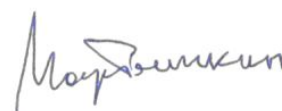


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

На правах рукописи



Мартышкин Александр Александрович

**Распространение спиновых волн в нерегулярных
ферромагнитных структурах на основе сочлененных
тонкопленочных микроволноводов**

1.3.4. — Радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к-т физ.-мат. наук, доцент
Садовников Александр Владимирович

Саратов — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Теоретические и экспериментальные методы исследования распространения спиновых волн в нерегулярных ферромагнитных структурах	11
1.1 Микромагнитное моделирование	12
1.2 Метод Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии	18
1.3 Радиофизический метод исследования	23
Глава 2. Управление свойствами спиновых волн распространяющихся в нерегулярных поперечно-ограниченных соединенных ортогонально в плоскости микроволноводов	29
2.1 Описание структуры и микромагнитное моделирование	30
2.2 Распространение спиновых волн в нерегулярных волноводах с различным типом соединения	35
2.3 Выводы по второй главе	41
Глава 3. Управление свойствами спиновых волн распространяющихся в нерегулярных структурах на основе волноводов соединенных во взаимно ортогональных плоскостях	44
3.1 Микромагнитное моделирование тонкопленочных ферромагнитных поперечно ограниченных волноводах, расположенных во взаимно ортогональных плоскостях	45
3.2 Распространение ПМСВ в структуре образованной сочленением двух ортогональных волноводов	49
3.3 Выводы по третьей главе	52

Глава 4. Управление свойствами спиновых волн	
распространяющихся в нерегулярных структурах на	
основе ферромагнитных плёнок с функциональными	
покрытиями на поверхности	54
4.1 Распространение спиновых волн в ферромагнитных структурах	
с частичной металлизацией	74
4.2 Дифракционная расходимость спин-волнового пучка	91
4.3 Выводы по четвертой главе	93
Заключение	96
Список литературы	98
Список рисунков	116

Введение

Коллективные магнитные возбуждения – магноны [1], представляющие собой возбуждение спиновой волны (СВ) в магнитоупорядоченных материалах рассматриваются как носитель информации для реализации функциональных узлов аналоговых и цифровых СВЧ-технологий нового поколения. Исследование механизмов и методов возбуждения, направленного распространения, дифракции и фильтрации СВ в искусственных магнитных материалах составляет основу для создания компактных магнонных устройств, использующих принципы взаимодействия СВ [2]. Такие устройства выступают в качестве элементарных функциональных блоков, объединенных в магнонные сети [3–5], в которых связь между блоками осуществляется посредством магнонных волноводов.

Подобно схемам на базе технологий "комплементарная структура металл — оксид — полупроводник" (КМОП), спин-волновые элементы позволяют реализовывать логические вентили для реализации базовых логических операций: НЕ, И, И-НЕ, ИЛИ-НЕ и ИСКЛЮЧАЮЩЕЕ ИЛИ [6; 7]. Информационные сигналы при этом кодируются фазой и/или амплитудой распространяющихся СВ, что обеспечивает их передачу и обработку на волновой основе [8; 9]. Перенос информации на основе СВ в магнитных структурах обеспечивает ряд функциональных преимуществ по сравнению с КМОП-технологиями, где передача сигнала происходит с использованием электрических токов: отсутствие переноса заряда при распространении СВ в диэлектрических магнитных материалах исключает джоулев нагрев; энергозатраты при этом определяются процессами возбуждения и затухания; состояние намагниченности, в котором закодирована информация, сохраняется без подачи энергии [10; 11]. При этом возможности управления дисперсионными характеристиками и режимами интерференции СВ позволяют реализовывать многопортовые фильтры, логические элементы и другие функциональные радиофизические устройства, использующие волновую природу распространяющихся в магнитоупорядоченных средах волн [12–14].

Использование СВ в схемах обработки информации сопряжено с рядом ограничений, затрудняющих реализацию полноценных магнонных сетей и устройств. Одним из ключевых факторов является затухание СВ, которое

ограничивает длину распространения масштабами, сравнимыми с размерами отдельных элементов схемы [15—17]. Кроме того, характеристики устройств основанных на передаче спин-волновых сигналов зависят от ориентации магнитного поля, геометрии волноводов и типа волны [17; 18]. В идеализированной модели магنونный волновод рассматривается как однородная система с постоянными геометрическими и магнитными параметрами, обладающая инвариантностью при параллельном переносе вдоль направления распространения волны. Эта симметрия обеспечивает корректное описание дисперсионных свойств и предсказуемое поведение СВ [1; 17]. Однако в реальных условиях создать полностью однородный волновод практически невозможно. Любые структурные неоднородности — изменение ширины или толщины плёнки, локальные дефекты, искривления, изменяющиеся параметры материала приводят к нарушению трансляционной симметрии. В литературе такие объекты, как правило, обозначаются термином нерегулярные волноводы, что подчёркивает их отличие от идеализированных прямых каналов и необходимость учитывать локальные геометрические и магнитные особенности при анализе процессов распространения. В дальнейшем под нерегулярными структурами мы будем понимать такие, в которых есть нарушение трансляционной симметрии, как совокупность отклонений, препятствующих инвариантности структуры при параллельном переносе вдоль направления распространения волны, по аналогии с подходами классической электродинамики [19; 20], и работами по интегральной оптике и фотонике [21; 22]

Особую сложность представляет организация функциональных элементов на основе сочленения тонкоплёночных микроволноводов [18] в магنونные сети. Изменение толщины, ширины, ориентации намагниченности, может вызывать нежелательное отражение, рассеяние, изменение частотного диапазона, ухудшая характеристики передачи СВ. Современные технологические возможности формирования тонкоплёночных магнитных структур позволяют реализовывать магنونные устройства на базе микро- и нановолноводов на основе плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) [16; 23—25]. Одним из направлений повышения плотности вычислительных элементов интегральных магنونных сетей является переход к трёхмерной (3D) конфигурации магنونных структур, выходящей за пределы традиционных планарных магنونных вычислительных слоев [26; 27]. Трёхмерное размещение элементов позволяет сокращать длину межсоединений

и площадь, занимаемую схемой, что особенно важно в решении задач оптимизации расположения магнонных элементов внутри интегральных схем. Совместимость с КМОП-технологиями при этом достигается за счёт наличия методов локальной записи и считывания состояния намагниченности с помощью тоководущих линий, туннельных переходов и гибридных гетероструктур [28—30]. При этом одной из ключевых нерешенных задач остается эффективная передача спин-волнового сигнала между различными уровнями и участками сложных структур. Угловые сочленения волноводов, локальное изменение намагниченности и наличие поперечного ограничения существенно усложняют поведение спиновых волн, приводя к рассеянию, отражению и межмодовому преобразованию [31]. Эти эффекты требуют детального анализа условий, при которых возможна направленная передача сигнала в волноводах на основе нерегулярных структур.

Целью данной работы является выявление особенностей распространения спиновых волн в нерегулярных поперечно-ограниченных ферромагнитных структурах, реализованных в виде сочлененных микроволноводов при вариации расположения волноводов, определяющей их взаимодействие и функциональность.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Выявить закономерности влияния изменения ширины и толщины тонкоплёночных ферромагнитных волноводов на спектральные характеристики спиновых волн, распространяющихся в структурах с ортогональными сочленениями как в одной плоскости, так и расположенных во взаимно ортогональных плоскостях.
2. Установить закономерности влияния неоднородного распределения внутренних магнитных полей на режимы распространения спиновых волн в сочленённых тонкоплёночных волноводах методами численного моделирования.
3. Определить геометрические параметры нерегулярных структур, обеспечивающие эффективное распространение спиновых волн в сочленённых тонкоплёночных поперечно-ограниченных волноводах.
4. С помощью радиофизического эксперимента выявить особенности распространения спиновых волн в нерегулярных тонкоплёночных ферро-

магнитных структурах, основанных на сочленении микроволноводов при вариации их взаимного расположения.

5. Выявить режимы пространственной локализации спиновых волн в структуре на основе сопряженных микроволноводов различной ширины с частичной металлизацией поверхности при изменении ориентации внешнего магнитного поля.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В тонкоплёночных поперечно ограниченных ферромагнитных волноводах толщиной d , сочлененных ортогонально в одной плоскости, реализуется возбуждение и распространение ширинных мод n -го порядка спиновых волн с волновым числом k после прохождения спиновой волновой области сочленения. Эффективное возбуждение и распространение $(n + 1)$ моды обратной объемной волны в области, идущей после области сочленения микроволноводов, реализуется в случае превышения частотой поверхностной спиновой волны частоты отсечки n -ой моды обратной объемной волны при условии $kd \ll 1$.
2. В поперечно ограниченных тонкоплёночных ферромагнитных волноводах толщиной d , шириной w и намагниченностью насыщения M_s , сочлененных ортогонально в одной плоскости, реализуется режим распространения спиновой волны с сохранением величины модуля волнового числа $|\vec{k}|$ после прохождения области сочленения волноводов в случае, если частота спиновой волны совпадает с частотой, соответствующей пересечению дисперсионных характеристик фундаментальных мод поверхностной и обратной объемной волны в длинноволновом приближении ($kd \ll 1$). Существует такое отношение напряженности магнитного поля и намагниченности насыщения $H/M_s \approx 1.27 \cdot d/w$, при котором обеспечивается максимальная ширина области пересечения дисперсионных характеристик фундаментальных мод.
3. В тонкоплёночных ферромагнитных поперечно ограниченных волноводах, расположенных во взаимно ортогональных плоскостях, реализуется распространение спиновой волны через вертикальное сочленение волноводов без изменения типа мод спиновой волны при намагничивании в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны в каждом из волноводов. Управлять длиной распространяю-

щейся спиновой волны можно путём изменения толщины одного из волноводов.

4. В волноведущей структуре, образованной сочленением двух тонкопленочных ферромагнитных волноводов различной ширины и одинаковой толщины d , формируется волноведущий канал при частичной металлизации поверхности широкого волновода путём нанесения металлической полоски шириной s ($s > d$) перпендикулярно направлению распространения спиновой волны в узком волноводе. Направление ответвления спиновой волны определяется направлением внешнего поля намагничивания $\vec{H}$, ориентированным перпендикулярно металлической полоске в плоскости ферромагнитных волноводов.

Научная новизна:

1. Показано, что в сочлененных ортогонально в одной плоскости тонкопленочных поперечно ограниченных ферромагнитных волноводах диапазон частотного перекрытия Δf спектров собственных мод поверхностных и обратных объемных волн достигает максимального значения при отношении напряженности магнитного поля и намагниченности насыщения $H/M_s \approx 1.27 \cdot d/w$.
2. Предложен метод возбуждения высших ширинных мод спиновых волн в сочлененных ортогонально в одной плоскости тонкопленочных поперечно ограниченных ферромагнитных волноводах.
3. Выявлен режим распространения спиновых волн в сочлененных ортогонально в одной плоскости тонкопленочных поперечно ограниченных ферромагнитных волноводах с сохраняющимся волновым числом k до и после прохождения спиновой волны нерегулярной области сочлененных волноводов.
4. Показана возможность эффективной передачи поверхностных магнито-статических спиновых волн через вертикальное сочленение поперечно ограниченных волноводов, расположенных во взаимно ортогональных плоскостях, и управляемой длиной волны путём изменения отношения толщин волноводов. При этом величина потерь составляет менее 10% по сравнению с регулярным микроволноводом той же длины.
5. Установлено, что частичная металлизация поверхности нерегулярной волноведущей структуры, состоящей из двух микроволноводов раз-

личной ширины, формирует спин-волновой канал в который ответвляется спиновая волна в процессе распространения по волноведущей структуре. Управление направлением ответвления спиновой волны реализуется путём изменения направления перпендикулярного металлической полоске внешнего магнитного поля.

Научная и практическая значимость Рассмотренные в работе нерегулярные волноведущие структуры найдут применение при создании новых устройств обработки и передачи информационных сигналов, таких как ответвители, фильтры и системы с частотно-пространственной селекцией сигнала, управляемые магнитным полем и частотой возбуждаемого сигнала. Полученные результаты углубляют представления о динамике спиновых волн в нерегулярных магнитных структурах со сложной геометрией и управляемыми параметрами.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается адекватностью используемых физико-математических моделей и экспериментальных методик выполнения измерений решаемым задачам. Корректность расчетов подтверждена сопоставлением с известными аналитическими решениями в предельных случаях. Полученные экспериментальные зависимости согласуются с результатами численных расчетов и не противоречат результатам представленным в литературе. Обоснованность выводов поддерживается согласованностью результатов, полученными разными методами исследования и физической интерпретируемостью наблюдаемых эффектов.

Апробация работы. Основные результаты докладывались на всероссийских и международных конференциях и симпозиумах: Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах (Москва, 2024), Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика (Саратов, 2017, 2019, 2020, 2023), Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами (Саратов, 2019, 2023), International Conference Functional Materials ICFM-2023 (Алушта, 2023), IX Байкальская Международная конференция (Иркутск, 2023), 22-я Всероссийская молодежная научная школа-семинар "Актуальные проблемы физической и функциональной электроники" (Ульяновск, 2019), XII Международная школа-конференция "Хаотические автоколебания и образование структур" (ХАОС-2019) (Саратов, 2019), Всероссийская научно-техниче-

ская конференция "Электроника и микроэлектроника СВЧ" (Санкт-Петербург, 2022-2024) Результаты исследований были получены и использовались при выполнении грантов различных научных фондов, включая: РФФИ(№18-29-27026, №19-37-80004, №18-37-20005, №18-37-00482, №16-29-14021), РНФ (№23-79-30027, №20-79-10191), а также в рамках стипендии Президента Российской Федерации по приоритетным направлениям для аспирантов и молодых ученых (СП-560.2022.5)

Личный вклад. Все защищаемые результаты и положения диссертационной работы получены соискателем лично. Все приводимые в диссертации результаты численных расчётов получены лично соискателем. Экспериментальные исследования генерации и распространения спиновых волн в магнитных структурах были выполнены совместно с научным руководителем. Постановка научной проблемы и обсуждение научных результатов приводилось совместно с научным руководителем, а также соавторами опубликованных работ.

Публикации. По тематике диссертационной работы опубликована 21 печатных работ, включая 10 статей в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, индексируемых в международных реферативных базах данных и системах цитирования Web of Science и/или Scopus. Получено 2 свидетельства об официальной регистрации программ для ЭВМ, реализующие численные расчеты характеристик, разработанные и развиваемые в диссертационной работе и 2 свидетельств об регистрации патентов на полезную модель и полезное изобретение.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 120 страниц с 33 рисунками. Список литературы содержит 188 наименований.

Глава 1. Теоретические и экспериментальные методы исследования распространения спиновых волн в нерегулярных ферромагнитных структурах

В последние годы наблюдается стремительный рост числа и разнообразия исследований, посвящённых механизмам возбуждения и управления спиновыми волнами (СВ) в магнитных материалах [32–34]. В частности, развитие технологий наноструктурирования тонкоплёночных материалов открыло широкие возможности для создания магнонных устройств на основе микро- и наноструктур. При объединении таких устройств в многоэлементные магнонные сети (МС) [4; 5] для передачи сигналов используются магнонные волноводы, в которых информация кодируется в амплитуде и/или фазе спиновой волны [35–37]. Аналогично КМОП-схемам [38; 39], в магнонных сетях можно реализовывать логические элементы [6; 9; 35; 40], такие как NOT, XOR, NOR, AND и NAND, обеспечивающие маршрутизацию и обработку информации. По сравнению с электрическими токами, использование СВ предоставляет преимущества: энергонезависимость, низкое энергопотребление и снижение джоулева нагрева [11; 29; 41–44]. Сигналы могут кодироваться в амплитуде и/или фазе спиновой волны как единицы информации, используя волновые эффекты, включая перенос амплитуды углового момента спинов, формирующих СВ [34]. За последние годы было выполнено значительное число исследований, направленных на развитие спин-волновых технологий, при этом уже реализованы логические элементы на СВ [45], фильтры [46–48], линии задержки [49], мультиплексоры [50] и спектрографы [51].

Нерегулярные ферромагнитные структуры представляют собой перспективный класс структур для создания функциональных устройств осуществляющих передачу сигналов с помощью СВ [33]. Подобные устройства могут выступать в качестве элементов межсоединения функциональных блоков интегральных магнонных схем, фильтров, направленных ответвителей, использоваться в качестве делителей мощности и т.д. в широком диапазоне частот от МГц до ТГц [52]. Исследование таких структур оказывается значительно более сложным по сравнению с регулярными волноведущими структурами. Это связано как с фундаментальными свойствами самих СВ, так и с влиянием геометрии

ческих параметров волноводов. В таких структурах дисперсионные характеристики и условия возбуждения волн определяются не только материалом и внешним магнитным полем, но и формой неоднородностей: изгибы, сужения или расширения волновода приводят к перераспределению внутренних статических магнитных полей. Существование нерегулярных областей может приводить к конверсии мод различных типов магнитостатических спиновых волн. Существенное влияние оказывает и масштаб системы: при субмикронных размерах ключевую роль играет обменное взаимодействие, тогда как в микронных и миллиметровых структурах доминирует магнитостатическая динамика. В результате это приводит к сильной частотной зависимости фазовых и групповых скоростей, высокой чувствительности к ориентации внешнего поля и геометрическим параметрам, а также к необходимости комплексного подхода при исследовании таких систем. Для описания свойств таких систем необходимо использовать комплексный подход, включающий различные методы исследования. Такой подход позволяет выявить закономерности процессов передачи спин-волновых сигналов в нерегулярных структурах. В данной главе представлены используемые в диссертационной работе методы и подходы для исследования нерегулярных структур, а также показано их применение к анализу особенностей распространения СВ в таких структурах.

1.1 Микромагнитное моделирование

Микромагнитное моделирование выступает наиболее универсальным численным методом исследования спин-волновых возбуждений в магнитных структурах. Этот подход позволяет определять величину и пространственное распределение внутренних статических магнитных полей в магнитных структурах при произвольной ориентации внешнего магнитного поля и различных конфигурациях взаимного расположения волноводов. Микромагнитное моделирование применяется также при анализе влияния масштабных эффектов, в том числе при уменьшении характерных размеров волноводов, что может сопровождаться ростом вклада обменного взаимодействия. В результате моделирования могут быть получены спектры собственных мод, пространствен-

ные распределения динамической намагниченности и интенсивности соответствующих мод спиновых волн. Кроме того, становится возможной оценка характерных пространственных масштабов передачи мощности между волноводами. Следует отметить, что в рамках микромагнитного подхода невозможно строго поставить и решить задачу на собственные значения и собственные спиновые волны, поскольку численное моделирование основано на решении уравнения Ландау–Лифшица с затуханием Гильберта (ЛЛГ) во временной области. В настоящем исследовании микромагнитное моделирование осуществлялось с использованием метода конечных разностей во временной области (*Finite-Difference Time-Domain*, FDTD). Для расчётов применялся свободно распространяемый программный пакет MuMax³, поддерживающий параллельные вычисления на графических процессорах с архитектурой CUDA.

