229. Spin wave generation by surface acoustic waves / X. Li [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2017. — July. — Vol. 122, no. 4.
230. Electric-field-induced spin wave generation using multiferroic magnetoelectric cells / S. Cherepov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Feb. — Vol. 104, no. 8. — P. 082403.
231. Manipulation of the Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Co/Pt Multilayers with Strain / N. Gusev [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2020. — Apr. — Vol. 124, no. 15. — P. 157202.
232. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. Sadovnikov [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2018. — June. — Vol. 120, no. 25. — P. 257203.
233. Magnon Straintronics to Control Spin-Wave Computation: Strain Reconfigurable Magnonic-Crystal Directional Coupler / A. V. Sadovnikov [et al.] // *IEEE Magnetics Letters*. — 2019. — Vol. 10. — P. 1—5.
234. Fully resonant magneto-elastic spin-wave excitation by surface acoustic waves under conservation of energy and linear momentum / M. Geilen [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2022. — June. — Vol. 120, no. 24.
235. Coherent surface acoustic wave–spin wave interactions detected by micro-focused Brillouin light scattering spectroscopy / Y. Kunz [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2024. — Apr. — Vol. 124, no. 15.
236. Interaction between surface acoustic waves and spin waves in a ferromagnetic thin film / K. Yamamoto [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2022. — Mar. — Vol. 545. — P. 168672.
237. Parametric Excitation and Instabilities of Spin Waves Driven by Surface Acoustic Waves / M. Geilen [et al.] // *Advanced Physics Research*. — 2025. — Jan. — Vol. 4, no. 1.

238. *Hioki, T.* Coherent oscillation between phonons and magnons / T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh // *Communications Physics*. — 2022. — May. — Vol. 5, no. 1. — P. 115.
239. Wavevector-dependent magnon accumulation in parametrically populated magnon–phonon spectrum / P. Frey [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2022. — Mar. — Vol. 545, August 2021. — P. 168628.
240. Bottleneck Accumulation of Hybrid Magnetoelastic Bosons / D. A. Bozhko [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2017. — June. — Vol. 118, no. 23. — P. 237201.
241. Interaction Between Thermal Magnons and Phonons in a CoFeB/Au Multilayer / N. K. P. Babu [et al.] // *IEEE Magnetics Letters*. — 2019. — Vol. 10. — P. 1—5.
242. Investigation of phonons and magnons in [Ni₈₀Fe₂₀/Au/Co/Au]₁₀ multilayers / M. Zdunek [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2020. — Apr. — Vol. 500. — P. 166428.
243. The Interaction between Surface Acoustic Waves and Spin Waves: The Role of Anisotropy and Spatial Profiles of the Modes / N. K. P. Babu [et al.] // *Nano Letters*. — 2021. — Jan. — Vol. 21, no. 2. — P. 946—951.
244. The studies on phonons and magnons in [CoFeB/Au] multilayers of different number of repetitions / A. Trzaskowska [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2022. — May. — Vol. 549. — P. 169049.
245. Magnons parametric pumping in bulk acoustic waves resonator / S. G. Alekseev [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Aug. — Vol. 117, no. 7. — P. 20—25.
246. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики (обзор) / В. С. Власов [и др.] // *Акустический журнал*. — 2022. — Т. 68, № 1. — С. 22—56.
247. On-chip phonon-magnon reservoir for neuromorphic computing / D. D. Yaremkevich [et al.] // *Nature Communications*. — 2023. — Dec. — Vol. 14, no. 1. — P. 8296.
248. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders / Q. Wang [et al.] // *Nature Electronics*. — 2020. — Oct. — Vol. 3, no. 12. — P. 765—774.

249. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Physical Review B*. — 2017. — Oct. — Vol. 96, no. 14.
250. Giant nonlinear self-phase modulation of large-amplitude spin waves in microscopic YIG waveguides / H. Merbouche [et al.] // *Scientific Reports*. — 2022. — May. — Vol. 12, no. 1. — P. 7246.
251. Spin-wave frequency combs / T. Hula [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2022. — Sept. — Vol. 121, no. 11.
252. Inelastic Spin-Wave Beam Scattering by Edge-Localized Spin Waves in a Ferromagnetic Thin Film / P. Gruszecki [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — Apr. — Vol. 17, no. 4. — P. 044038.
253. *Khitun, A.* Magnonic holographic devices for special type data processing / A. Khitun // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Apr. — Vol. 113, no. 16.
254. Magnonic Holographic Memory / F. Gertz [et al.] // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2015. — Apr. — Vol. 51, no. 4. — P. 1—5.
255. Pattern recognition with magnonic holographic memory device / A. Kozhevnikov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Apr. — Vol. 106, no. 14.
256. *Khitun, A.* Parallel database search and prime factorization with magnonic holographic memory devices / A. Khitun // *Journal of Applied Physics*. — 2015. — Dec. — Vol. 118, no. 24. — P. 243905.
257. Magnonic active ring co-processor / M. Balynsky [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2023. — Jan. — Vol. 133, no. 2. — P. 023904.
258. Prime factorization using magnonic holographic devices / Y. Khivintsev [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2016. — Sept. — Vol. 120, no. 12. — P. 123901.
259. A spinwave Ising machine / A. Litvinenko [et al.] // *Communications Physics*. — 2023. — Aug. — Vol. 6, no. 1. — P. 227.
260. Global biasing using a hardware-based artificial Zeeman term in spinwave Ising machines / V. H. González [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2024. — Feb. — Vol. 124, no. 9.

261. Physics for neuromorphic computing / D. Marković [et al.] // Nature Reviews Physics. — 2020. — July. — Vol. 2, no. 9. — P. 499—510.
262. *Papp, Á.* Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference / Á. Papp, W. Porod, G. Csaba // Nature Communications. — 2021. — Nov. — Vol. 12, no. 1. — P. 6422.
263. A nonlinear magnonic nano-ring resonator / Q. Wang [et al.] // npj Computational Materials. — 2020. — Dec. — Vol. 6, no. 1. — P. 192.
264. *Ustinov, A. B.* Power-dependent switching of microwave signals in a ferrite-film nonlinear directional coupler / A. B. Ustinov, B. A. Kalinikos // Applied Physics Letters. — 2006. — Oct. — Vol. 89, no. 17.
265. All-optical spiking neurosynaptic networks with self-learning capabilities / J. Feldmann [et al.] // Nature. — 2019. — May. — Vol. 569, no. 7755. — P. 208—214.
266. *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. — Jan. — Vol. 129, no. 4.
267. Implementing a Magnonic Reservoir Computer Model Based on Time-Delay Multiplexing / S. Watt [et al.] // Physical Review Applied. — 2021. — June. — Vol. 15, no. 6. — P. 064060.
268. *Brächer, T.* Parallel pumping for magnon spintronics: Amplification and manipulation of magnon spin currents on the micron-scale / T. Brächer, P. Pirro, B. Hillebrands // Physics Reports. — 2017. — June. — Vol. 699. — P. 1—34.
269. *Yu, H.* Magnetic texture based magnonics / H. Yu, J. Xiao, H. Schultheiss // Physics Reports. — 2021. — Apr. — Vol. 905. — P. 1—59.
270. Electric-field-driven magnetic domain wall as a microscale magneto-optical shutter / N. E. Khokhlov [et al.] // Scientific Reports. — 2017. — Mar. — Vol. 7, no. 1. — P. 264.
271. Mutual control of coherent spin waves and magnetic domain walls in a magnonic device / J. Han [et al.] // Science. — 2019. — Nov. — Vol. 366, no. 6469. — P. 1121—1125.

272. Coherent magnon-induced domain-wall motion in a magnetic insulator channel / Y. Fan [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2023. — Sept. — Vol. 18, no. 9. — P. 1000—1004.
273. *Wang, Q.* Inverse-design magnonic devices / Q. Wang, A. V. Chumak, P. Pirro // *Nature Communications*. — 2021. — May. — Vol. 12, no. 1. — P. 2636.
274. *Papp, A.* Characterization of nonlinear spin-wave interference by reservoir-computing metrics / A. Papp, G. Csaba, W. Porod // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Sept. — Vol. 119, no. 11.
275. A universal inverse-design magnonic device / N. Zenbaa [et al.] // *Nature Electronics*. — 2025. — Jan. — Vol. 8, no. 2. — P. 106—115.
276. Pattern recognition in reciprocal space with a magnon-scattering reservoir / L. Körber [et al.] // *Nature Communications*. — 2023. — July. — Vol. 14, no. 1. — P. 3954.
277. *Nakane, R.* Reservoir Computing With Spin Waves Excited in a Garnet Film / R. Nakane, G. Tanaka, A. Hirose // *IEEE Access*. — 2018. — Vol. 6. — P. 4462—4469.
278. Reconfigurable training and reservoir computing in an artificial spin-vortex ice via spin-wave fingerprinting / J. C. Gartside [et al.] // *Nature Nanotechnology*. — 2022. — May. — Vol. 17, no. 5. — P. 460—469.
279. Continuous evolution of the in-plane magnetic anisotropies with thickness in epitaxial Fe films / M. Gester [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 1996. — July. — Vol. 80, no. 1. — P. 347—355.
280. *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. — Mar. — Vol. 54, no. 2. — P. 137—219.
281. Magnetostrictive thin films for microwave spintronics / D. E. Parkes [et al.] // *Scientific Reports*. — 2013. — July. — Vol. 3, no. 1. — P. 2220.
282. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited through ultrafast laser-induced heating / I. A. Filatov [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Dec. — Vol. 1697, no. 1. — P. 012193.