Для нерегулярных микроволноводов, в частности, структур с изгибами (например, Г-образных или Т-образных конфигураций), микромагнитное моделирование представляет собой особенно мощный и эффективный инструмент. Это обусловлено тем, что в таких структурах наблюдается взаимное изменение ориентации внешнего магнитного поля и направления распространения спиновой волны, что, в свою очередь, может приводить к изменению типа возбуждаемой моды (например, переходу между продольной и поперечной геометриями намагничивания). Поперечное намагничивание в нерегулярных геометриях сопровождается значительной неоднородностью распределения внутреннего магнитного поля, особенно вблизи изгибов и краевых участков. Стандартные аналитические подходы либо не учитывают такие особенности, либо требуют существенных упрощений. В то же время микромагнитное моделирование позволяет детально учитывать локальные вариации поля и геометрии, обеспечивая более точное описание распределения динамической намагниченности, волнового типа и направления потока спиновой энергии. Кроме того, данный подход позволяет исследовать влияние различных параметров нерегулярностей, включая радиус кривизны, форму переходов, ширину волноводов и их взаимное расположение, на характеристики спин-волнового распространения. Особенно важно, что микромагнитное моделирование позволяет анализировать поведение волн в диапазоне больших волновых чисел (k), где вклад обменного взаимодействия становится существенным и выходит за рамки применимости чисто электродинамических моделей. В используемом в работе микромагнитном методе уравне-

ние ЛЛГ записывается в следующей форме. [53—55]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_0} [\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}], \quad (1.1)$$

где $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения плёнки ЖИГ, α – параметр затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ms}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{ans}}(E)$ – эффективное магнитное поле, $\mathbf{H}_0$ – внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ – магнитостатическое поле, $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ – обменное поле, $\mathbf{H}_{\text{ans}}$ – поле анизотропии, γ – гиромагнитное отношение. Уравнение 1.1 численно решается в ограниченной области пространства размером $L_x \times L_y \times L_z$ с использованием метода конечных разностей. Пространственная дискретизация осуществляется посредством трёхмерной прямоугольной сетки размером $N_x \times N_y \times N_z$ с фиксированным шагом, одинаковым по всем координатным направлениям. Интегрирование по времени проводится с помощью разностной схемы, аппроксимирующей уравнение 1.1 в каждом узле расчётной сетки. Одной из характерных проблем конечно-разностных методов является экспоненциальный рост вычислительной сложности задачи при увеличении числа узлов сетки, особенно в трёхмерных постановках. Для преодоления данной трудности в микромагнитных расчётах используется аппарат параллельных вычислений на графических процессорах (GPU). Применение таких технологий позволяет увеличить производительность расчётов на один–два порядка по сравнению с традиционными вычислениями на центральных процессорах (CPU) при эквивалентных параметрах сетки. Обычно моделирование включает два основных этапа. На первом этапе решается статическая задача — определяется распределение намагниченности $\mathbf{M}(x, y, z)$, соответствующее минимуму полной свободной энергии системы в заданном внешнем магнитном поле H_{ext} , и вычисляется соответствующее распределение внутренних магнитных полей. На втором этапе проводится моделирование динамики системы: решается задача о временной эволюции вектора намагниченности под действием переменного внешнего магнитного возбуждения h_{ext} . В случае нерегулярных магнитных микроволноводов, например, структур с изгибами, переменной шириной или ступенчатыми переходами, пространственная геометрия и направление распространения спиновых волн существенно изменяются вдоль траектории волновода. При этом направление внешнего магнитного поля может быть непараллельным локальному направлению распространения волны,

что приводит к изменению геометрии намагничивания и условий возбуждения различных типов мод (например, переход от продольного к поперечному намагничиванию). Для возбуждения спиновых волн в таких структурах в заданной области возбуждения шириной w локально прикладывается линейно-поляризованное динамическое магнитное поле h_{ext} , как правило, с компонентой, перпендикулярной к локальному вектору намагниченности. В большинстве практических реализаций используется поле с y -компонентой: $h_{\text{ext}} = 0, 0, h_y$, имеющее временную зависимость в виде $h_y(t) = h_0 \text{sinc}(\omega_0(t - t_0))$, где $h_0 \ll H_{\text{ext}}$ — амплитуда динамического поля, ω_0 — граничная частота возбуждающего импульса, t_0 — временной сдвиг. Такое возбуждение инициирует спектр спиновых волн, распространяющихся вдоль нерегулярной траектории волновода, при этом характеристики волн могут меняться вследствие вариаций геометрии и распределения внутренних полей. Для численного описания пространственно-временной динамики нормированной намагниченности, например, её y -компоненты $m = M_y/M_s$, используется дискретизация как по пространству, так и по времени. Расчётная область размером $L_x \times L_y \times L_z$ покрывается равномерной прямоугольной сеткой с числом узлов $N_x \times N_y \times N_z$, а соответствующие шаги по координатам определяются как $\Delta x = L_x/N_x$, $\Delta y = L_y/N_y$ и $\Delta z = L_z/N_z$. Аналогично, временной интервал моделирования длительностью T дискретизируется на N_t отсчётов с шагом $\Delta t = T/N_t$, где шаг выбирается из условия $\Delta t \leq \pi/\omega_0$ для корректного представления спектра возбуждения. В результате пространственно-временная динамика намагниченности в расчётной области описывается функцией $m(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, l\Delta t)$, где номера узлов по пространственным i, j, k и временным l координатам.

Для получения спектров собственных мод спиновых волн в волноведущей структуре размещается область возбуждающая СВ распространяющиеся в общем случае, в обе стороны от антенны вдоль продольной оси волновода с волновыми числами k_x , зависящими от направления распространения и от частоты возбуждающего сигнала. Волны распространяющиеся вдоль положительного направления x характеризуются волновыми числами k_+ , в противоположную сторону — k_- . Выбирается массив значений намагниченности вдоль центральной оси волновода ξ . Рассмотрим результаты расчёта спектров собственных мод СВ для "референсного" волновода, безграничного в направлении x , для каждого слоя с номером j путем перехода от дискретного 2D-пространства (i, l) в об-

ласть 2D-пространства (k, f) , где k, f - номера узлов в дискретном пространстве «волновые числа-частота». Переход осуществляется с использованием двумерного быстрого дискретного преобразования Фурье для слоя с номером j :

$$D(k, j, f) = \frac{1}{N_x N_t} \sum_{l=1}^{N_t-1} \sum_{i=1}^{N_x-1} m(i, j, l) e^{-2\pi\sqrt{-1} \left[\frac{ik}{N_x} + \frac{lf}{N_t} \right]}. \quad (1.2)$$

Матрица $D(k, j, f)$ представляет собой комплексные амплитуды пространственно-частотных гармоник спин-волновых возбуждений на плоскости (k, f) в j слое структуры. Результирующий спектр собственных мод спиновых волн во всей структуре получается путем суммирования элементов матрицы $D(k, j, f)$ по всем j слоям:

$$D_s(k, f) = \sum_{j=1}^{N_y-1} 20 \log_{10} (|D(k, j, f)|) \quad (1.3)$$

Для анализа возбуждённых в структуре мод спиновых волн используется спектральная обработка временных реализаций нормированной компоненты намагниченности $m_z(t)$, зарегистрированные в усреднённых по поперечному сечению волновода. Полученная одномерная временная выборка содержит суперпозицию всех частотных составляющих, возбуждённых в системе динамическим полем, и служит основой для извлечения амплитудно-частотной характеристики отклика структуры.

Преобразование временного сигнала в частотную область осуществляется с использованием оконного дискретного преобразования Фурье. Предварительно к сигналу применяется оконная функция $w[n]$, что позволяет уменьшить спектральные утечки, обусловленные конечной длительностью сигнала. Оконное преобразование сигнала $m_z[n]$ записывается в виде:

$$x[n] = m_z[n] \cdot w[n], \quad n = 0, 1, \dots, N_t - 1, \quad (1.4)$$

где N_t — число временных отсчётов, соответствующее длительности наблюдаемой динамики. Далее производится вычисление одностороннего спектра мощности по формуле:

$$P[k] = \frac{2}{N_t} \cdot \left| \sum_{n=0}^{N_t-1} x[n] e^{-j \frac{2\pi kn}{N_t}} \right|^2, \quad k = 0, 1, \dots, \left\lfloor \frac{N_t}{2} \right\rfloor. \quad (1.5)$$

Результирующая спектральная плотность мощности выражается в логарифмической шкале:

$$P_{\text{out}}[k] = 10 \cdot \log_{10} (P[k] + \epsilon) \quad (1.6)$$

где $\epsilon \sim 10^{-20}$ введено для исключения логарифма нуля. Частотная ось определяется как $f_k = k\delta f$, где шаг по частоте равен $\delta f = 1/T$, а максимальная разрешимая частота ограничена половиной частоты дискретизации: $f_{\text{max}} = 1/(2\delta t)$. Построенная таким образом амплитудно-частотная характеристика отражает спектр отклика структуры на возбуждающий сигнал и позволяет идентифицировать частоты, на которых в данной области формируются стационарные или бегущие моды спиновых волн. Этот подход реализуется, в частности, средствами пакетной обработки сигналов в *MATLAB* с использованием оконного преобразования с функцией Хэмминга.

Анализ процессов передачи мощности в системе осуществляется с помощью возбуждения спиновых волн динамическими магнитными полями с гармонической временной зависимостью вида

$$h(t) = h_0 \sin(2\pi ft),$$

где $h_0 \ll H_{\text{ext}}$ — амплитуда возбуждающего поля, f — частота возбуждения. В процессе моделирования с заданным временным шагом δt сохраняются мгновенные значения компонент вектора намагниченности $\mathbf{m}(t) = (m_x, m_y, m_z)$ в каждой точке интересующей области пространства. На основе полученных данных проводится пространственный анализ распределения амплитуд и фаз возбуждённых мод спиновых волн.

В частности, для оценки интенсивности распространения спиновых волн может быть использована амплитуда прецессии вектора намагниченности, определяемая как

$$m_{\perp}(x, y) = \sqrt{m_x^2 + m_y^2},$$

что соответствует отклонению вектора намагниченности от равновесного направления и характеризует локальную энергию волнового процесса. Карты распределения $m_{\perp}(x, y)$ позволяют визуализировать зоны эффективной передачи мощности и интерференционные эффекты. Наглядное представление фазовых характеристик возбуждённой волны, реализуется путём построения карт мгновенных значений продольной компоненты намагниченности $m_z(x, y, t)$ при

фиксированном моменте времени. Так как векторы спиновой волны совершают прецессию вокруг направления равновесной намагниченности, колебания компоненты m_z имеют синусоидальную форму и могут быть использованы как индикатор относительной фазы. Цветовая визуализация m_z , где положительные и отрицательные значения кодируются, например, красным и синим цветом соответственно, позволяет выявить структуру фазового фронта, наличие стоячих волн, зон рассеяния или эффективной передачи энергии. Совокупный анализ как полной интенсивности $m_\perp$, так и отдельных компонент вектора намагниченности, включая m_z , даёт полную картину распространения, отражения и интерференции спиновых волн в структуре.

Одним из ключевых факторов, определяющих условия возбуждения и распространения спиновых волн в магнитных микроструктурах, является распределение внутреннего магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{int}}$. В отличие от внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$, внутреннее поле определяется как суперпозиция внешнего и эффективных демагнитизирующих и обменных полей, и может быть существенно неоднородным в структурах с нерегулярной геометрией — ступенчатыми переходами, сужениями, изгибами. Для корректного анализа условий возбуждения волн и построения спектров собственных волн в данной работе исследуется распределение $\mathbf{H}_{\text{cp}}$ вдоль центральной линии траектории волновода. Ввиду возможной неоднородности поля по ширине, анализ проводится в центральной плоскости плёнки (вдоль линии максимальной интенсивности возбуждения), что позволяет снизить влияние краевых эффектов и получить репрезентативную величину для расчёта собственных спектров. Результаты расчётов используются для построения карт распределения $|\mathbf{H}_{\text{int}}|$ и последующего анализа частот собственных мод, в том числе при сравнении с экспериментальными результатами Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии и микроволновых измерений.

1.2 Метод Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

Одним из наиболее чувствительных и информативных методов экспериментального исследования спиновых волн в тонкоплёночных магнитных структурах является метод Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии

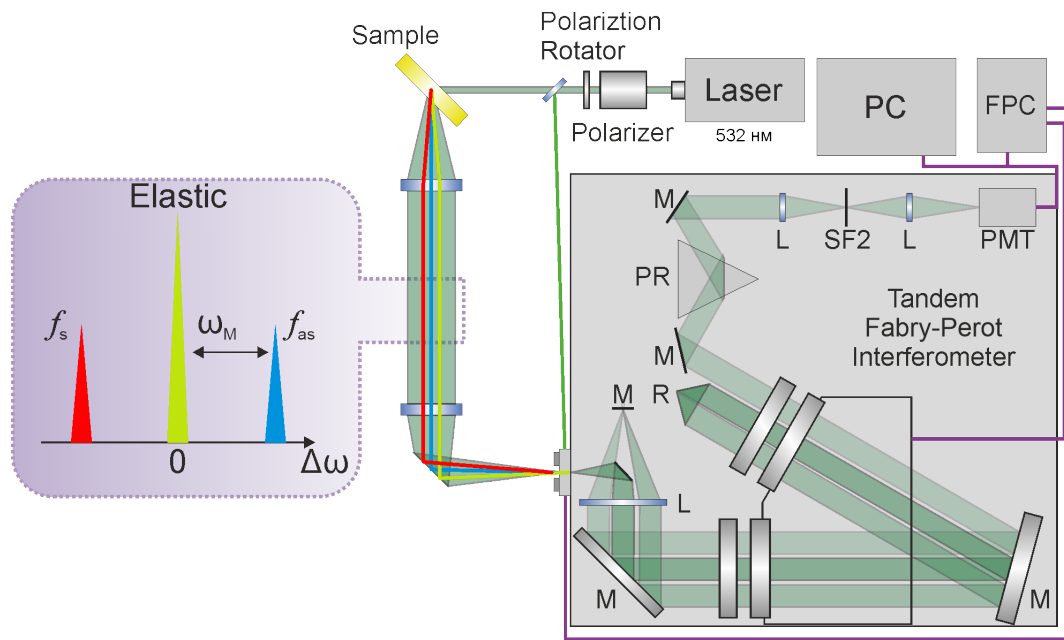


Рисунок 1.1 — Схематичное изображение экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии

(МБС) [56—58]. Явление неупругого рассеяния света на квазичастицах в твёрдых телах — фонах и магнонах — было впервые наблюдеено Л. И. Мандельштамом и Г. С. Ландсбергом в 1928 году, а вскоре теоретически интерпретировано Л. Бриллюэном. Впоследствии этот эффект лёг в основу спектроскопического метода, позволяющего регистрировать слабые возбуждения в среде с высокой частотной и волновой избирательностью.

Применительно к магнонным системам МБС позволяет детектировать параметры как собственных, так и возбуждённых спиновых волн, включая их частоту, волновое число, направление распространения, интенсивность и степень затухания. Метод особенно эффективен для изучения плоских магнитных плёнок и микроструктур, в которых классические радиочастотные методы не обеспечивают необходимого пространственного разрешения или чувствительности к локализованным модам. Бесконтактный характер метода, его применимость к структурам субмикронного масштаба и возможность регистрации сигналов даже от термически возбуждённых мод делают МБС важным инструментом в современной магнетике.

Метод Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии основан на измерении частотного сдвига света, рассеянного в результате его взаимодействия с коллективными возбуждениями в веществе. При прохождении лазерного излучения через магнитный материал наблюдается неупругое рассеяние фотонов на

спиновых волнах, в ходе которого фотон может либо потерять часть энергии (стокс-компонента), либо приобрести дополнительную энергию (антистокс-компонента). В обоих случаях происходит обмен как энергией, так и импульсом между электромагнитной волной и возбуждённой магнонной модой.

Регистрируемый спектр рассеянного света содержит тонкие боковые компоненты, смещённые от частоты падающего излучения на величину, соответствующую частоте спиновой волны. Эта частота может лежать в диапазоне от сотен мегагерц до десятков гигагерц, что делает МБС особенно эффективным для исследования динамики в низкочастотном диапазоне, характерном для ферритов и ферромагнитных плёнок.

Метод обладает высокой чувствительностью к направлениям волнового вектора и частоте возбуждений. Благодаря этому он позволяет исследовать дисперсионные свойства спиновых волн, локализованные моды, влияние краевых и интерфейсных эффектов, а также параметры затухания. Измерение может проводиться как при возбуждении волн внешним источником, так и в режиме регистрации термически возбуждённых магнонов (спонтанное рассеяние). В последнем случае возможно получение спектров даже в отсутствии внешнего динамического воздействия, что особенно важно для диагностики собственных мод структуры.

Ключевым элементом метода МБС является выбор геометрии рассеяния, которая определяет волновой вектор спиновой волны, участвующей во взаимодействии со светом. В зависимости от относительного расположения падающего и рассеянного излучения различают прямую, наклонную и обратную конфигурации. Наиболее часто в исследованиях магнитных тонкоплёночных гетероструктур используется геометрия обратного рассеяния (backscattering geometry), при которой падающий и рассеянный лучи распространяются вдоль противоположных направлений (угол между ними близок к 180°). В данной конфигурации обеспечивается максимальный перенос импульса от фотона к спиновой волне, что соответствует наибольшему волновому числу магнона. Волновой вектор $\mathbf{k}_{\text{SW}}$, возбуждаемый в процессе рассеяния, определяется выражением:

$$k_{\text{SW}} = \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \theta,$$

где λ — длина волны лазерного излучения, n — показатель преломления материала, а θ — угол падения (или рассеяния) относительно нормали к поверхности

образца. В конфигурации обратного рассеяния при нормальном падении света ($\theta = 90^\circ$) данное выражение принимает максимальное значение, что позволяет зондировать высокочастотные и коротковолновые моды спиновых волн.

Кроме того, геометрия эксперимента определяет ориентацию волнового вектора спиновой волны относительно направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$. Это позволяет избирательно возбуждать и регистрировать различные типы мод — продольные, поперечные, краевые, локализованные и гибридные. Выбор угла падения и плоскости рассеяния также влияет на тип рассеяния (магнито-оптический эффект Фарадея или Коттона–Муттона), что отражается на интенсивности и поляризационных свойствах спектральных линий. Таким образом, точная настройка конфигурации эксперимента — критически важный аспект МБС, обеспечивающий селективность по волновому числу, чувствительность к конкретным модам, а также возможность пространственной локализации области зондирования при микроскопической фокусировке луча.

Результатом МБС-измерения является спектр интенсивности рассеянного света в зависимости от частотного сдвига относительно падающего излучения. Как правило, спектр содержит центральную (эластическую) компоненту, соответствующую Рэлеевскому рассеянию, и две симметрично расположенные боковые линии — стокс- и антистокс-компоненты, возникающие при поглощении или испускании фотоном магнона. Энергия и импульс сохраняются в обоих случаях, рассеянный свет (*out*) несет информацию о исследуемой спиновой волне. Это описывается следующим образом:

$$h\nu_{out} = h\nu_{in} \mp h\nu_{sw} \quad (1.7)$$

$$\hbar\mathbf{k}_{out} = \hbar\mathbf{k}_{in} \mp \hbar\mathbf{k}_{sw} \quad (1.8)$$

где (*in*) обозначает падающий свет, а отрицательный знак в правой части обоих уравнений представляет процесс Стокса. Таким образом, анализ сдвига частоты $|\nu_{out} - \nu_{in}|$ рассеянного фотона дает информацию о частоте спиновой волны, в то время как импульс спиновой волны может определяться из экспериментальных настроек (угла падения и т.д.).

Анализ спектральной линии позволяет извлекать целый ряд параметров, характеризующих динамику спиновой системы:

- *Положение пика по частоте* ($f_{\text{SW}} = \Delta f$) — соответствует собственным частотам возбуждённых мод и позволяет построить дисперсионную зависимость $f(k)$ при варьировании волнового числа.
- *Ширина линии* (Δf_{FWHM}) — отражает степень затухания спиновой волны и позволяет оценить добротность или коэффициент демпфирования. Узкая линия свидетельствует о высокой когерентности и низких потерях, тогда как широкая указывает на быстрое затухание.
- *Интенсивность пика* — связана с эффективностью возбуждения соответствующей моды. При прочих равных условиях она может использоваться для оценки плотности магнитных возбуждений и качества согласования между волновым вектором фотона и параметрами среды.
- *Асимметрия стокс- и антистокс-линий* — позволяет судить о неравновесной популяции магнонов, особенно при внешнем возбуждении или нагреве образца. При чисто термическом возбуждении интенсивности боковых компонент симметричны.

В качестве источника излучения использовался стабилизированный твердотельный Excelsior (EXLSR-532-50-CDRH) мощностью 50 мВт, зеленого света Р-поляризации с длиной волны 532,5 нм, шириной линии 5 МГц. Излучение коллимируется, поляризуется и фокусируется на поверхность образца с помощью линз или микроскопического объектива. Пространственное разрешение метода определяло фокусированное пятно составляющее порядка 25 мкм в режиме макро и 250 нм в режиме микро. Рассеиваемое излучение, собранное оптической системой Nikkor с числовой апертурой 1.2 и фокусным расстоянием 50 мм, направляется на высокоразрешающий оптический многопроходной интерферометр Фабри-Перо с высокой разрешающей способностью (не хуже 10^6) и высокой контрастностью (не хуже 10^{15}), состоящий из двух каскадно соединённых многощелевых резонаторов. Образец размещается в зазоре электромагнита BE-25 Bruker с полюсным зазором 100 мм. Величина поля регулируется в широком диапазоне — от нуля до 2000 кЭ, что позволяет исследовать различные режимы намагничивания: продольный, поперечный, наклонный. Пьезоэлектрический трехосный столик позволяет точно позиционировать исследуемый образец в микро режиме, обеспечивая перемещение образца до 100 мкм в плоскости и до 20 мкм в вертикальном направлении.

В настоящей работе метод Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии использовался для экспериментального зондирования спектров спиновых волн в тонкоплёночных ферромагнитных структурах. Метод применялся для регистрации частотно-характеристик спиновых волн, возникающих в нерегулярных волноводах с различной геометрией. Измерения проводились в конфигурации обратного рассеяния при нормальном падении лазерного излучения, что обеспечивало максимальное значение волнового вектора и позволяло зондировать коротковолновые моды. Метод МБС применялся для регистрации спектров рассеянного света и определения положения линий рассеяния, соответствующих различным модам спиновых волн. Также метод использовался для построения карт интенсивности спиновых волн на поверхности образца. Путём последовательного сканирования положения фокусирующего лазерного пятна по образцу регистрировались спектры в различных точках, после чего осуществлялось картирование интенсивности рассеянного сигнала на заданной частоте. Такие карты позволяют визуализировать распределение амплитуд спиновых волн в структурах со сложной геометрией. Пространственное распределение интенсивности используется для оценки направленности передачи энергии, эффективности возбуждения в различных участках, а также для выявления зон повышенного затухания или отражения.

1.3 Радиофизический метод исследования

Радиофизические методы исследования обладают высокой чувствительностью к малым изменениям параметров волнового процесса и позволяют получать прямую информацию о частотных и фазовых характеристиках исследуемых структур. Важным преимуществом является возможность регистрации как амплитуды, так и фазы передаваемого и отражённого сигнала в широком диапазоне частот. В настоящей работе применялся радиофизический метод анализа спиновых волн, основанный на измерении отклика магнитной структуры на внешнее СВЧ-воздействие. С помощью векторного анализатора цепей в данном методе может быть проведена регистрация комплексных коэффициентов рассеяния S -параметров, характеризующих поведение исследуемых структур

при прохождении высокочастотного сигнала. Наиболее информативными являются коэффициенты передачи S_{21} , S_{12} и коэффициенты отражения S_{11} , S_{22} .

Физически коэффициент передачи $S_{21}(f)$ представляет собой отношение комплексной амплитуды сигнала, прошедшего от порта 1 (вход) к порту 2 (выход), к амплитуде подаваемого сигнала, как функция частоты:

$$S_{21}(f) = \frac{U_{\text{выход}}(f)}{U_{\text{вход}}(f)}.$$

Аналогично, коэффициент отражения $S_{11}(f)$ описывает амплитуду сигнала, отражённого обратно во входной порт. Эти параметры позволяют количественно оценивать передачу мощности через магнитную структуру, а также определять резонансные особенности и потери в системе. Макет с образцом помещается в зазор электромагнита, обеспечивающего возможность задания внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ вплоть до 2 Тл. Возбуждение спиновых волн осуществляется за счёт переменного магнитного поля, индуцируемого микрополосковым преобразователем, соединённым с векторным анализатором цепей (VNA). Переменное поле возбуждает прецессию намагниченности в области ферромагнитной плёнки, что приводит к формированию спиновой волны, распространяющейся в структуре. При резонансном соответствии частоты возбуждения и собственной частоты моды наблюдается усиленное поглощение энергии и формирование выраженного минимума на графике $|S_{21}(f)|$, соответствующего частоте возбуждённой моды. Данный метод позволяет регистрировать амплитудно- и фазочастотные характеристики магнитной структуры, что делает его удобным инструментом для диагностики передачи мощности СВ. Для проведения радиофизических измерений использовались специально изготовленные макеты на основе микрополосковых структур с размещёнными на них ферромагнитными образцами. Макеты выполнялись на двухстороннем СВЧ-ламинате с металлическим покрытием, обеспечивающим экранирование и заземление. Геометрия печатного узла задавалась с учётом требований к согласованию импеданса и локализации области возбуждения. В зависимости от конфигурации исследуемого волновода использовались два варианта исполнения: для планарных и вертикальных нерегулярных структур. В первом случае магнитная плёнка размещалась на поверхности макета между входным и выходным участками линии, во втором — на вертикально установленной подложке, припаиваемой перпенди-

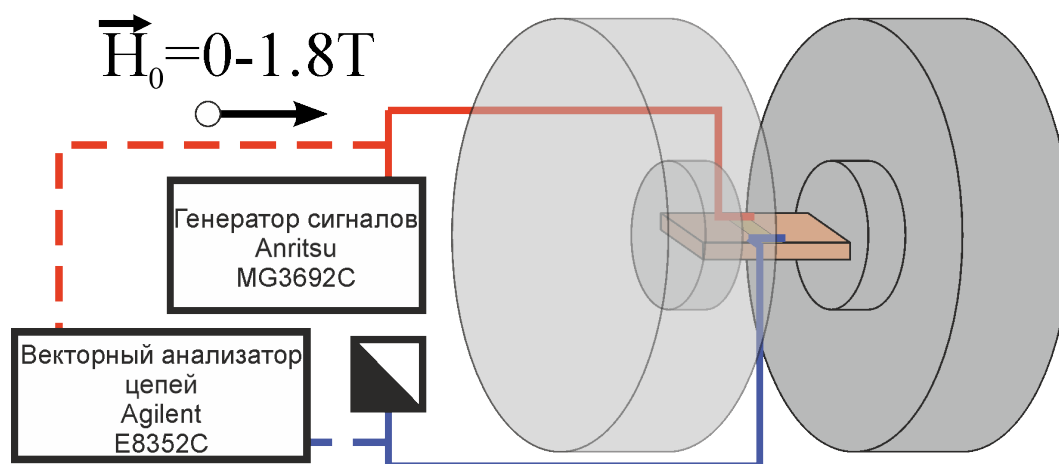


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение экспериментальной установки измерения S-параметров

кулярно к основной плате. Такая конструкция обеспечивала возбуждение и регистрацию спиновых волн, распространяющихся в вертикальном направлении вдоль ферромагнитного волновода, при сохранении плоской геометрии возбуждающих антенн. Входной и выходной порты подключались к СВЧ-оборудованию через стандартные SMA-коннекторы, рассчитанные на рабочий диапазон до 6 ГГц. Для повышения надёжности контакта и подавления паразитных отражений припаивались к заземляющим участкам платы. Конструкция трасс между SMA-разъёмами и областью возбуждения проектировалась с учётом минимизации переходных потерь и соблюдения согласования по волновому сопротивлению. Возбуждение спиновых волн осуществлялось за счёт переменного магнитного поля, индуцируемого прохождением высокочастотного тока по сигнальной дорожке, вблизи которой размещался ферромагнитный образец. Размещение всей структуры в зазоре электромагнита позволяло управлять направлением внешнего магнитного поля, настраивая условия возбуждения спиновых волн различного типа. Макеты предназначались для многократного переиспользования и позволяли проводить серию измерений с различными образцами или при различных ориентациях поля.

Тип спиновых волн, возбуждаемых в ферромагнитной плёнке определяется направлением внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ относительно плоскости плёнки и направления распространения сигнала. В классической теории магнитостатических волн различают три основных конфигурации, в которых возбуждаются соответствующие типы волн [1; 59]:

- Поверхностная магнитостатическая спиновая волна (ПМСВ):
реализуется при продольном намагничивании в плоскости плёнки, когда вектор магнитного поля $\mathbf{H}_0$ направлен перпендикулярно вектору волнового числа $\mathbf{k}$, а оба вектора лежат в плоскости плёнки. Такая конфигурация приводит к возбуждению несимметричных поверхностных волн, локализованных на одной из сторон ферромагнитного слоя. Эти волны обладают высокой дисперсией и несимметричным распределением амплитуды по толщине.
- Обратная объёмная магнитостатическая спиновая волна (ООМСВ):
возникает при намагничивании вдоль направления распространения сигнала, т.е. вектор $\mathbf{H}_0$ параллелен $\mathbf{k}$. В этом режиме возбуждаются объёмные волны, распространяющиеся в теле ферромагнитной плёнки. Особенностью данной волны является обратная дисперсия: увеличение волнового числа приводит к уменьшению частоты.
- Прямая объёмная магнитостатическая спиновая волна (ПОМСВ):
реализуется при намагничивании перпендикулярно плоскости плёнки. В этом случае волновой вектор лежит в плоскости, а вектор магнитного поля — вдоль нормали к плёнке. Возбуждаются симметричные объёмные моды, слабо чувствительные к краевым эффектам. Данный режим используется реже, но важен при исследовании трёхмерных или многослойных структур.

Основным измеряемым параметром в радиофизическом методе является коэффициент передачи $S_{21}(f)$, регистрируемый векторным анализатором цепей. Этот параметр отражает, какая доля мощности сигнала, поданного на входной порт 1, прошла через ферромагнитную структуру и была зафиксирована на выходном порте 2 в зависимости от частоты. В режиме возбуждения спиновых волн на резонансной частоте часть мощности передаётся в магнитную систему, что проявляется в виде снижения амплитуды $|S_{21}(f)|$ — провала в спектре.

Также может измеряться коэффициент отражения $S_{11}(f)$, который характеризует, какая часть сигнала отражается обратно во входной порт. При возбуждении резонансных мод наблюдается изменение фазы и модуля S_{11} , что позволяет дополнительно диагностировать наличие спиновых волн и согласованность антенны с нагрузкой.

В случае векторных измерений фазовый отклик $|(S_{21})|$ даёт информацию о фазовом сдвиге между входным и выходным сигналами, что позволяет оценить длину волны спиновой волны и, следовательно, построить её дисперсионную зависимость. При известных расстояниях между входным и выходным преобразователями (или при перемещении выходного зонда) можно восстановить фазо-частотную характеристику:

$$k(f) = \frac{\Delta\varphi(f)}{L},$$

где $\Delta\varphi(f)$ — фазовый сдвиг, L — расстояние между антеннами, а k — волновое число спиновой волны. Этот подход может применяться как для оценки групповой скорости, так и для построения экспериментальных дисперсионных кривых.

Дополнительно возможен анализ ширины провалов в $|S_{21}|$ или пиков в $|S_{11}|$, что позволяет оценивать добротность резонансной моды и коэффициент затухания спиновых волн в исследуемой структуре. Таким образом, спектральные зависимости $S_{ij}(f)$ позволяют проводить комплексный анализ процессов возбуждения, распространения и затухания спиновых волн в различных типах магнитных микроструктур.

Радиофизический метод на основе векторного анализатора цепей обладает рядом важных практических преимуществ, делающих его удобным для исследования спиновых волн в ферромагнитных плёнках и микроструктурах. Одним из основных достоинств является высокая чувствительность к передаче СВЧ-мощности через магнитную структуру, что позволяет с высокой точностью фиксировать резонансные частоты и оценивать параметры затухания. Метод основан на стандартной СВЧ-коммутации, не требует сложного оптического оборудования и может быть реализован в широком диапазоне частот — от сотен мегагерц до десятков гигагерц. Также метод хорошо приспособлен для работы с образцами в различных конфигурациях. Благодаря компактности и простоте схемы он может применяться для быстрой диагностики свойств образца, проверки воспроизводимости и изучения влияния внешних условий (температура, напряжение, поле). К достоинствам метода также относится возможность регистрации как амплитудных, так и фазовых характеристик, что делает возможным построение экспериментальных дисперсионных зависимостей $f(k)$, а

также оценку добротности и параметров согласования антенн. Наличие готовых программных инструментов обработки и автоматизации измерений позволяет получать статистически надёжные данные с высокой степенью воспроизводимости. Однако данный подход имеет ограничения в виде наличия зависимости от качества согласования импеданса, что может приводить к искажению спектра в случае переотражений или паразитной связи. В отличие от оптических методов, радиофизический подход не позволяет проводить пространственное картирование интенсивности спиновых волн и не чувствителен к направлениям распространения в поперечной плоскости.

Совместное применение описанных методов позволяет не только количественно описывать дисперсионные и амплитудно-фазовые характеристики в нерегулярных структурах. Полученные результаты создают основу для дальнейшего анализа и обсуждения, представленных в следующих главах диссертации.

Глава 2. Управление свойствами спиновых волн распространяющихся в нерегулярных поперечно-ограниченных соединенных ортогонально в плоскости микроволноводов

Затухание спиновых волн является ключевым ограничением при создании интегральных магنونных сетей (МС), так как оно ограничивает протяжённость элементов длиной пробега волны. Рекордно низкие уровни затухания достигаются в плёнках железо-иттриевого граната (ЖИГ), где СВ способны распространяться на расстояния до нескольких миллиметров [10; 29]. Однако, микрометровые длины волн СВ создают затруднения при миниатюризации устройств, что стимулирует поиск концепций, более приспособленных к уменьшению масштабов. Одним из возможных решений является уменьшение пространственных масштабов отдельного устройства увеличив плотность элементарных блоков устройства. Последняя проблема хорошо известна для трёхмерных КМОП-схем [60]. Исследование эффективных механизмов маршрутизации сигнала путем создания устройств направленного распространения СВ является актуальной задачей. Для соединения магنونных элементов между собой было предложено использовать нерегулярные структуры. Наличие изгиба в волноведущей структуре приводит к неоднородному внутреннему магнитному полю, поэтому важно исследовать влияние нерегулярности на распространение спиновых волн в зонах соединений регулярных волноводов [18; 61—64].

В данной главе с использованием численных и натурных экспериментальных методов исследуется распространения СВ в нерегулярных поперечно-ограниченных соединенных ортогонально в плоскости микроволноводов (рис. 2.1). Выявлены особенности распространения спин-волнового сигнала через волноведущие сочленения (изгибы) различной конфигурации. Предлагаемый элемент для соединения функциональных элементов МС позволяет реализовать функции частотной фильтрации и преобразования длины волны.

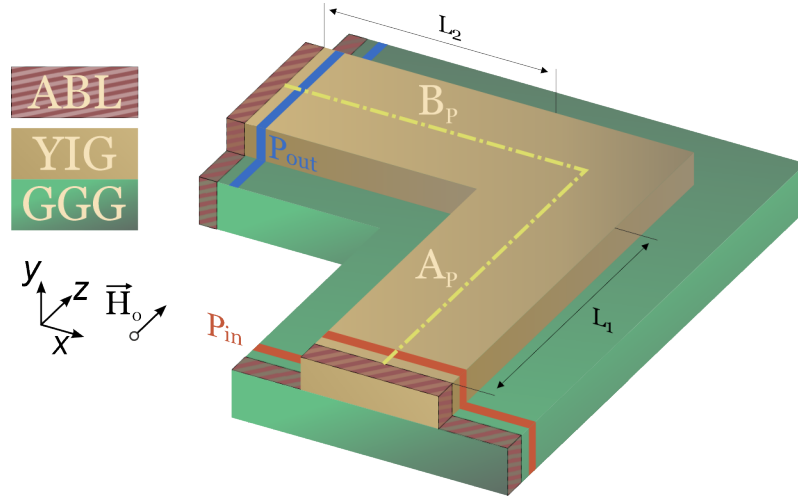


Рисунок 2.1 — Схематическое изображение поперечно ограниченных тонкоплёночных ферромагнитных волноводов A и B , соединённых ортогонально в одной плоскости.

2.1 Описание структуры и микромагнитное моделирование

Последовательное ортогональное сочленение двух прямоугольных магнитных полос, обозначенных как A и B схематически показано на рис. 2.1. Для проведения экспериментального исследования волноведущая структура AB была изготовлена из монокристаллической плёнки ЖИГ толщиной 10 мкм $[\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3 (111)]$, выращенной эпитаксиально на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12} (111)$). Линия ширины ферромагнитного резонанса для плёнки ЖИГ составляла 0.5 Э. Структура формировалась методом лазерной абляции с использованием Nd:YAG волоконного лазера и 2D гальванометрического сканера (Cambridge Technology 6240H), работающего в импульсном режиме при длительности импульса 50 нс и мощности 50 мДж. Ширина всех участков волновода составляла $w = 500$ мкм, а длина каждого участка обозначена как $l_n = 1500$ мкм, где $n = 1, 2$. Были изготовлены три различных типа плоских изгибов: скруглённый изгиб (W_1), соединение под углом 90° (W_2) и диагональное соединение под углом 45° (W_3). С помощью микромагнитного моделирования численно была решена задача возбуждения и распространения СВ в нерегулярных магнитных микроструктурах [18; 65; 66]. В расчётах было принято, что магнитокристаллическая анизотропия в ЖИГ пренебрежимо мала по сравнению с форменной анизотропией, вследствие чего $\mathbf{H}_a = 0$. При этом

форменная анизотропия оказывает решающее влияние на транспорт спиновых волн вдоль магннного изгиба [18]. Обменная постоянная была принята равной $A_{\text{ex}} = 3e^{-7}$ Эр/см, а коэффициент затухания — $\alpha = 10^{-5}$. Для уменьшения отражения спиновых волн (СВ) от границ вычислительной области в модель были введены поглощающие граничные слои (*ABL*) с экспоненциально убывающим коэффициентом затухания α в начале входного и в конце выходного участков структуры волновода [67]. Источники возбуждения и детектирования СВ-сигнала располагались непосредственно у границ *ABL*-областей на концах волноводов [68].

В данной главе рассматривается такая конфигурация структуры и внешнего магнитного поля, при которой возможно эффективное возбуждение ООМ-СВ в секции *A*. Следует отметить, что в большинстве реальных экспериментальных систем толщина магнитной плёнки существенно меньше длины волны СВ, и потому распределение амплитуды волны по толщине плёнки можно считать примерно однородным. Для возбуждения спиновых волн использовалось широкополосное динамическое магнитное поле $b_z(t) = b_0 \text{sinc}(2\pi f_c t)$ с граничной частотой $f_c = 6$ ГГц и амплитудой $b_0 = 10$ мЭ. Динамическая намагниченность регистрировалась в области выходной антенны с временным шагом 75 фс в течение 300 нс. Спектральная плотность мощности выходного сигнала $P_{\text{out}}(f) = 20 \log_{10} |\theta(m_{\perp})|$ рассчитывалась на основе временных рядов с помощью преобразования Фурье, где θ — оператор преобразования Фурье, а $m_{\perp}$ — поперечная (относительно плоскости плёнки) компонента динамической намагниченности.