283. *Damon, R.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab / R. Damon, J. Eshbach // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — May. — Vol. 19, no. 3/4. — P. 308—320.
284. Effect of magnetic anisotropy relaxation on laser-induced magnetization precession in thin galferol films / P. I. Gerevenkov [et al.] // Physical Review Materials. — 2021. — Sept. — Vol. 5, no. 9. — P. 094407.
285. The dipole-exchange spin wave spectrum for anisotropic ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B. A. Kalinikos [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 1990. — Dec. — Vol. 2, no. 49. — P. 9861—9877.
286. Hot spin-wave resonators and scatterers / O. Kolokoltsev [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2012. — July. — Vol. 112, no. 1. — P. 013902.
287. A scenario for magnonic spin-wave traps / F. Busse [et al.] // Scientific Reports. — 2015. — Aug. — Vol. 5, no. 1. — P. 12824. — sdfsd fsdfsdfa.
288. Spin-wave propagation in cubic anisotropic materials / K. Sekiguchi [et al.] // NPG Asia Materials. — 2017. — June. — Vol. 9, no. 6. — e392—e392.
289. *Ахманов, С. А.* Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов / С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин // Усп. физ. наук. — 1986. — Т. 149, № 7. — С. 449—509.
290. *Agrawal, G. P.* Nonlinear Fiber Optics / G. P. Agrawal. — 6th ed. — Academic Press, 2019.
291. *Dehoux, T.* Non-invasive optoacoustic probing of the density and stiffness of single biological cells / T. Dehoux, B. Audoin // Journal of Applied Physics. — 2012. — Dec. — Vol. 112, no. 12. — P. 124702.
292. Three-dimensional imaging of biological cells with picosecond ultrasonics / S. Danworaphong [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Apr. — Vol. 106, no. 16. — P. 163701.
293. *Zvezdin, A. K.* Contribution to the nonlinear theory of magnetostatic spin waves / A. K. Zvezdin, A. F. Popkov // ЖЭТФ. — 1983. — Vol. 57, no. 2. — P. 350.

294. *Zakeri, K.* Magnonic crystals: towards terahertz frequencies / K. Zakeri // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2020. — Aug. — Vol. 32, no. 36. — P. 363001.
295. Magnonic band structure in CoFeB/Ta/NiFe meander-shaped magnetic bilayers / G. Gubbiotti [et al.] // Applied Physics Letters. — 2021. — Apr. — Vol. 118, no. 16. — P. 162405.
296. Dispersionless Propagation of Ultrashort Spin-Wave Pulses in Ultrathin Yttrium Iron Garnet Waveguides / B. Divinskiy [et al.] // Physical Review Applied. — 2021. — Aug. — Vol. 16, no. 2. — P. 024028.
297. Efficient geometrical control of spin waves in microscopic YIG waveguides / S. R. Lake [et al.] // Applied Physics Letters. — 2021. — Nov. — Vol. 119, no. 18. — P. 182401.
298. Surface spin waves propagation in tapered magnetic stripe / D. V. Kalyabin [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2019. — Nov. — Vol. 126, no. 17. — P. 173907.
299. Phase sensitive Brillouin scattering measurements with a novel magneto-optic modulator / F. Fohr [et al.] // Review of Scientific Instruments. — 2009. — Apr. — Vol. 80, no. 4.
300. Spin-wave propagation in ultra-thin YIG based waveguides / M. Collet [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Feb. — Vol. 110, no. 9.
301. *Анненков, А. Ю.* Исследование распределения поверхностных магнито-статических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины / А. Ю. Анненков, С. В. Герус // Радиотехника и электроника. — 2012. — Т. 57, № 5. — С. 572—577.
302. *Annenkov, A. Y.* Superdirectional beam of surface spin wave / A. Y. Annenkov, S. V. Gerus, E. H. Lock // EPL (Europhysics Letters). — 2018. — Sept. — Vol. 123, no. 4. — P. 44003.
303. *Kolosvetov, A.* Nor and Majority Optomagnonic Logic Gates / A. Kolosvetov, A. Chernov // IEEE Transactions on Magnetism. — 2023. — Nov. — Vol. 59, no. 11. — P. 1—5.
304. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film / L. A. Shelukhin [et al.] // Physical Review B. — 2018. — Jan. — Vol. 97, no. 1. — P. 014422.