В неограниченной плёнке ООМСВ и ПМСВ существуют в различных диапазонах частот, разделённых частотой ферромагнитного резонанса плёнки ЖИГ $f_0 = \gamma \sqrt{H_{\text{int}}(H_{\text{int}} + 4\pi M_s)}$ [1]. В нерегулярных поперечных-ограниченных волноводах внутреннее магнитное поле имеет неоднородное распределение, что делает возможным наблюдение эффектов трансформации типов спиновых волн в нерегулярной области волноведущей системы. Передача спиноволнового сигнала через ортогональное соединение *AB* осуществляется за счёт смещения по частоте дисперсионных ветвей ООМСВ и ПМСВ и, в частности, их перекрытия, что характеризует наличие нескольких ширинных мод в такой геометрии [1]. Расчёт дисперсии спиновых волн с использованием микромагнитного моделирования позволяет выявить диапазон частот сосуществования ООМСВ

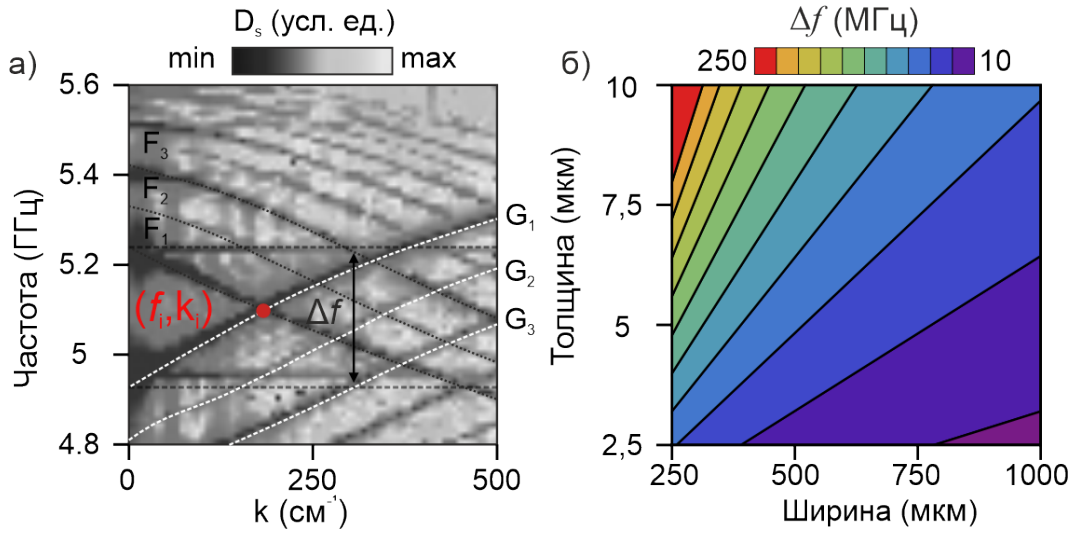


Рисунок 2.2 — (а) Карта дисперсионных характеристик спиновых волн в волноводах A и B для полос ЖИГ шириной 500 мкм и толщиной 10 мкм полученная с помощью микромагнитного моделирования. (б) Цветовая карта функции $\Delta f(w, d)$ для диапазона значений толщины от 2,5 до 10 мкм и ширины полос от 500 до 1000 мкм.

и ПМСВ. На полученной карте дисперсионных характеристик (рис. 2.2а) для ЖИГ-плёнок шириной 500 мкм и толщиной 10 мкм кривые F_n и G_n ($n = 1, 2, 3$) соответствуют ширинным модам спиновых волн, распространяющимся вдоль участков A и B по осям x и y соответственно. Здесь индекс n указывает число пучностей, характерных ширинных мод [69; 70]. Область перекрытия по частоте Δf показана на рис. 2.2а, где сосуществуют первые ширинные моды ($n = 1$) ООМСВ (F_1) и ПМСВ (G_1). Следует отметить, что изменение ширины и толщины магнитных пленок, а также изменение величины внешнего магнитного поля позволяют настраивать ширину полосы частот Δf .

Сначала проанализируем зависимость $\Delta f(w, d)$ от толщины (d) и ширины (w) плоской ЖИГ-полосы. При этом необходимо учитывать два фактора, влияющих на величину Δf : (i) изменение внутреннего магнитного поля вследствие форм-анизотропии [1; 17], и (ii) сдвиг нижней/верхней граничной частоты для ПМСВ/ООМСВ соответственно, возникающий как следствие преобразования дисперсии для спиновых волн, распространяющихся по ограниченному волноводу [71]. Первый фактор — влияние пространственно неоднородной величины внутреннего магнитного поля на значение $\Delta f(w, d)$ — может быть оценён с использованием неоднородного распределения $\mathbf{H}_{\text{int}}$ внутри каждого из волноводов для случая тангенциальной намагниченности [72]. Согласно этому подходу,

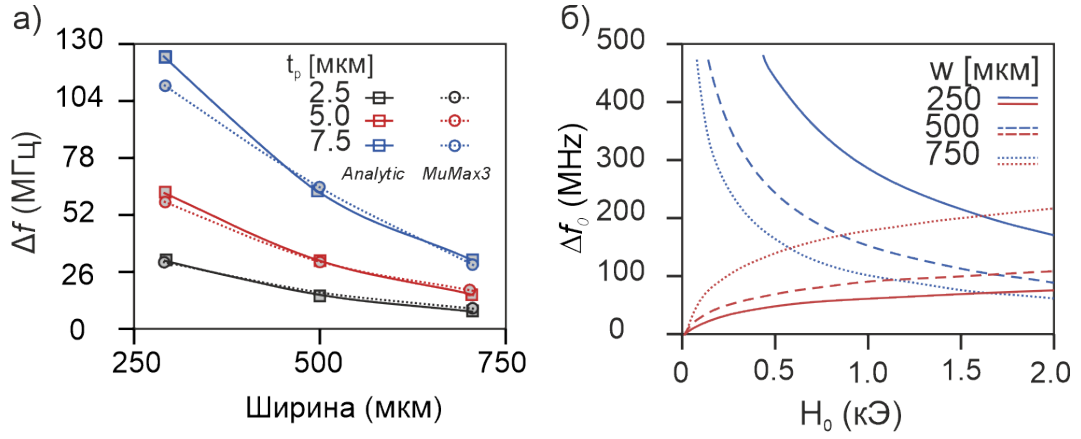


Рисунок 2.3 — (а) Зависимость Δf от ширины w и толщины t полосы, полученная из микромагнитного моделирования (сплошная линия) и аналитических расчётов (пунктирные линии). (б) Зависимость Δf_0 от величины внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ для волноводов заданной ширины при возбуждении обратных объёмных (ООМСВ, синим) и поверхностных (ПМСВ, красным) спиновых волн.

была проведена оценка ширины полосы в зависимости от d и w . На рис. 2.2а приведена карта значений функции $\Delta f(w, d)$, закодированная по цвету для диапазона толщин ($2.5 < t < 10$ мкм) и ширин ($250 < w < 1000$ мкм). Из неё видно, что при уменьшении ширины полос и увеличении их толщины ширина полосы по частоте увеличивается, при этом максимальная ширина области перекрытия наблюдается при соотношении $H/M_s \approx 1.27 \cdot d/w$.

Фактор (ii) может быть учтён аналитически с использованием дисперсионных характеристик, представленных в работах [71; 73]. Это приводит к красному сдвигу граничной частоты для ПМСВ и синему сдвигу граничной частоты для ООМСВ. Таким образом, даже без учёта фактора (i), фактор (ii) даёт ненулевое значение для Δf .

Результаты микромагнитного моделирования и аналитических оценок демонстрируют хорошее согласие для рассматриваемой ЖИГ-плёнки (рис. 2.3а): увеличение толщины и уменьшение ширины структуры волновода приводит к расширению области сосуществования ООМСВ и ПМСВ в полосе частот Δf . Далее проанализируем влияние величины внешнего магнитного поля на значение Δf_0 . Заметим, что Δf_0 определяется как разность в значении f_0 для ПМСВ и ООМСВ, возникающая вследствие ограничения непрерывной магнитной плёнки по ширине.

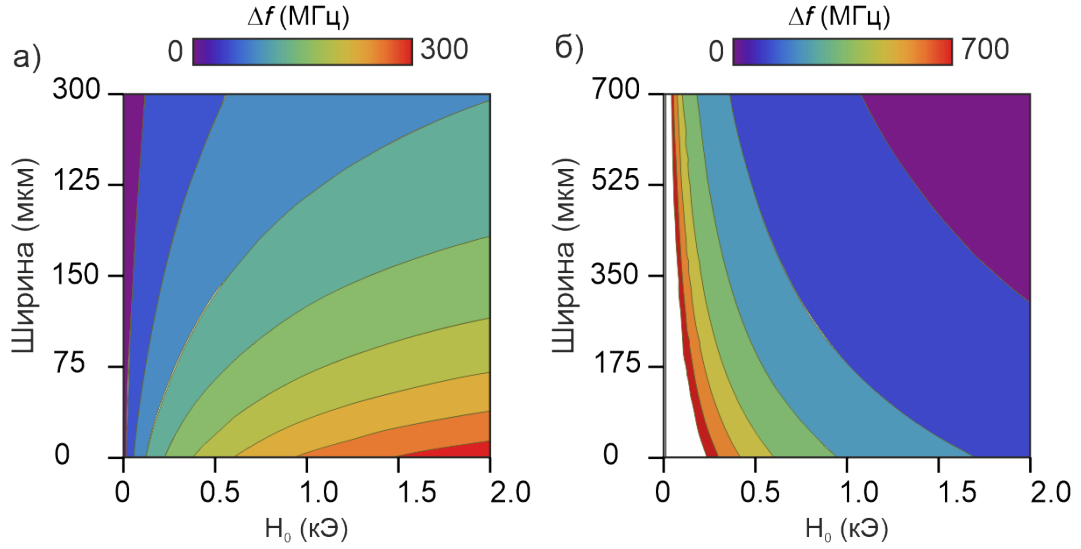


Рисунок 2.4 — Цветовые карты $\Delta f(H_0, w)$ для ООМСВ (а) и ПМСВ (б) соответственно.

На рис. 2.3б приведены зависимости Δf_0 от $\mathbf{H}_0$ для волноводов различной ширины; синие и красные кривые соответствуют ООМСВ и ПМСВ соответственно. При этом на рис. 2.4а-б показаны цветовые карты функций $\Delta f_0(H_0, w)$ для ООМСВ и ПМСВ соответственно. Эти результаты демонстрируют увеличение $\mathbf{H}_0$ приводящее к росту Δf_0 для ПМСВ и к его уменьшению для ООМСВ.

Нерегулярная область в волноведущей структуре образованная путём сочленения магнитных полос позволяет реализовать режим передачи СВ через область поворота с неизменной длиной спиновой волны. Это видно из анализа дисперсионных характеристик спиновых волн. В частном случае ООМСВ на частоте $f_i = 5.1$ ГГц, возбуждённая в области A с волновым числом $k_i = 200 \text{ см}^{-1}$, преобразуется в ПМСВ в участке B с тем же волновым числом, как показано на рис. 2.2а, где отмечена область пересечения дисперсионных кривых для обоих типов волн. В других частотных диапазонах более длинная волна ООМСВ преобразуется в ПМСВ с более короткой длиной волны в B .

Коэффициент преобразования длины волны $\kappa = \lambda_{\text{out}}/\lambda_{\text{in}}$ в плоском соединении волноводов как функция частоты f представлен на рис. 2.5а. Здесь λ_{in} — длина волны в A , а λ_{out} — длина волны в участке B . Увеличение ширины обоих волноводов приводит к росту наклона зависимости $\kappa(f)$ после точки $f = f_i$, где $\kappa = 1$. В результате, при больших ширинах волноводов наблюдается более выраженное изменение κ с частотой.

В плоской топологии магнанных волноводов изменение толщины участков A и B связано с технологическими сложностями, тогда как изменение ширины

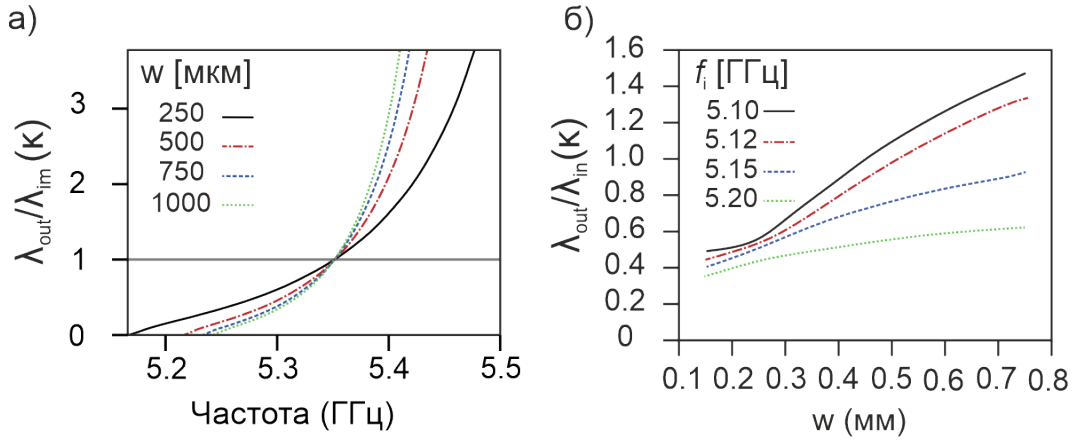


Рисунок 2.5 — (а) Коэффициент преобразования длины волны $\kappa = \lambda_{\text{out}}/\lambda_{\text{in}}$ от частоты f для заданной ширины волновода. (б) Коэффициент преобразования длины волны $\kappa = \lambda_{\text{out}}/\lambda_{\text{in}}$ от ширины полос ЖИГ w при фиксированной частоте.

волноводов возможно без дополнительных шагов литографии. Изменяя ширину w_2 участка B при возбуждении ООМСВ в A , можно получить разные значения коэффициента κ . На рис. 2.5б показано, как варьирование w_2 влияет на κ при частоте $f_i = 5.1$ ГГц и вблизи неё. В частности, при $f > f_i$ наклон зависимости $\kappa(w_2)$ оказывается больше, чем при $f < f_i$.

Таким образом, изменение ширины полосы в сочлененных тонкопленочных поперечно ограниченных ферромагнитных микроволноводах позволяет реализовать дополнительную степень свободы для усиления эффекта преобразования длины волны спиновой волны.

Для экспериментальной оценки как полосы пропускания нерегулярной структуры, так и распространения спиновых волн через изготовленную структуру, были использованы микроволновая спектроскопия и МБС.

2.2 Распространение спиновых волн в нерегулярных волноводах с различным типом соединения

Простота изготовления плоских нерегулярных структур с помощью метода лазерной абляции позволяет рассматривать различные типы соединений. С помощью МБС фиксировалось распространение спиновых волн через структуры AB с различными типами соединений (скруглённый изгиб (W_1), соединение

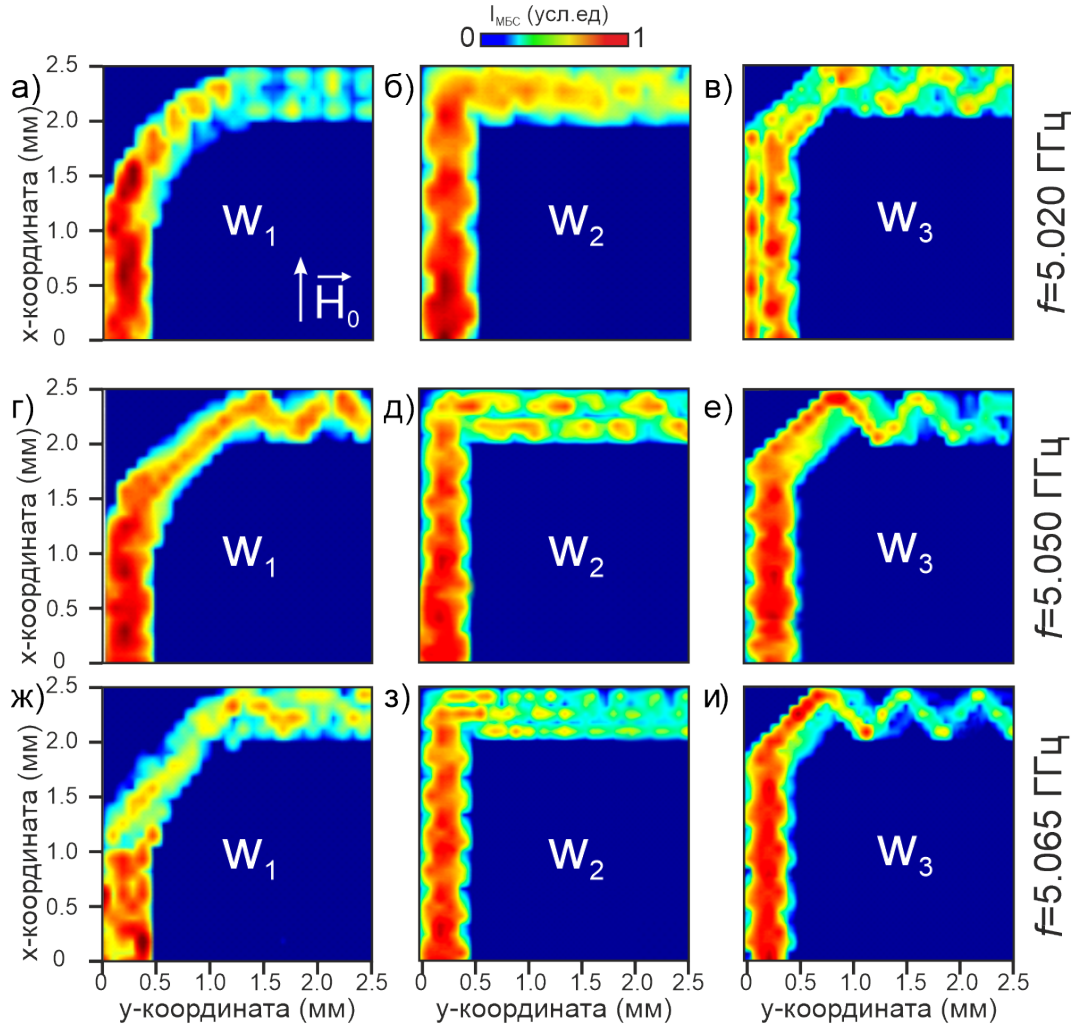


Рисунок 2.6 — (а–и) Пространственное интенсивности МБС-сигнала на частотах 5.020 ГГц, 5.050 ГГц и 5.065 ГГц.

под углом 90° (W_2) и диагональное соединение под углом 45° (W_3). Пространственные карты распределения интенсивности I_{BLS} для частот входного сигнала $f_1 = 5.020$ ГГц, $f_2 = 5.050$ ГГц и $f_3 = 5.065$ ГГц представлены на рис. 2.7а-и. Для всех трех типов структур было выбрано внешнее магнитное поле величиной $\mathbf{H}_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси x , для эффективного возбуждения ООМСВ во входной секции A [1; 74]. Мощность входного сигнала составляла $P_0 = -10$ дБ, что обеспечивало линейный режим возбуждения и распространения СВ. Пространственное сканирование проводилось в области размером 2.5×2.5 мкм².

Для понимания режимов распространения спиновых волн с помощью микромагнитного моделирования совместно с натурным экспериментом методом МБС построены карты интенсивности спиновых волн $I_{\text{МБС}}(x, y) = \sqrt{(m_x^2 + m_z^2)}$ в структурах $W_{1,2,3}$ с теми же параметрами,

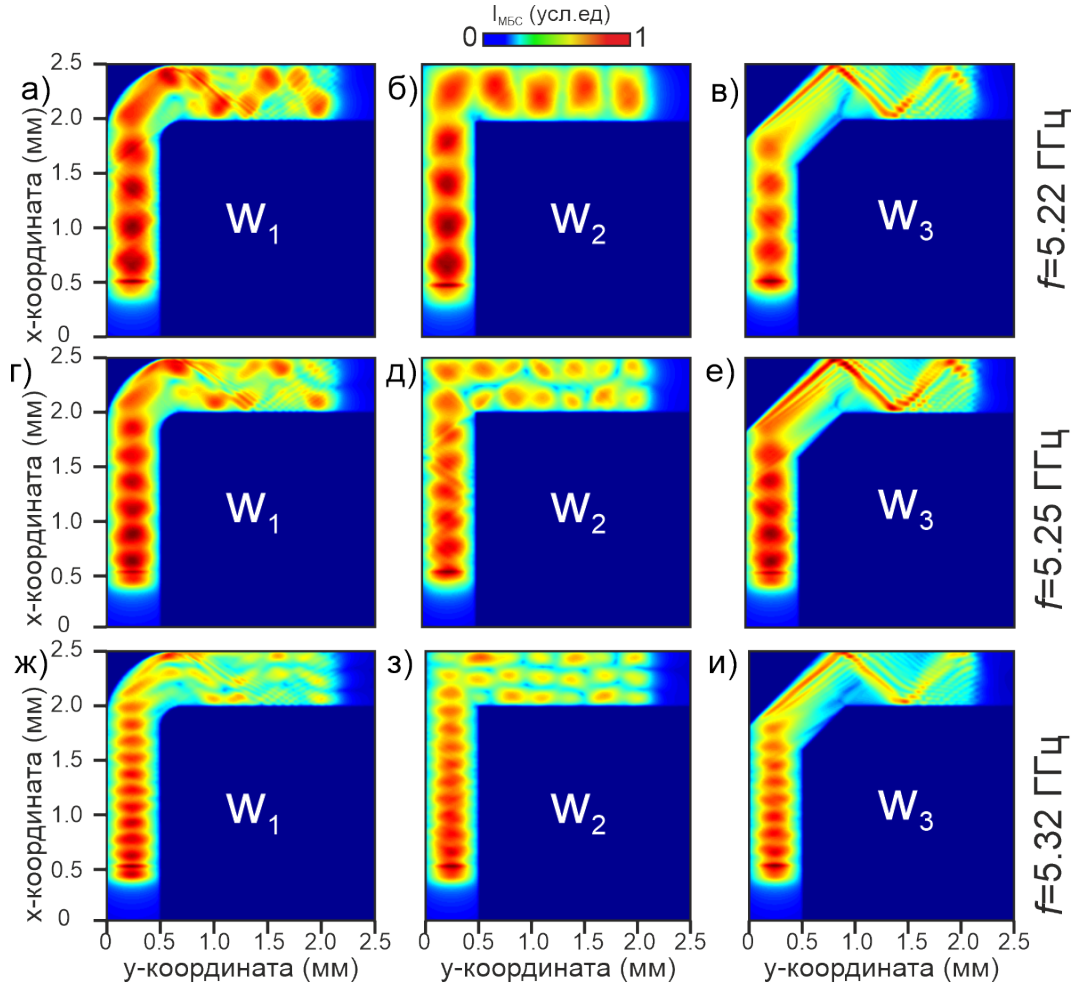


Рисунок 2.7 — (а–и) Пространственное распределение интенсивности динамической намагниченности $I(x, y)$ при частотах 5.22 ГГц, 5.25 ГГц и 5.32 ГГц.

что и в эксперименте. Результаты численного моделирования представлены на рис. 2.7а–и. Следует отметить, что общие особенности экспериментальных карт интенсивности спиновых волн хорошо воспроизводятся расчётами. Дополнительно, при выполнении модового разложения [70; 75] пространственного распределения интенсивности спиновых волн можно наблюдать, что интерференция ширинных мод формирует характерную «змеевидную» или «зигзагообразную» структуру распределения интенсивности в секции B .

В волноводе с соединением со скруглением W_1 (первый столбец на рис. 2.7) распространяющаяся вдоль участка A спиновая волна типа ООМСВ трансформируется [74; 76] в области изгиба в волну типа ПМСВ, распространяющуюся вдоль участка B . Строго говоря, такие волны нельзя однозначно называть ПМСВ и ООМСВ, так как эти термины корректны только для случая непрерывной магнитной плёнки [1; 17; 69–71]. Однако для удобства мы будем использовать

обозначения ПМСВ и ООМСВ, подразумевая под ними волны с положительным и отрицательным знаком градиента дисперсии соответственно. Из полученных пространственных карт видно, что изменение частоты входного сигнала позволяет управлять модовым составом спиновой волны в участке B .

В случае соединения под углом 90° (второй столбец на рис. 2.7) модовый состав ПМСВ, распространяющейся в B , изменяется с ростом частоты [69—71; 77—79]. Например, при частоте $f = 5.020$ ГГц возбуждённая в секции A ООМСВ проходит через изгиб и преобразуется в ПМСВ, сохраняя при этом свой модовый состав. При увеличении частоты до $f = 5.050$ ГГц реализуется двухмодовый режим ПМСВ возбуждения [78; 79] (рис. 2.7д). Дальнейшее увеличение частоты до $f = 5.065$ ГГц приводит к возбуждению третьей моды ПМСВ в участке B (рис. 2.7з).

Таким образом, становится очевидно, что рассматриваемое соединение может использоваться в качестве устройства возбуждения ширинных мод СВ высшего порядка в выходном участке нерегулярной структуры, без необходимости задействовать эффекты межмодового дипольного взаимодействия, описанные в работе [80].

Конструкция нерегулярных волноводов с соединением под углом 45° (третий столбец на рис. 2.7) обеспечивает наложение симметричных и антисимметричных мод в участке B , что проявляется в виде «змееобразного» или «зигзагообразного» распределения интенсивности спиновых волн внутри B . Как уже показано на рис. 2.2а, спектр спиновых волн внутри B состоит из мод $G_{1,2,3}$. Характерный змееобразный рисунок формируется в основном за счёт вклада и интерференции когерентно распространяющихся мод G_1 и G_2 [66; 69—71; 75].

Следует отметить, что эффективность передачи спиновых волн через изгиб определяется в основном двумя факторами: (i) неоднородным профилем внутреннего магнитного поля в области изгиба [18]; (ii) нарушением трансляционной симметрии, которое приводит к формированию ширинных мод спиновых волн с конечными поперечными волновыми числами. Последний фактор, в частности, определяет условия возбуждения высокопорядковых мод спиновых волн в участке B .

Первый фактор был рассмотрен в работе [18] для случая структуры со скруглением при варьировании ориентации внешнего магнитного поля. Здесь мы анализируем изменение профиля внутреннего магнитного поля $H_{cp}(\xi)$ вдоль

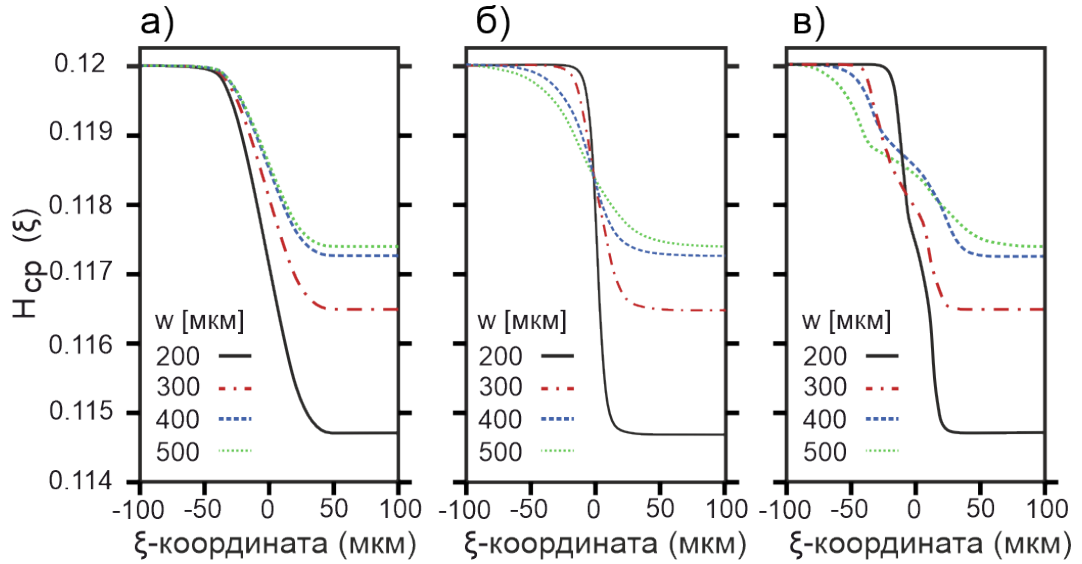


Рисунок 2.8 — (а–в) Зависимость эффективного магнитного поля $H_{cp}(\xi)$ для изгибов W_1 , W_2 и W_3 при различных ширинах полос.

криволинейной координаты ξ в различных соединениях $W_{1,2,3}$. Профили $H_{cp}(\xi)$ (рис. 2.8а-в) получены в результате решения статической задачи, где намагниченность релаксирует согласно микромагнитному решению уравнения ЛЛГ при внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$, направленном вдоль оси x .

На рис. 2.8а-в показаны профили $H_{cp}(\xi)$ для изгибов W_1 , W_2 и W_3 при различных ширинах волноводов в диапазоне $200 < w < 500$ мкм. Внутреннее магнитное поле $H_{cp}(\xi)$ в участке A практически совпадает по величине с внешним полем $\mathbf{H}_0$, что объясняется направлением внешнего поля вдоль длинной стороны участка A и, как следствие, отсутствием статического размагничивающего поля [81].

Снижение $H_{cp}(\xi)$ для $\xi > 50$ мкм в участке B связано с наличием значительного размагничивающего поля H_{demag} , так как внешнее поле направлено вдоль короткой стороны B . Очевидно, что перепад значений $H_{cp}(\xi)$ через соединение увеличивается при уменьшении ширины волновода, что обусловлено более выраженным эффектом анизотропии формы для узкой магнитной полосы [1; 77].

Количественное сравнение графиков на рис. 2.8а-в показывает, что плавный изгиб характеризуется наибольшей длиной пути распространения спиновой волны с практически линейно убывающим профилем $H_{cp}(\xi)$ через область изгиба. На рис. 2.8а видно плавное снижение внутреннего поля $H_{cp}(\xi)$ через округлое соединение в отличие от более резкого перепада $H_{cp}(\xi)$, характерного

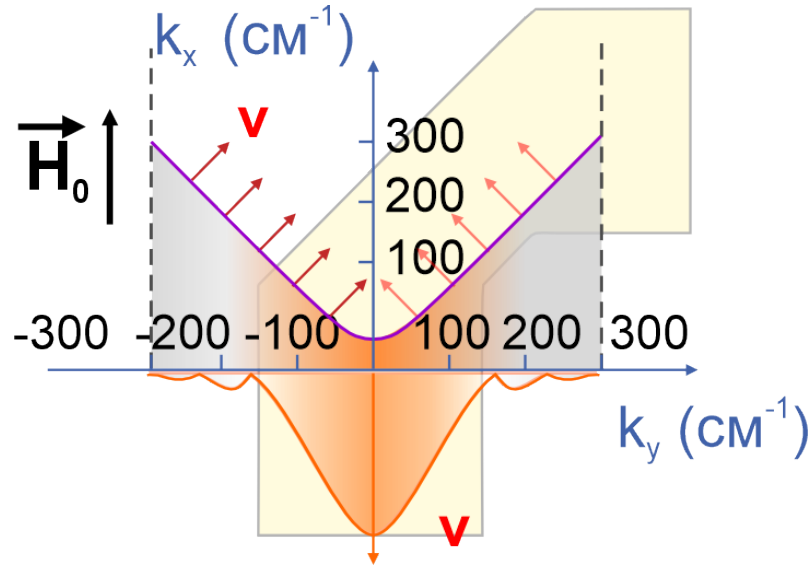


Рисунок 2.9: Схематическая визуализация изочастотных кривых, характерных для спиновых волн, распространяющихся через диагональное соединение.

Магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направлено вдоль оси x .

для прямоугольного соединения (рис. 2.86). В случае соединения под углом 45° также наблюдается плавное изменение $H_{cp}(\xi)$, однако с локальным скачком, соответствующим волноводному сегменту, соединяющему магнитные полосы A и B .

Вторая интерпретация изменения эффективности передачи спиновых волн может быть связана с распространением пучка спиновых волн, который многократно отражается от геометрических границ волновода согласно (в общем случае анизотропным) законам спин-волновой оптики при прохождении изгиба в области с неоднородным профилем внутреннего магнитного поля [18; 82; 83]. Это сопровождается формированием пучка, аналогичного каустике, внутри соединения под углом 45° , что близко к предельному углу распространения магнитостатических спиновых волн в тангенциально намагниченной плёнке железо-иттриевого граната [61; 84; 85].

На рис. 2.2 схематически представлена изочастотная кривая для спиновых волн, распространяющихся в плёнке ферромагнетика ЖИГ с намагниченностью в плоскости [1; 85]. Оранжевая кривая на рис. 2.2 отражает спектр поперечных волновых чисел k_y в случае дифракции спиновой волны от конца первой секции волновода [74; 83–88]. Эта схема демонстрирует, что вектор групповой скорости спиновой волны направлен вдоль той же оси, что и участок соединения W_2 , при условии, что выполняется неравенство $k_y < 50 \text{ см}^{-1}$ [74; 83; 84].

Для прояснения влияния вышеупомянутых факторов (i) и (ii) на прохождение спиновых волн через нерегулярную область, далее мы сосредоточимся на спектрах передачи, полученных с помощью измерением S-параметров (рис. 2.10а), методом МБС (рис. 2.10б), и микромагнитного моделирования (рис. 2.10в). На рисунке 2.10б представлены результаты измерений модуля коэффициента передачи по частоте S_{21} сигнала в выходной секции B для различных изгибов $W_{1,2,3}$. Видно, что ООМСВ, распространяющаяся вдоль входной секции, преобразуется в ПМСВ, при этом спектры мощности сигнала на выходе в структурах W_1 и W_2 практически совпадают. В магнонном изгибе, состоящем из двух участков, соединённых под углом 45° , передача сигнала оказывается выше.

Метод МБС также подходит для измерения частотной зависимости интенсивности спиновых волн в выходной области B [58; 70]. Для построения частотной зависимости для каждого типа изгиба интегрировался сигнал МБС, собранный в зоне выходного преобразователя, которая ранее использовалась в VNA-измерениях (рис. 2.10б). Результаты микромагнитного моделирования, представленные на рисунке 2.10в, также демонстрируют наилучшую передачу сигнала для изгиба под углом 45° (W_3). Схематическое изображение направления групповой скорости СВ на рисунке 2.2 качественно объясняет повышенную эффективность передачи спиновых волн через диагональный изгиб: в данной конфигурации групповая скорость почти везде совпадает с наклоном области сочленения волноведущих секций A и B [87].

2.3 Выводы по второй главе

Нерегулярная структура образованная последовательным сочленением тонкопленочных ферромагнитных волноводов в одной плоскости в виде различных типов соединений открывает путь к созданию магнонных устройств с заданной полосой пропускания. При этом изменение длины волны спиновой волны при прохождении через нерегулярную область также может влиять на длину её распространения из-за различий в групповой скорости спиновой волны в секциях A и B . Изменение длины волны СВ после прохождения нерегу-

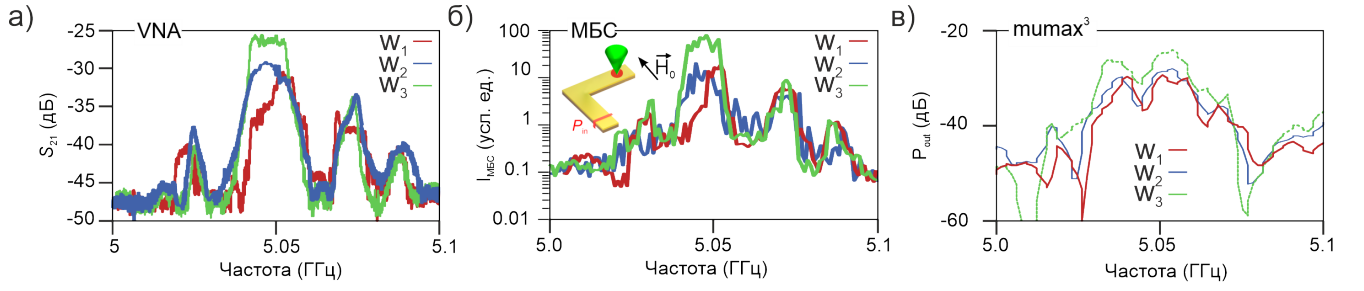


Рисунок 2.10 — (а) СВЧ-измерение модуля коэффициента передачи S_{21} в выходной секции B с помощью VNA для изгибов с различными типами соединений $W_{1,2,3}$. (б) Интенсивность передачи СВ, измеренная методом МБС на выходе секции B для изгибов с различными типами соединений $W_{1,2,3}$. (в) Коэффициент частотной передачи выходной мощности сигнала (по результатам численного моделирования) для изгибов с различными типами соединений $W_{1,2,3}$.

лярной области поворота проявляется в виде выраженных пиков в частотной зависимости S_{21} : спин-волновой сигнал изменяет длину волны согласно спектрам собственных мод секций A и B . Это чётко подтверждается результатами численного моделирования. Проведено экспериментальное исследование методом МБС спиновых волн распространяющихся в предложенных структурах с различным типом изгиба. Сочленение под углом 90° позволяет возбуждать ширинные моды ПМСВ высшего порядка. Показан метод управления диапазоном частот существования ПМСВ и ООМСВ в нерегулярных структурах. Ширина диапазона перекрытия Δf регулируется путём изменения ширины и толщины ферромагнитных пленок и изменения величины внешнего магнитного поля H . При этом величина Δf определяется разностью средних внутренних магнитных полей в сочлененных волноводах вдали от области сочленения. Диапазон частотного перекрытия фундаментальных мод обратных объемных и поверхностных спиновых волн Δf сохраняется при фиксированном отношении толщины плёнки к ширине волновода d/w при выполнении ряда условий $H > 4\pi M_s$, $d/w \ll 1$, $kd \ll 1$. Приближенная оценка диапазона полосы прохождения спиновых волн через нерегулярную волноведущую структуру, образованную сочлененными ортогонально в одной плоскости тонкопленочными поперечно ограниченными микроволноводами в случае намагничивания структуры магнитным полем, ориентированным вдоль одного из микроволноводов ширина полосы частотного перекрытия составляет $\Delta f \approx 8\gamma M_s d/w$ при условии $d/w \ll 1$, $kd \ll 1$.

С помощью микромагнитного моделирования для нерегулярных структур получены карты распределения внутренних магнитных полей, амплитудно-частотные характеристики. Предложенная нерегулярная структура может быть использована в качестве управляемого ответвителя и фильтра спин-волновых сигналов в интегральных магнетонных сетях.

Глава 3. Управление свойствами спиновых волн распространяющихся в нерегулярных структурах на основе волноводов соединенных во взаимно ортогональных плоскостях

Одним из возможных решений уменьшения пространственных масштабов магнонных устройств является расширение магнонных сетей в третье измерение [89], выходящее за пределы традиционной планарной геометрии. Такой подход позволяет как уменьшить площадь отдельного устройства, так и сократить длину межсоединений, увеличив плотность элементов без избыточного тепловыделения. Последняя проблема хорошо известна, например, для трёхмерных КМОП-схем [60]. Тем не менее, как и в других концепциях магнонной логики [11], реализация трёхмерных МС требует эффективных механизмов маршрутизации сигнала между функциональными уровнями. Поэтому изучение переноса СВ в многослойных топологиях магнонных сетей на основе трёхмерных структур является актуальной задачей. Концепция использования трёхмерных магнонных структур была исследована на примере магнонных кристаллов, изготовленных из нанометровых плёнок CoFeB в виде меандров [47; 48], а также из плёнок NiFe [90] и ЖИГ [91; 92], состоящих из ферромагнитных сегментов, ориентированных под углом 90° друг к другу. По сравнению с традиционными магнонными кристаллами, протяжёнными вдоль одной оси, такие меандровые геометрии обладают рядом преимуществ: они позволяют преодолеть ограничения, связанные с анизотропией дисперсии СВ в плёнках с намагниченностью в плоскости, а также обеспечивают возможность распространения СВ в трёх измерениях без значительных потерь в областях соединений. Это, в свою очередь, ставит вопрос о возможности передачи СВ на значительно большие расстояния в меандровых структурах.