305. *Kainuma, R.* Fast acquisition of spin-wave dispersion by compressed sensing / R. Kainuma, K. Matsumoto, T. Satoh // *Applied Physics Express*. — 2021. — Vol. 14, no. 3. — P. 033004.
306. *Kirilyuk, A.* Ultrafast optical manipulation of magnetic order / A. Kirilyuk, A. V. Kimel, T. Rasing // *Reviews of Modern Physics*. — 2010. — Sept. — Vol. 82, no. 3. — P. 2731—2784.
307. Protected Long-Distance Guiding of Hypersound Underneath a Nanocorrugated Surface / D. D. Yaremkevich [et al.] // *ACS Nano*. — 2021. — Mar. — Vol. 15, no. 3. — P. 4802—4810.
308. Spatially inhomogeneous inverse Faraday effect provides tunable nonthermal excitation of exchange dominated spin waves / D. M. Krichevsky [et al.] // *Nanophotonics*. — 2024. — Feb. — Vol. 13, no. 3. — P. 299—306.
309. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium / A. Stupakiewicz [et al.] // *Nature*. — 2017. — Feb. — Vol. 542, no. 7639. — P. 71—74.
310. Dissecting spin-phonon equilibration in ferrimagnetic insulators by ultrafast lattice excitation / S. F. Maehrlein [et al.] // *Science Advances*. — 2018. — July. — Vol. 4, no. 7.
311. Anomalously Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet / C. S. Davies [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2019. — Jan. — Vol. 122, no. 2. — P. 027202.
312. Generation of spin waves via spin-phonon interaction in a buried dielectric thin film / M. Deb [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — Jan. — Vol. 103, no. 2. — P. 024411.
313. Optical properties of epitaxial iron garnet thin films / S. H. Wemple [et al.] // *Physical Review B*. — 1974. — Mar. — Vol. 9, no. 5. — P. 2134—2144.
314. Faraday rotation in iron garnet films beyond elemental substitutions / M. Levy [et al.] // *Optica*. — 2019. — May. — Vol. 6, no. 5. — P. 642.
315. Single-crystalline YIG flakes with uniaxial in-plane anisotropy and diverse crystallographic orientations / R. Hartmann [et al.] // *APL Materials*. — 2024. — Mar. — Vol. 12, no. 3.

316. *Kindermann, M.* Landau quantization in twisted bilayer graphene: The Dirac comb / M. Kindermann, E. J. Mele // Phys. Rev. B. — 2011. — Oct. — Vol. 84, no. 16. — P. 161406.
317. *Beg, M.* Ubermag: Toward More Effective Micromagnetic Workflows / M. Beg, M. Lang, H. Fangohr // IEEE Transactions on Magnetics. — 2022. — Feb. — Vol. 58, no. 2. — P. 1—5.
318. *Donahue, M.* OOMMF User's Guide, Version 1.0 / M. Donahue, D. G. Porter // NIST Interagency Report No. 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. — 1999. — URL: <http://math.nist.gov/oommf>.
319. Standing spin wave excitation in Bi:YIG films via temperature-induced anisotropy changes and magneto-elastic coupling / S. P. Zeuschner [et al.] // Physical Review B. — 2022. — Oct. — Vol. 106, no. 13. — P. 134401.
320. Definition of Magnetic Exchange Length / G. S. Abo [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2013. — Aug. — Vol. 49, no. 8. — P. 4937—4939.
321. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron / E. Carpene [et al.] // Physical Review B. — 2010. — Feb. — Vol. 81, no. 6. — P. 060415.
322. Giant peak of the Inverse Faraday effect in the band gap of magnetophotonic microcavity / M. A. Kozhaev [et al.] // Scientific Reports. — 2018. — July. — Vol. 8, no. 1. — P. 11435.
323. *Qin, H.* Nanometer-thick YIG-based magnonic crystals: Bandgap dependence on groove depth, lattice constant, and film thickness / H. Qin, S. van Dijken // Applied Physics Letters. — 2020. — May. — Vol. 116, no. 20.
324. Thermal conductance of thin film YIG determined using Bayesian statistics / C. Euler [et al.] // Physical Review B. — 2015. — Sept. — Vol. 92, no. 9. — P. 094406.
325. *Boona, S. R.* Magnon thermal mean free path in yttrium iron garnet / S. R. Boona, J. P. Heremans // Physical Review B. — 2014. — Aug. — Vol. 90, no. 6. — P. 064421.
326. Transient Grating Spectroscopy in Magnetic Thin Films: Simultaneous Detection of Elastic and Magnetic Dynamics / J. Janušonis [et al.] // Scientific Reports. — 2016. — July. — Vol. 6, no. 1. — P. 29143.