В этой главе исследованы структуры с нарушением трансляционной симметрии образованные путём сочленения регулярных волноводов в трехмерной конфигурации под углом 90° . Использование ортогонально соединённых магнитных волноводов обеспечивает простой способ реализации вертикальных волноводов в трёхмерных структурах [47; 48; 90; 91]. Исследования переноса СВ в периодических ЖИГ-структурах с меандровой формой в геометриях Брэгга и Лауэ показали возможность использования такой структуры как системы свя-

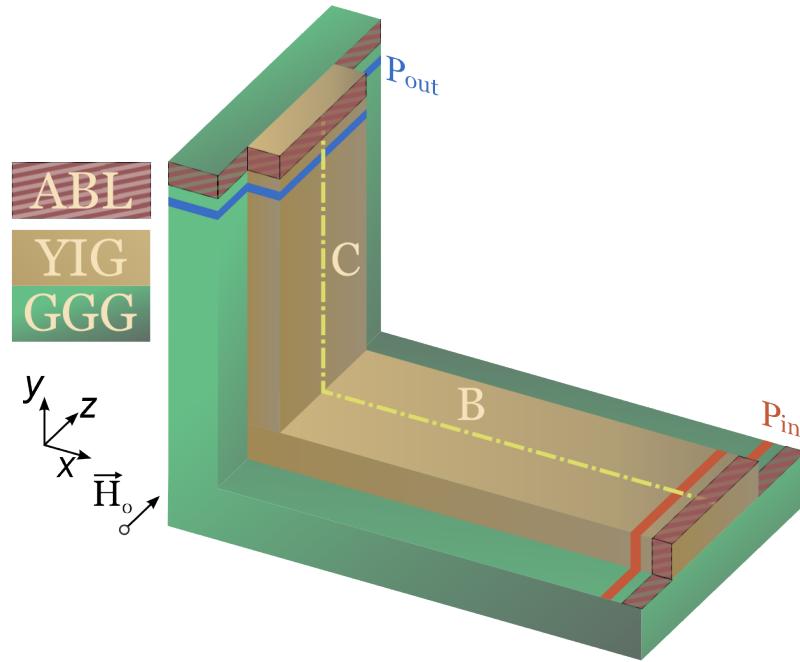


Рисунок 3.1 — Схематическое изображение нерегулярной структуры образованная поперечно ограниченными тонкоплёночными ферромагнитными волноводами соединенных ортогонально в одной плоскости

занных резонаторов, сформированных плоскими сегментами трёхмерного волновода [91]. Однако в указанных работах распространение СВ через вертикальный участок не рассматривалось.

3.1 Микромагнитное моделирование тонкопленочных ферромагнитных поперечно ограниченных волноводах, расположенных во взаимно ортогональных плоскостях

С целью выявления механизма передачи сигнала через структуру BC (рис. 3.1) с нарушенной трансляционной симметрией в yz -плоскости было проведено микромагнитное моделирование. Структура помещалась во внешнее магнитное поле $H_0 = 1200$ Э, направленное вдоль оси x для эффективного возбуждения ПМСВ в участке B . Поскольку концепция магنونной логики [35] основана на использовании интерференции СВ, как амплитуда, так и фаза спиновой волны в выходном участке структуры имеют ключевое значение [6; 40]. Отметим также, что свойства СВ в трёхмерной магنونной меандровой структуре

обусловлены, в частности, различной толщиной вертикальных и горизонтальных сегментов [47; 48].

Рассмотрим распространение СВ в нерегулярной структуре BC при толщине секции B равной $d_{V1} = 10$ мкм, а толщина вертикального участка C варьируется в диапазоне $2.5 \text{ мкм} < d_{V2} < 10 \text{ мкм}$. В микромагнитном моделировании для возбуждения СВ непрерывный гармонический сигнал (CW) $b_0(t) = b_0 \sin(2\pi ft)$ с амплитудой $b_0 = 0.1$ Э и фиксированной частотой возбуждения $f = 5.1$ ГГц, приложенный вдоль оси z в области, выделенной красным на рисунке 3.1. Динамическая намагниченность регистрировалась на протяжении 300 нс во всей структуре BC .

Пространственное распределение интенсивности динамической намагниченности $I(x, y)$ в области B и $I(z, y)$ в области C , а также распределение компоненты $|m_z|$ представлены на рисунке 3.1а-г и рисунке 3.2а-г соответственно. Видно, что длина волны СВ, распространяющейся по C , короче, чем в B . При этом следует отметить, что тип магнитостатической спиновой волны сохраняется при переходе из B в C , поскольку волновой вектор остаётся ортогональным к направлению статической намагниченности.

Изменение толщины d_{V2} секции C приводит к значительным изменениям вклада объёмных магнитных зарядов в дисперсию распространяющихся ПМСВ [1; 17]. Кроме того, ослабление размагничивающего поля H_{demag} в более тонких волноводах приводит к увеличению эффективного магнитного поля $H_{\text{ср}}$ в области C при уменьшении d_{V2} , что позволяет возбуждать спиновые волны с меньшей длиной волны при фиксированной частоте. Этот эффект подтверждается результатами микромагнитных расчётов, представленными на рисунке 3.3а, где также показано, что для более узких полос значение коэффициента преобразования $\kappa = \frac{\lambda_{\text{out}}}{\lambda_{\text{in}}}$ становится меньше при увеличении d_{V2} . Дополнительно, при одновременном увеличении ширины обеих секций B и C (при $d_{V1} = d_{V2}$), длина волны СВ уменьшается, в то время как увеличение толщины $d_{V1} = d_{V2}$, наоборот, приводит к увеличению длины волны спиновой волны (рис. 3.3б).

Следует отметить, что ступенчатое изменение толщины вдоль одного ЖИГ-волновода приводит к образованию области с неоднородным распределением внутреннего магнитного поля, которое может служить источником генерации коротковолновых дипольно-обменных СВ [93]. Вертикальная структура

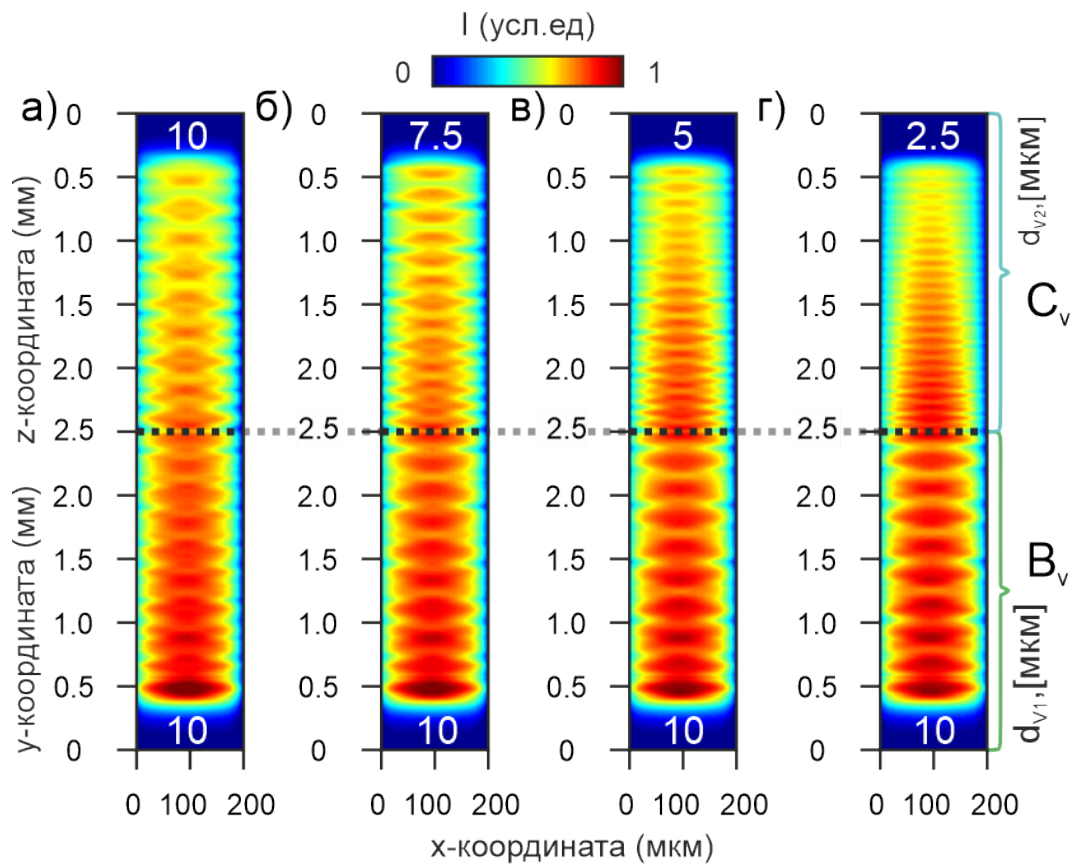


Рисунок 3.2 — Пространственное распределение $I(x, y)$ на частоте 5.1 ГГц при ширине волновода $w = 250$ мкм и толщине (а) $d_{V2} = 10$ мкм, (б) $d_{V2} = 7,5$ мкм, (в) $d_{V2} = 5$ мкм, (г) $d_{V2} = 2,5$ мкм.

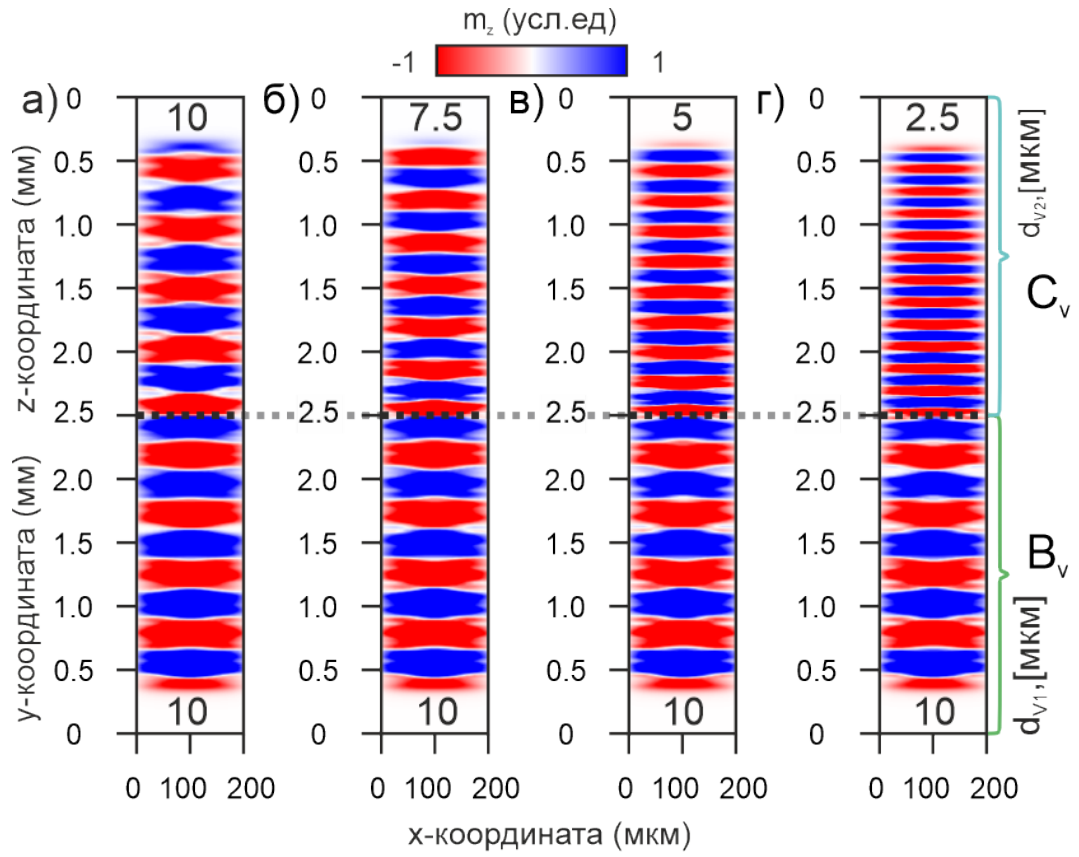


Рисунок 3.3 — (а–г) Пространственное распределение компоненты динамической намагниченности $|m_x|^2$ на частоте 5.1 ГГц при ширине волновода $w = 250$ мкм и толщине (а) $d_{V2} = 10$ мкм, (б) $d_{V2} = 7,5$ мкм, (в) $d_{V2} = 5$ мкм, (г) $d_{V2} = 2,5$ мкм..

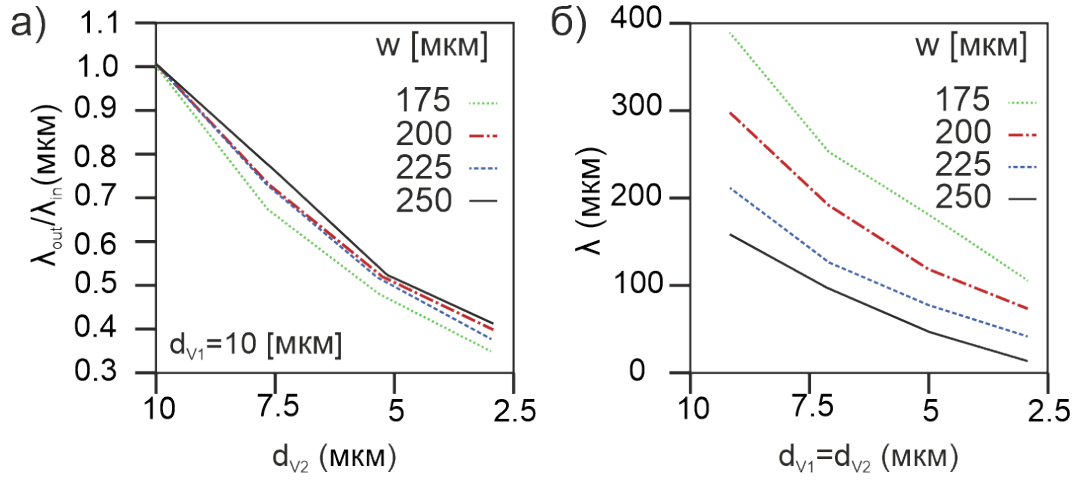


Рисунок 3.4 — (а) Зависимость длины волны в секции C от толщины d_{v2} вертикального волновода при различных значениях ширины. (б) Зависимость длины волны в секции C от одинаковой толщины $d_{v1} = d_{v2}$ при различных значениях ширины. Все представленные данные получены при частоте 5.1 ГГц и внешнем магнитном поле $H_0 = 1200$ Э.

BC с различной толщиной участков также может быть использована для генерации коротковолновых СВ, поскольку её можно рассматривать как развёртку структуры, описанной в работе [93].

3.2 Распространение ПМСВ в структуре образованной сочленением двух ортогональных волноводов

В сравнении со структурой AB , полоса пропускания частот в структуре BC ожидаемо шире, поскольку тип дисперсии спиновой волны сохраняется в обеих секциях. Следует отметить, что для одиночного волновода длиной $l_2 + l_3$ полоса возбуждаемых частот может быть ограничена либо дисперсией магнитостатической волны, либо шириной антенны. Первый фактор даёт значение $\Delta f = \gamma \left[H_0 + 2\pi M_s - \sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_s)} \right] = 542$ МГц при $H_0 = 1200$ Э, в то время как второй фактор даёт $\Delta f = 0.5$ ГГц при ширине антенны 30 μm .

На рисунке 3.6а показаны результаты микромагнитного моделирования спектральной плотности мощности P_{out} непосредственно перед сочленением в секции B (чёрная сплошная кривая) и в выходной секции C (красная пунк-

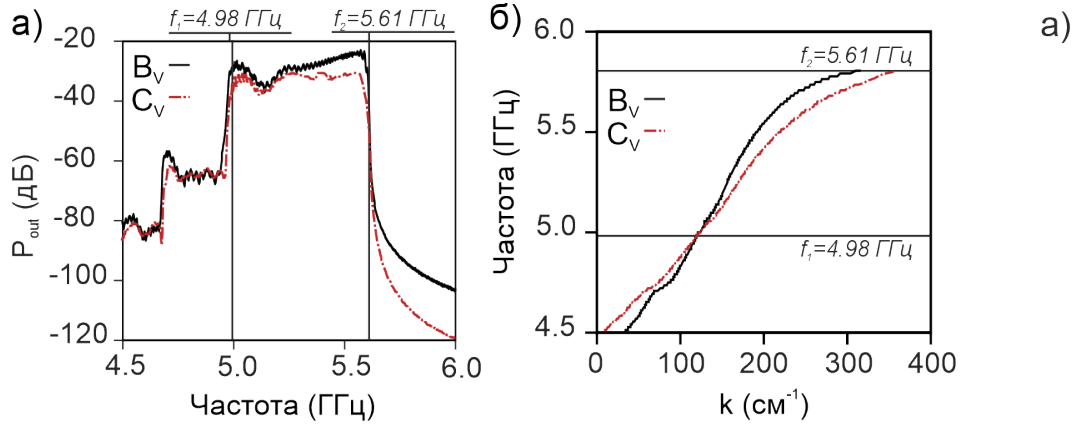


Рисунок 3.5 — (а) Результаты микромагнитного моделирования спектральной плотности мощности P_{out} и (б) дисперсионной зависимости на выходе из секции B (чёрная сплошная кривая) и структуры C (красная пунктирная кривая).

тирная кривая). Выявлено, что ширина полосы передачи сигнала составляет $\Delta f = f_2 - f_1 = 0.63$ ГГц.

На основе фазового сдвига, рассчитанного с помощью микромагнитного моделирования, были определены эффективные волновые числа в диапазоне частот возбуждения $[f_1, f_2]$ по формуле:

$$k_{cp} = \frac{\psi(f) - \psi_0(f)}{l_s},$$

где $\psi(f) = \int_0^{l_s} k(o) do$, ($o = y, z$) — фазовый сдвиг СВ вдоль участка длины l_s между входом и выходом секции ($s = 2$ для B , $s = 3$ для C), а $\phi_0(f)$ — начальная фаза источника спиновой волны.

На рисунке 3.6б представлена рассчитанная дисперсионная зависимость СВ с отмеченными точками совпадения $f(k_{cp})$, где наблюдается перекрытие для спиновой волны, распространяющейся через секции B и C . Это свидетельствует о том, что спиновая волна проходит через вертикальное сочленение без изменения типа магнитостатической волны.

Следовательно, реализация нерегулярной волноведущей структуры с вертикальным сочленением секций не оказывает существенного влияния на передачу сигнала, в отличие от высокой чувствительности, наблюдаемой для нерегулярной структуры с нарушением трансляционной симметрии образованной сочлененными в плоскости поперечно-ограниченных волноводов. Подобная ситуация наблюдается и для прямых объёмных магнитостатических СВ, распро-

страняющихся по структуре в конфигурации AB [63], где тип волны сохраняется на всём протяжении структуры. Отметим, что эффективная передача ПМСВ через вертикальное сочленение поперечно ограниченных волноводов, расположенных во взаимно ортогональных плоскостях осуществляется с величиной потерь менее 10%.

Для проведения экспериментального исследования переноса СВ через внеплоскостной изгиб структура была изготовлена путём ортогонального соединения двух замкнутых микрополосковых линий с общим заземляющим электродом. Волноводы имели ширину $w = 500$ мкм и толщину $d = 10$ мкм. S -параметры измерялись методом микроволновой спектроскопии с использованием векторного анализатора цепей (VNA), подключённого к микрополосковой линии по аналогии с измерением для плоскостного соединения. на рисунке 3.6а показан сигнал, зарегистрированный микрополосковым приёмником, расположенным на выходе секции C , при возбуждении ПМСВ во входной секции B . Полоса пропускания, оценённая по результатам эксперимента, составляет порядка 250 МГц, что меньше значения Δf , полученного по результатам микромагнитного моделирования. Это расхождение можно объяснить наличием механического зазора в области соединения двух волноводов из ЖИГ. Однако важно подчеркнуть, что полученный экспериментальный результат демонстрирует принципиальную возможность переноса спиновой волны через ортогональный изгиб между двумя участками.

Более реалистичный и практически значимый сценарий реализуется, например, в волноводах меандровой формы, исследованных как в микромагнитном подходе [94], так и с использованием МБС и/или микроволновых методов [47; 48; 91]. Провал в частотной зависимости коэффициента передачи, показанный на рисунке 3.6а, может быть связан с целым числом полуволн между входной антенной и областью соединения участков B и C . В частности, провал при 5.3 ГГц обусловлен наличием воздушного зазора, неизбежно возникающего при механическом соединении секций B и C .

Дисперсионная характеристика СВ, реконструированная по фазо-частотной зависимости, соответствует виду дисперсии ПМСВ, что дополнительно подтверждает сохранение типа спиновой волны при прохождении через нерегулярную область волновода (рис. 3.6б).

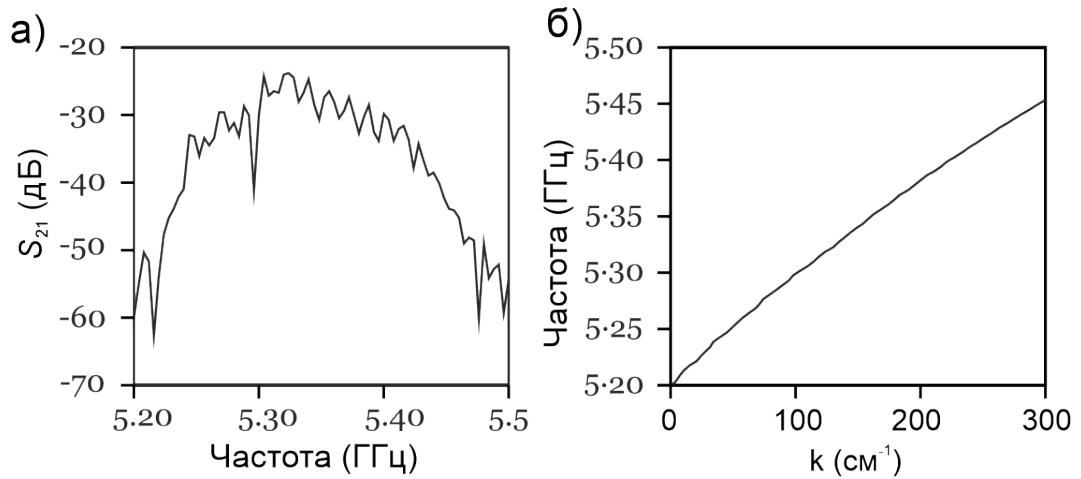


Рисунок 3.6 — (а) Экспериментально измеренное прохождение спиновой волны S_{21} и (б) фазо-частотная характеристика в вертикальной структуре, полученные с помощью векторного анализатора цепей (VNA) на выходе структуры $B_V C_V$.

3.3 Выводы по третьей главе

По результатам первой главы можно сформировать следующие выводы: Была создана трехмерная нерегулярная структура путем сочленения двух тонкопленочных ферромагнитных поперечно ограниченных волноводов, расположенных во взаимно ортогональных плоскостях. С помощью микромагнитных вычислений во временной области были получены амплитудно-частотные характеристики трехмерной нерегулярной структуры. Показана возможность прохождения спин-волнового сигнала в области сочленения волноводов при внешнем поле намагничивания направленном перпендикулярно направлению распространения волны в структуре. Предложен метод управления длиной волны СВ в области поворота путём изменения толщины второй секции и ширины волноводов. С помощью натурного эксперимента получены амплитудно-частотные характеристики. Показано качественное и количественное соответствие между численными и экспериментальными результатами. Таким образом, нерегулярная структура образованная сочленением двух магнитных пленок ЖИГ также может быть использована для создания устройств с заданными характеристиками передачи сигнала. Полученные результаты демонстрируют, что амплитуда и фаза спиновой волны могут быть легко оценены благодаря то-

му, что тип спиновой волны сохраняется при прохождении через такую структуру.

Глава 4. Управление свойствами спиновых волн распространяющихся в нерегулярных структурах на основе ферромагнитных плёнок с функциональными покрытиями на поверхности

Одной из ключевых задач магноники является разработка методов управляемого изменения характеристик спиновых волн непосредственно в процессе их распространения. Как это было показано в главе 2 и 3 для этого используются различные приёмы — от изменения внешнего магнитного поля до введения локальных геометрических неоднородностей. Особый интерес представляют структуры с локализованными поверхностными неоднородностями на ферромагнитных пленках, позволяющие влиять на распределения внутренних магнитных полей изменяя дисперсионные свойства и пространственную локализацию спиновых волн. В настоящей главе рассматриваются механизмы такого управления и их практическая реализация в структурах с нарушением трансляционной симметрии. Как правило, ЖИГ выращивается на подложках из галлий-гадолиниевого граната (GGG), однако в последнее время всё чаще используются полупроводниковые подложки — кремний (Si), арсенид галлия (GaAs), нитрид галлия (GaN) и др. [30; 95]. Основная идея такого подхода заключается в интеграции магноники с традиционными КМОП-технологиями. В частности, взаимодействие спиновых волн в микро- и наноразмерных ферромагнитных плёнках с движением электронов в полупроводниках позволяет создавать новую компонентную базу уникальных устройств основанных на магнонных принципах с настраиваемыми характеристиками.

Интерес к полупроводниково-ферромагнитным гетероструктурам усилился с развитием методов получения наноструктур [96—98], а также с появлением работ, в которых решена задача роста тонкоплёночных магнитных изоляторов (в диапазоне нм и мкм) на полупроводниковых подложках [95; 99—101]. Среди таких структур перспективным для задач магноники [95; 102] является двухслойные структуры, состоящие из плёнки ЖИГ, выращенные на подложке GaAs. Высокая скорость процессов инжекции и рекомбинации носителей заряда в полупроводнике открывает новые возможности для создания динамически управляемых магнонных элементов [33].

Первые работы, посвящённые таким двухслойным структурам, появились несколько десятилетий назад и описывали модификацию спектров спиновых волн за счёт появления полупроводникового слоя и/или его оптического облучения, а также изменение затухания спиновых волн, индуцированное током в полупроводнике [103—112]. Отметим, что в этих работах была экспериментально продемонстрирована возможность изменения дисперсии и спектра СВ под действием света в полупроводниково-ферромагнитных структурах, и было показано, что данный эффект связан с варьированием концентрации оптически инжектированных носителей заряда в полупроводниковом слое. С другой стороны, периодические и нерегулярные магнитные структуры позволяют реализовать устройства, выполняющие мультиплексирование СВ-сигналов и логические небулевы операции [51; 113].

Изменение дисперсии и спектров спиновых волн при введении полупроводникового слоя аналогично эффекту, наблюдаемому при добавлении металлического слоя к ферромагнитной плёнке [1; 114; 115], и также сопровождается возникновением невзаимности распространения [102]. В общем случае это можно описать как экранирование электромагнитного поля, индуцируемого СВ, за счёт уменьшения глубины проникновения этого поля при наличии внешнего слоя со свободными носителями зарядов. Существует обширное число работ, в которых рассматривается распространение СВ в структурах с металлическими полосами на поверхности магнитной плёнки. Такие структуры, по аналогии с симметричными случаями в дифракционной теории, можно отнести к геометриям Брэгга и Лауэ [91; 116].

Что касается использования полупроводниковых структур в геометрии Лауэ, то здесь можно отметить только теоретические работы [117]. В этом контексте представляет интерес исследование транспорта спиновых волн в ферромагнитных/полупроводниковых структурах в геометрии Лауэ, когда сигнал распространяется вдоль периодической структуры.

Общий аналитический подход к описанию переноса СВ в ферромагнитно-полупроводниковых структурах основан на решении электродинамической задачи на основе уравнений Максвелла. Воздействие полупроводника на СВ описывается с учётом движения зарядовых носителей, подчиняющихся кинетическому уравнению Больцмана [1; 118; 119]. Поведение намагниченности ферромагнетика может быть описано через временную форму уравнения Лан-

дау–Лифшица. Однако в случаях, когда внутреннее магнитное поле ферромагнетика можно считать квазистатическим и квазиоднородным, задача сводится к линейному уравнению Ландау–Лифшица с тензором гиротропной проницаемости [1].

Как известно, в структурах, содержащих гиротропные материалы, решение уравнений Максвелла не разделяется на независимые Е- и Н-волны [1], что приводит к необходимости применения численных методов для анализа магнанных структур в рамках электродинамического подхода, например метода конечных элементов (FEM) [115; 120–123].

Использование численных методов позволяет обойти проблему задания усреднённых пространственных характеристик полупроводника в случае, когда он реализуется в виде метаматериала [124]. В качестве одной из таких характеристик можно отметить длину связи СВ в латеральных полосках ЖИГ, разделённых воздушным зазором [37]. Наблюдаемая с помощью метода МБС вариация длины связи может служить экспериментальным подтверждением трансформации спектра спиновых волн в латеральных структурах ЖИГ с подслоем GaAs [112]. В этих структурах реализована билинейная конфигурация, и распространение СВ настраивалось за счёт изменения мощности лазерного излучения, фокусируемого на поверхность слоя GaAs.

Было проведено экспериментальное исследование и численный электродинамический анализ переноса спиновых волн без учёта обменного взаимодействия в геометрии Лауэ в структуре, состоящей из массива полос GaAs, нанесённых на поверхность слоя ЖИГ (см. рис. 4.1). Эта структура может рассматриваться как развитие ранее предложенных авторами работы идей о латерально связанных волноводах на основе ЖИГ [37], формировании спин-волновых каналов в двумерной массиву магннного кристалла [125], а также латерально связанных волноводов ЖИГ/GaAs [112]. Можно предположить, что для случая распространения спиновых волн вдоль полос GaAs, их спектры будут аналогичны спектрам в структурах с частичной металлизацией магнитного слоя. В то же время, при изменении угла распространения спиновых волн, полупроводниковые полосы будут действовать как периодическая решётка магннных кристаллов (МК), что должно привести к формированию запрещённых зон магннных волн [126–128]. Наличие такой угловой зависимости совместно с возможностью модификации спектров СВ путём изменения плотности носителей заряда в слое

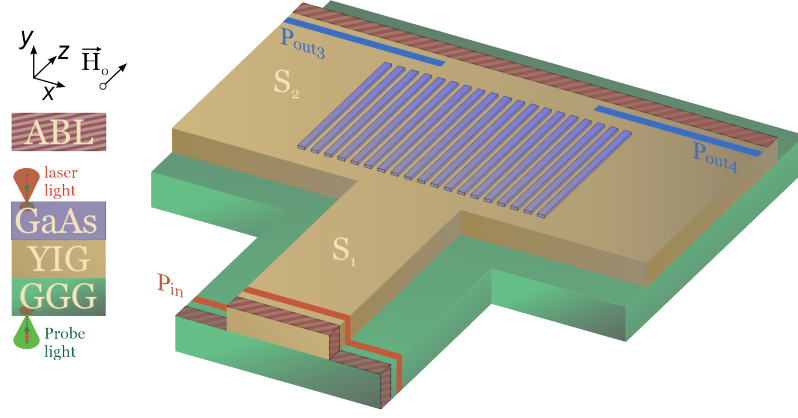


Рисунок 4.1 — Схематическое изображение структуры сформированной последовательным сочленением волноводов S_1 и S_2 различной ширины.

Полосы GaAs нанесены на слой ЖИГ. Конфигурация антенн и ориентация длинной оси массива полупроводниковых полосок реализуют геометрию Лауэ.

GaAs позволяет рассматривать исследуемую структуру как перспективную для реализации настраиваемой пространственно локализации СВ.

Структура реализующая дифракцию спиновых волн в геометрии Лауэ, схематично показано на рисунке 4.1. Полоски GaAs расположены параллельно друг другу на слое ЖИГ через диэлектрическую буферную прослойку, которая в моделировании соответствует слою AlO_x , как реализовано в работе [18]. Буферный слой AlO_x необходим для согласования кристаллических структур ЖИГ и GaAs [95; 102]. Система координат выбрана так, что слой ЖИГ лежит в x - z плоскости, а ось z направлена вдоль полосок GaAs. В исследовании структура считается бесконечной и однородной вдоль оси z и периодической вдоль оси x с периодом $D = 200$ мкм.

Структура намагничена в плоскости внешним магнитным полем $\mathbf{H}_0 = 1300$ Ое, направленным вдоль положительного направления оси x : $\mathbf{H} \uparrow \uparrow x$. Такая конфигурация обеспечивает возможность распространения спиновых волн СВ вдоль оси z ($\mathbf{k}_{\parallel}$) в виде поверхностных спиновых волн ПМСВ в геометрии Дэймона–Эшбаха [129]. ПМСВ могут распространяться как в положительном направлении вдоль оси z ($\mathbf{k}_{\parallel}^+$, т.е. $\mathbf{k}_{\parallel} \uparrow \uparrow z$), так и в отрицательном направлении ($\mathbf{k}_{\parallel}^-$, т.е. $\mathbf{k}_{\parallel} \uparrow \downarrow z$). Эти два случая отличаются стороной плёнки ЖИГ, на которой сосредоточено электромагнитное поле (ЭМП), возбуждаемое СВ: на верхней поверхности для $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ и на нижней — для $\mathbf{k}_{\parallel}^-$, что обусловлено экспоненциальным спадом поля ПМСВ [1; 17].

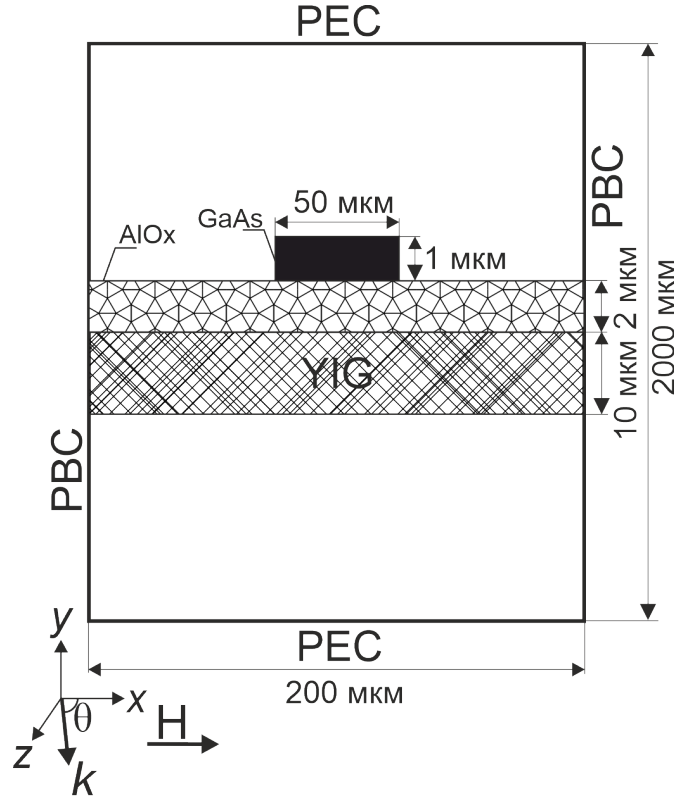


Рисунок 4.2 — Схема численного моделирования с обозначением размеров: область расчёта с указанием граничных условий, материалами слоёв, направлением магнитного поля и волновых векторов.

Кроме того, ПМСВ в данной структуре могут иметь компоненту волнового вектора вдоль оси x ($\mathbf{k}_\perp$). Для плоских волн наличие такой компоненты означает, что распространение происходит под углом к внешнему магнитному полю. Тогда полный волновой вектор описывается выражением:

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_\parallel + \mathbf{k}_\perp. \quad (4.1)$$

Для анализа пространственного распределения электромагнитных полей и расчёта дисперсионных характеристик магнитных микроструктур в работе использовался метод конечных элементов (МКЭ), реализованный в среде *COMSOL Multiphysics*.

Для численного расчёта электродинамических характеристик нерегулярных микроволноводов была разработана программа математического моделирования для расчётов дисперсионных характеристик. Моделирование проводилось в частотной области полагая, что все компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по закону $e^{i\omega t}$. В этом случае из уравнений Максвелла для

вектора напряжённости электрического поля $\mathbf{E}$ следует известное уравнение второго порядка:

$$\nabla \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - k^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (4.2)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота электромагнитной волны, ε — эффективное значение диэлектрической проницаемости для ЖИГ плёнки.

Запишем тензор магнитной проницаемости в приближении безградиентной тонкой плёнки ЖИГ плёнки для касательного намагничивания в виде:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & -i\mu_a(f) & \mu(f) \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

где

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_r^2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f f_M}{f_r^2 - f^2},$$

$$f_H = \frac{\gamma H}{2\pi}, \quad f_M = \frac{\gamma M_0}{2\pi} = 4.9 \text{ ГГц}, \quad \gamma = 2.8 \text{ МГц/Оэ}$$

— гиромагнитное отношение в ЖИГ плёнке. Для увеличения точности вычисления и оптимизации времени расчета пленок размер элементов сетки уменьшен в области ферромагнитных микроволноводов. Граничные условия выбраны в виде “магнитных стенок” (касательная составляющая вектора напряженности магнитного поля равна нулю) на левой и правой границах расчетной области и “электрических стенок” (касательная составляющая вектора напряженности электрического поля равна нулю) на верхней и нижней границах. В численном моделировании рассматривается одна элементарная ячейка структуры вдоль оси x . Задача сводится к двумерной постановке, и соответствующая двумерная расчётная область с обозначением размеров и составом материалов показана на рисунке 4.2. Периодические граничные условия (РВС) заданы по краям расчётной области вдоль оси x , а по верхней и нижней границам применены условия идеального проводника (РЕС). Размер области по вертикали

выбран таким образом, чтобы обеспечить сходимость всех собственных мод ПМСВ, представляющих интерес [130].

Параметры материалов заданы следующим образом. Для ЖИГ: намагниченность насыщения $M_S = 108/(4\pi)$ Гс, гиромагнитное отношение $\gamma/2\pi = 2,8$ МГц/Э, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 12,7$ [131; 132]. Для AlO_x : $\epsilon = 9$ [133]. Для GaAs: средняя частота столкновений электронов $\nu_e = 0,05$ ГГц, эффективная масса электрона $m_e = 10^{-32}$ кг, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_d = 12,9$, заряд электрона $q_e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл [134; 135]. Концентрация электронов N_e рассматривается как настраиваемый параметр.

Для расчёта собственных мод электромагнитных волн (ЭМВ) в расчётной области используется подход, описанный в работах [115; 120–123]. Уравнение Гельмгольца для вектора электрического поля $\mathbf{E}$ решается методом конечных элементов (МКЭ) [121].

$$\nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - \frac{(2\pi f)^2}{c_0^2} \left(\epsilon - \frac{i\sigma}{2\pi f \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0, \quad (4.4)$$

где f — собственная частота волны, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, а c_0 — скорость света в вакууме. Координатно-зависимые материальные параметры в уравнении (4.4) включают: μ — относительную магнитную проницаемость, ϵ — относительную диэлектрическую проницаемость и σ — электропроводность.

Предполагая Блоховскую форму волнового решения $E(x, y)$ уравнения (4.4) и применяя граничные условия (рис. 4.2), получаем собственные значения $k_z \equiv k$ для заданной частоты f .

Для рассматриваемой структуры искомое волновое решение соответствует электромагнитным волнам типа квази-Н [123]. Размеры образца ЖИГ предполагаются значительно превышающими обменную длину в ЖИГ (13–17 нм) [131; 136–138], поэтому обменное взаимодействие не учитывается. Чтобы учесть отсутствие обменного взаимодействия в рассматриваемом спектре ПМСВ, гиромагнитные свойства ЖИГ описываются с помощью тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$, полученного из линеаризованного уравнения Ландау–Лифшица [1; 17]:

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu(f) & i\mu_a(f) \\ 0 & -i\mu_a(f) & \mu(f) \end{bmatrix}, \quad (4.5)$$

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2}, \quad (4.6)$$

где $f_M = \gamma \cdot 4\pi M_s = 3,8$ ГГц, а $f_H = \gamma H_0 = 3,662$ ГГц. Такой подход применим для квазиоднородно намагниченных тонких плёнок и слоёв, в которых не происходит разбиения на магнитные домены и реверса намагниченности.