327. Driving Magnetization Dynamics in an On-Demand Magnonic Crystal via the Magnetoelastic Interactions / C. L. Chang [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2018. — Dec. — Vol. 10, no. 6. — P. 064051.
328. All-Optical Generation and Time-Resolved Polarimetry of Magnetoacoustic Resonances via Transient Grating Spectroscopy / P. Carrara [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — Oct. — Vol. 18, no. 4. — P. 044009.
329. Sustained coherent spin wave emission using frequency combs / S. Muralidhar [et al.] // *Physical Review B*. — 2020. — June. — Vol. 101, no. 22. — P. 224423.
330. *Azovtsev, A. V.* Electrically excited magnetoelastic waves and magnetoacoustic resonance in ferromagnetic films with voltage-controlled magnetic anisotropy / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Physical Review B*. — 2023. — Feb. — Vol. 107, no. 5. — P. 054418.
331. *Гинзбург, В. Л.* Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова—Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) / В. Л. Гинзбург // *Усп. физ. наук*. — 1996. — Т. 166, № 10. — С. 1033—1042.
332. *Čerenkov, P. A.* Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light / P. A. Čerenkov // *Physical Review*. — 1937. — Aug. — Vol. 52, no. 4. — P. 378—379.
333. *Черенков, П. А.* Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ -радиации / П. А. Черенков // *Усп. физ. наук*. — 1967. — Т. 93, № 10. — С. 385—388.
334. Integrated Cherenkov radiation emitter eliminating the electron velocity threshold / F. Liu [et al.] // *Nature Photonics*. — 2017. — May. — Vol. 11, no. 5. — P. 289—292.
335. *Datta, T.* Cherenkov magnon excitations by a sub-relativistic magnetic monopole / T. Datta // *Physics Letters A*. — 1984. — July. — Vol. 103, no. 5. — P. 243—246.
336. *Воробьев, П. В.* Cherenkov emission of magnons by a slow monopole / П. В. Воробьев, И. В. Колоколов // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1998. — Т. 67, № 11. — С. 866—868.

337. Efficient plasmonic emission by the quantum Čerenkov effect from hot carriers in graphene / I. Kaminer [et al.] // Nature Communications. — 2016. — June. — Vol. 7, no. 1. — ncomms11880.
338. Maps of in vivo oxygen pressure with submillimetre resolution and nanomolar sensitivity enabled by Cherenkov-excited luminescence scanned imaging / B. W. Pogue [et al.] // Nature Biomedical Engineering. — 2018. — Apr. — Vol. 2, no. 4. — P. 254—264.
339. Spin-Cherenkov effect and magnonic Mach cones / M. Yan [et al.] // Phys. Rev. B. — 2013. — Dec. — Vol. 88, no. 22. — P. 220412.
340. Moving Abrikosov vortex lattices generate sub-40-nm magnons / O. V. Dobrovolskiy [et al.] // Nature Nanotechnology. — 2025. — Oct.
341. Fast domain wall dynamics in magnetic nanotubes: Suppression of Walker breakdown and Cherenkov-like spin wave emission / M. Yan [et al.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Sept. — Vol. 99, no. 12.
342. *Hertel, R.* Ultrafast domain wall dynamics in magnetic nanotubes and nanowires / R. Hertel // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2016. — Dec. — Vol. 28, no. 48. — P. 483002.
343. Fundamentals and perspectives of ultrafast photoferroic recording / A. Kimel [et al.] // Physics Reports. — 2020. — Apr. — Vol. 852. — P. 1—46.
344. Fundamentals of picosecond laser ultrasonics / O. Matsuda [et al.] // Ultrasonics. — 2015. — Feb. — Vol. 56. — P. 3—20.
345. *Kitaeva, V. F.* The properties of crystals with garnet structure / V. F. Kitaeva, E. V. Zharikov, I. L. Chisty / physica status solidi (a). — 1985. — Dec. — Vol. 92, no. 2. — P. 475—488.
346. Coherent Magnetization Precession in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Induced by Picosecond Acoustic Pulses / A. V. Scherbakov [et al.] // Physical Review Letters. — 2010. — Sept. — Vol. 105, no. 11. — P. 117204.
347. Femtosecond Laser-Excitation-Driven High Frequency Standing Spin Waves in Nanoscale Dielectric Thin Films of Iron Garnets / M. Deb [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — July. — Vol. 123, no. 2. — P. 027202.

348. Ultrafast changes of magnetic anisotropy driven by laser-generated coherent and noncoherent phonons in metallic films / V. N. Kats [et al.] // *Physical Review B*. — 2016. — June. — Vol. 93, no. 21. — P. 214422.
349. *Wojtowicz, P. J.* High Temperature Susceptibility of Garnets: Exchange Interactions in YIG and LuIG / P. J. Wojtowicz // *Journal of Applied Physics*. — 1962. — Mar. — Vol. 33, no. 3. — P. 1257—1258.
350. Saturation Magnetostriction of Single-Crystal YIG / A. E. Clark [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 1963. — Apr. — Vol. 34, no. 4. — P. 1296—1297.
351. Coherent elastic excitation of spin waves / A. Kamra [et al.] // *Physical Review B*. — 2015. — Mar. — Vol. 91, no. 10. — P. 104409.
352. *Azovtsev, A. V.* Magnetization dynamics and spin pumping induced by standing elastic waves / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // *Physical Review B*. — 2016. — Nov. — Vol. 94, no. 18. — P. 184401.
353. *Ruello, P.* Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action / P. Ruello, V. E. Gusev // *Ultrasonics*. — 2015. — Feb. — Vol. 56. — P. 21—35.
354. Structural, magnetic and optical properties of Au/YIG, YIG/Au and Au/YIG/Au multilayer thin film stacks / M. Akyol [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2020. — Jan. — Vol. 493, June 2019. — P. 165704.
355. Extraordinary enhancement of magneto-optical Faraday rotation angle in Bi-YIG/Pt/glass prepared by metal organic decomposition method / V. Dongquoc [et al.] // *Surfaces and Interfaces*. — 2024. — Aug. — Vol. 51. — P. 104652.
356. Three regimes of a picosecond magnetoacoustics in ferromagnetic structures / P. I. Gerevenkov [et al.]. — 2025. — preprint.
357. Measurement of the refractive index and optical absorption spectra of epitaxial bismuth substituted yttrium iron garnet films at uv to near-ir wavelengths / V. Doormann [et al.] // *Applied Physics A Solids and Surfaces*. — 1984. — Aug. — Vol. 34, no. 4. — P. 223—230.

358. Tracking picosecond strain pulses in heterostructures that exhibit giant magnetostriction / S. P. Zeuschner [et al.] // *Structural Dynamics*. — 2019. — Mar. — Vol. 6, no. 2.
359. *Philippe, G.* Unidirectional spin wave emission by traveling pair of magnetic field profiles / G. Philippe, M. Moalic, J. W. Klos // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2023. — Dec. — Vol. 587. — P. 171359.
360. Cerenkov Radiation in Photonic Crystals / C. Luo [et al.] // *Science*. — 2003. — Jan. — Vol. 299, no. 5605. — P. 368—371.
361. *Capel, P. van.* Nonlinear ultrafast acoustics at the nano scale / P. van Capel, E. Péronne, J. Dijkhuis // *Ultrasonics*. — 2015. — Feb. — Vol. 56. — P. 36—51.
362. A Narrowband Spintronic Terahertz Emitter Based on Magnetoelastic Heterostructures / S. Zhuang [et al.] // *ACS Applied Materials & Interfaces*. — 2021. — Oct. — Vol. 13, no. 41. — P. 48997—49006.