Для учёта взаимодействия поверхностных спиновых волн (ПМСВ) с электронами в слое GaAs свойства полупроводника описываются через тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ в соответствии с подходом, изложенным в работах [1; 118; 119]. Предполагается, что электроны в GaAs (вклад дырок как носителей заряда не учитывается) подчиняются уравнению движения Больцмана в гидродинамическом приближении. Решение этого уравнения в линейном приближении и при отсутствии дрейфа электронов (в условиях отсутствия внешнего электрического поля) приводит к следующему выражению для тензора проницаемости:

$$\hat{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_d + a_{11}(f) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_d - a_{22}(f) & a_{23}(f) \\ 0 & a_{32}(f) & \epsilon_d - a_{33}(f) \end{vmatrix}, \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} a_{11}(f) &= \frac{i\omega_p^2}{\omega(-i\omega - \omega)}, \\ a_{22}(f) &= a_{33}(f) = (-i\omega - \nu)\epsilon_p, \\ a_{32}(f) &= -a_{23}(f) = \omega_c\epsilon_p, \\ \epsilon_p(f) &= \frac{i\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + 2(-i\nu)\omega - \omega^2 - \omega_c^2)}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

где ω_c и ω_p — циклотронная и плазменная частоты:

$$\omega_c = \frac{e_0\mu_0 H_0}{m_e}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{N_e q_e^2}{m_e \epsilon_0}}.$$

МКЭ позволяет решать краевые задачи в нерегулярных геометриях с учётом неоднородностей, анизотропии и материальных дисперсий, что делает его эф-

фективным инструментом при моделировании структур со сложной конфигурацией и граничными условиями.

Для проведения измерений была изготовлена магنونная гетероструктура на основе одноосной монокристаллической плёнки ЖИГ толщиной 10 мкм $[\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3 (111)]$, выращенной эпитаксиальным методом на подложке из граната гадолиния-галлия $[\text{GGG}, \text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12} (111)]$ с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1350$ Гс. Ширина линии ферромагнитного резонанса составила 0.5 Ое. Периодические борозды на поверхности были сформированы в пластине GaAs методом лазерной абляции с целью создания периодического массива полос. Для этого использовалась система локальной лазерной абляции (LLAS) на основе волоконного Nd:YAG лазера с двухкоординатным гальванометрическим сканирующим модулем Cambridge Technology 6240H, работающего в импульсном режиме с длительностью импульса 50 нс и энергией 50 мДж. Пластина GaAs состояла из подложки толщиной 500 мкм (ожидаемая концентрация электронов порядка 10^{10} см^{-3}) и сильно легированного n-слоя толщиной 1 мкм с предполагаемой концентрацией порядка 10^{17} см^{-3} .

Для регистрации распространения спиновых волн использовалась спектроскопия Бриллюэновского рассеяния света МБС, основанная на эффекте неупругого рассеяния света на когерентно возбуждённых магнонах [70]. В качестве источника использовался одночастотный лазер (Spectra Physics Excelsior EXLSR-532-200-CDRH) с длиной волны 532 нм. Дополнительно применялся туннелируемый полупроводниковый лазер непрерывного действия на длине волны 830 нм с максимальной мощностью $P_L = 1$ Вт, фокусируемый в прямоугольную область размером $1.6 \times 2.0 \text{ мм}^2$ при помощи цилиндрической линзы.

Экспериментально определить зависимости подвижности и концентрации носителей заряда на поверхности пластины GaAs при варьировании мощности лазера определены не были. Тем не менее, согласно литературным данным, ожидаемое увеличение концентрации носителей под действием лазерного облучения с частотой, превышающей ширину запрещённой зоны, может составлять до 1.5 порядка величины относительно исходной концентрации [139; 140].

Сначала рассмотрим случай, когда плоские поверхностные спиновые волны (ПМСВ) распространяются вдоль полос GaAs, то есть вдоль оси z ($\mathbf{k} \parallel z$): $\mathbf{k} \equiv \mathbf{k}_{\parallel}$. Согласно работам [1; 102; 108; 114; 115], ферромагнитно-полупроводниковую структуру можно рассматривать как аналог частично металлизирован-

ного магнитного слоя. В целом проводящий немагнитный слой воздействует на дисперсию ПМСВ за счёт экранирования индуцированного электромагнитного поля ПМСВ, что приводит к уменьшению глубины проникновения поля по сравнению со случаем распространения волны в чистом магнитном слое [115; 141].

Согласно [1], в случае полной металлизации (прямой контакт, полное покрытие, идеальный проводник) магнитной плёнки со стороны максимума ЭМП ПМСВ, верхняя частотная граница ПМСВ (при пренебрежении обменным взаимодействием) при предельном случае $k \rightarrow \infty$ смещается с экстремального значения $f_H + f_M/2$ (5,562 ГГц) до $f_H + f_M$ (7,462 ГГц). В промежуточных случаях при увеличении волнового числа максимальная частота волны достигает значения между $f_H + f_M/2$ и $f_H + f_M$, после чего при дальнейшем росте волнового числа дисперсионная кривая снижается обратно к экстремуму $f_H + f_M/2$. Это объясняется тем, что при увеличении волнового числа ЭМП, индуцированное ПМСВ, локализуется всё ближе к поверхности плёнки ЖИГ, и экранирование этого поля металлическим слоем ослабевает.

Для рассматриваемой структуры можно предположить, что в общем случае для волн с $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ максимальная частота в дисперсионной зависимости ПМСВ (в интервале между $f_H + f_M/2$ и $f_H + f_M$) будет зависеть от ширины, толщины и материальных свойств полос GaAs (частота столкновений, эффективная масса электронов и плотность заряда электронов). Поскольку во всех расчётах были зафиксированы все параметры, кроме концентрации носителей заряда, то изменяя N_e , можно управлять положением дисперсионной кривой ПМСВ в пределах между предельными случаями — плёнкой ЖИГ без каких-либо покрытий и плёнкой ЖИГ, покрытой идеально проводящими полосами.

Следует отметить, что в работах [142; 143] рассматривалось распространение спиновых волн и формирование запрещённых зон в структуре ЖИГ с металлическими полосами для Брэгговской геометрии. В настоящей работе рассматривается геометрия Лауэ.

Результаты численного моделирования дисперсионных соотношений ПМСВ с волновым вектором вдоль оси z ($\mathbf{k}_{\parallel}^+$) для однородного слоя ЖИГ (чёрная кривая) и для исследуемой структуры с полосками из идеального проводника (серая кривая) представлены на рисунке 4.3. Поскольку в расчётах слой ЖИГ считается однородным и бесконечным вдоль осей x и z , полученная дисперси-

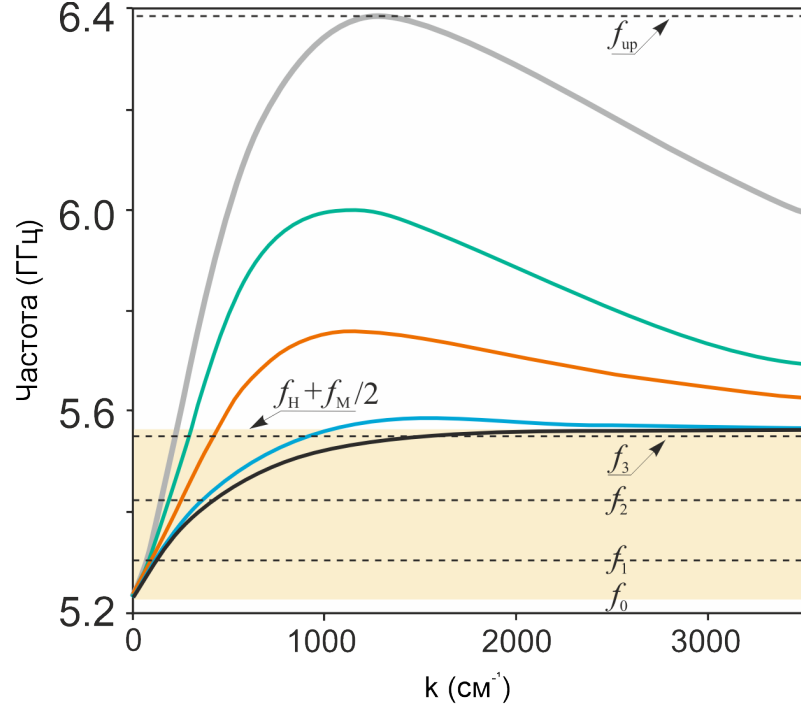


Рисунок 4.3 — Дисперсионные характеристики поверхностных спиновых волн (ПМСВ), распространяющихся вдоль направления z ($\mathbf{k}_{\parallel}^+$), для следующих случаев: чистая плёнка ЖИГ (чёрная кривая), замена полос GaAs на идеальный проводник (серым цветом), а также при различных значениях концентрации электронов в полосах GaAs: $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (синяя кривая), $N_e = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (оранжевая кривая), и $N_e = 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (зелёная кривая). Частотный диапазон безобменных ПМСВ выделен жёлтым фоном (ограничен частотой ферромагнитного резонанса в тангенциально намагниченной плёнке f_0 и верхней границей $f_H + f_M/2$). Частота $f_{\text{up}} = 6.38$ ГГц обозначает максимальную частоту ПМСВ при замене полос GaAs на идеальный проводник. Маркеры $f_1 = 5.3$ ГГц, $f_2 = 5.425$ ГГц и $f_3 = 5.55$ ГГц соответствуют частотам, при которых проводились численные расчёты различных параметров.

онная кривая соответствует модели Дэймона–Эшбаха для поверхностных спино-вых волн (ПМСВ) [129]. Жёлтая заливка на рисунке 4.3 обозначает диапазон ПМСВ Дэймона–Эшбаха с верхней границей $f_H + f_M/2$ и нижней границей $f_0 = \sqrt{f_H(f_H + f_M)}$ — резонансной частотой ферромагнетика в тангенциаль-ном поле [1; 129].

При замене полосок GaAs на идеально проводящие, верхняя граница дис-персионной зависимости сдвигается до $f_{\text{ур}} = 6.38$ ГГц. Этот максимум сменяет-ся монотонным снижением дисперсии до значения $f_H + f_M/2$ при дальнейшем увеличении k . Такое поведение согласуется с результатами работ, посвящённых интерфейсам магнитный/немагнитный проводник [1; 114] и магнитный/полу-проводник [111]. Для рассматриваемой конфигурации структуры (ширина и толщина полосок, параметры слоёв ЖИГ и AlO_x) частота $f_{\text{ур}}$ является макси-мально достижимой при варьировании N_e .

На рисунке 4.3 также представлены результаты расчётов дисперсионных соотношений ПМСВ при различных концентрациях носителей заряда в полос-ках GaAs: $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (синяя кривая), $N_e = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (оранже-вая кривая) и $N_e = 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (зелёная кривая). Эти значения N_e суще-ственно влияют на характеристики дисперсии. Рост концентрации электронов приводит к увеличению максимальной частоты ПМСВ в пределах диапазона $f_H + f_M/2/f_{\text{ур}}$. Одновременно возрастает и групповая скорость ПМСВ в диапа-зоне волновых чисел ниже частотного максимума по мере увеличения N_e .

Отметим, что в случае замены полосок GaAs на идеальный проводник, расчётные дисперсионные зависимости для ПМСВ с $\mathbf{k}_{\parallel}^-$ соответствуют модели Дэймона–Эшбаха с точностью не хуже 20 см^{-1} для каждого найденного реше-ния $k(f)$. Этот результат согласуется с моделью ПМСВ в магнитных слоях, ме-таллизированных со стороны, противоположной максимуму электромагнитного поля, индуцированного волной [1]. Причина различий в свойствах ПМСВ при противоположных направлениях волнового вектора в многослойных структу-рах заключается в связи между направлением $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$ и положением максимума индуцированного электромагнитного поля. Для исследуемой структуры макси-мум ПМСВ-индуцированного ЭМП при $\mathbf{k}_{\parallel}^-$ располагается на поверхности слоя ЖИГ, обращённой в сторону, противоположную массиву полосок GaAs. Таким образом, волны с $\mathbf{k}_{\parallel}^-$ слабо взаимодействуют с решёткой полосок. Это явление

называется невязимностью [1; 17; 102; 115], и в исследуемой структуре степень невязимности будет изменяться с ростом концентрации электронов в GaAs.

Частотный диапазон от f_0 до $f_H + f_M/2$ представляет наибольший практический интерес как область, в которой возможно возбуждение ПМСВ в чистом слое ЖИГ. В этом диапазоне были выбраны частоты $f_1 = 5.3$ ГГц, $f_2 = 5.425$ ГГц и $f_3 = 5.55$ ГГц (рис. 4.3), при которых далее будут рассмотрены свойства ПМСВ с волновыми векторами $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ и $\mathbf{k}_{\parallel}^-$ при варьировании концентрации носителей заряда в GaAs.

На рисунке 4.4а представлены рассчитанные зависимости волновых чисел ПМСВ от концентрации электронов в GaAs при частотах f_1 , f_2 и f_3 для направлений распространения $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ и $\mathbf{k}_{\parallel}^-$. Видно, что зависимости $\mathbf{k}_{\parallel,f}^+(N_e)$ имеют S-образную форму с асимптотами: значение для чистой плёнки ЖИГ при $N_e \rightarrow 0$ и значение для структуры с идеально проводящими (ПЕС) полосами при $N_e \rightarrow \infty$. При увеличении N_e значения волновых чисел $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ убывают. Причём скорость изменения зависимости $\mathbf{k}_{\parallel,f}^+(N_e)$ возрастает с ростом частоты. Это соответствует характеру дисперсионных зависимостей (рис. 4.4, чёрная и серая кривые), определяющих пределы изменения $\mathbf{k}_{\parallel,f}^+(N_e)$. Согласно представленным зависимостям, можно выделить рабочий диапазон концентраций электронов $5 \times 10^{15} : 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в котором изменение N_e приводит к наибольшему изменению $\mathbf{k}_{\parallel}^+$. Этот эффект сопоставим с влиянием конечной проводящей металлизации с одной стороны на дисперсию спиновых волн в геометрии Дэймона–Эшбаха [129; 144; 145].

Одновременно изменение волнового числа $\mathbf{k}_{\parallel,f}^-(N_e)$ пренебрежимо мало (менее 10 см^{-1} при f_3). Таким образом, рост концентрации электронов в полосах GaAs приводит к увеличению разницы между волновыми числами ПМСВ с направлениями $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ и $\mathbf{k}_{\parallel}^-$. Это позволяет заключить о возможности индуцирования и управления невязимностью ПМСВ в исследуемой структуре путём изменения концентрации электронов в полосах GaAs.

Для количественной оценки невязимности введён параметр $\delta k_{\parallel,f} = k_{\parallel}^- - k_{\parallel}^+$, показывающий разницу волновых чисел для противоположно направленных ПМСВ на заданной частоте (рис. 4.4б). Следует отметить, что $\delta k_{\parallel,f}$ определён только в диапазоне частот Дэймона–Эшбаха, поскольку ПМСВ с $\mathbf{k}_{\parallel}^-$ слабо зависят от параметров GaAs. Значение параметра $\delta k_{\parallel,f}$ возрастает как с увеличением концентрации электронов, так и с ростом частоты.

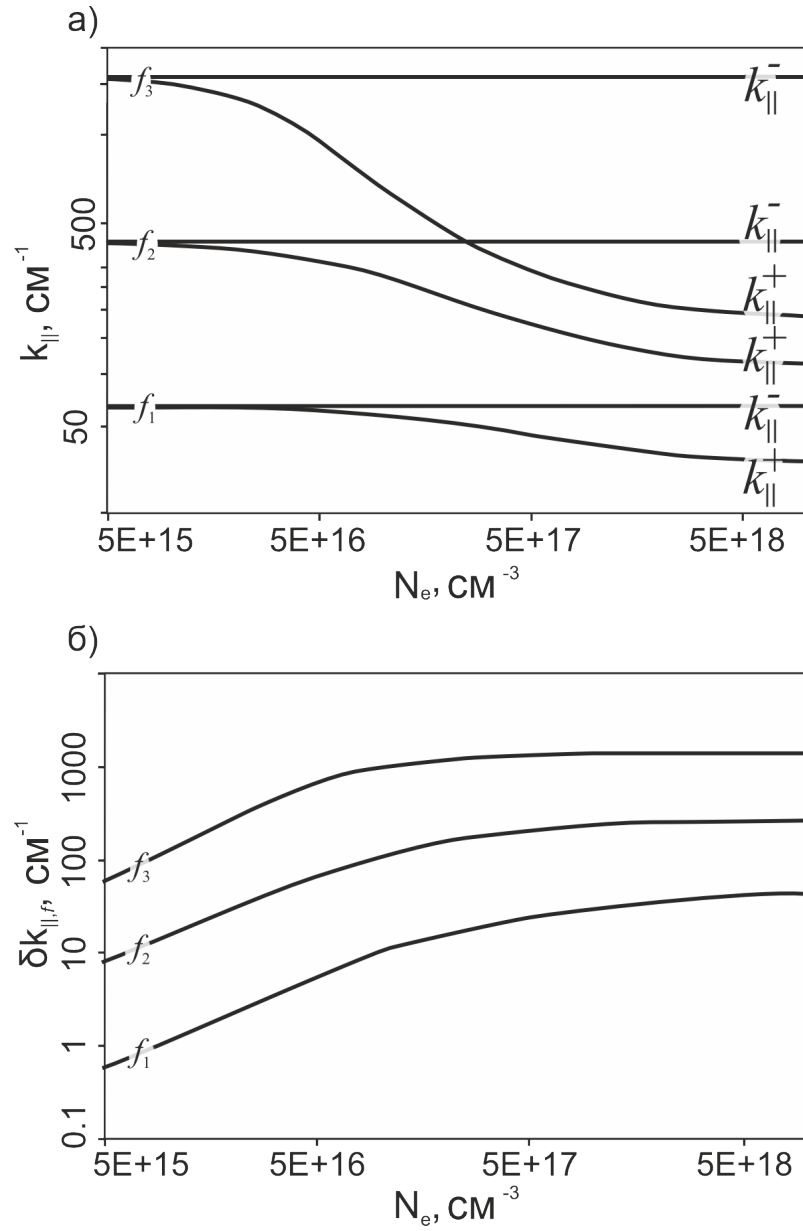


Рисунок 4.4 — (а) Зависимости волновых чисел ПМСВ (для направлений $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ и $\mathbf{k}_{\parallel}^-$) при фиксированных частотах $f_1 = 5.3$ ГГц, $f_2 = 5.425$ ГГц и $f_3 = 5.55$ ГГц от концентрации электронов в GaAs, N_e . (б) Зависимости введённого параметра невзаимности $\delta k_{\parallel,f} = k_{\parallel}^- - k_{\parallel}^+$ от концентрации электронов в GaAs, N_e на частотах f_1, f_2, f_3 .

Как упоминалось выше, в исследуемой структуре перенос ПМСВ может осуществляться под некоторыми углами к оси z (т.е. и к полоскам GaAs), т.е. под углами, отличными от 90° по отношению к направлению внешнего магнитного поля H_0 . Это означает, что вектор волнового числа ПМСВ будет иметь как продольную, так и поперечную составляющие в соответствии с уравнением (4.1). По сути, переход от условия $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ к $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ соответствует переходу от геометрии поверхностных спиновых волн к конфигурации обратных объёмных спиновых волн [1; 17]. Тем не менее, распространение волн с ненулевой поперечной компонентой $\mathbf{k}_\perp$ в рассматриваемой структуре мы по-прежнему будем называть ПМСВ в смысле квази-ПМСВ.

В структуре с периодическим массивом полупроводниковых полос ПМСВ с ненулевыми волновыми числами $\mathbf{k}_\perp$ будут удовлетворять условию Брэгговской резонансной дифракции, а компоненты $\mathbf{k}_\perp$ будут образовывать зону Бриллюэна: $2\pi m k_\perp / D$ [126; 145]. Это условие устанавливает соотношение между волновым числом $\mathbf{k}_\perp$ (направленным нормально к массиву), периодом структуры D и порядком Брэгговской дифракции m — целым числом.

Как известно из литературы (например, [126; 145]), условие Брэгговского резонанса должно приводить к формированию запрещённых зон (по частотам и волновым числам) в спектрах волнового переноса. Для изучения формирования таких запрещённых зон в спектрах ПМСВ исследуемой структуры в зависимости как от концентрации электронов в полосах GaAs, так и от угла распространения волн, мы обратились к анализу изочастотных зависимостей. В контексте рассматриваемой структуры, изочастотная зависимость — это зависимость продольной компоненты волнового числа $k_\parallel$ от поперечной $k_\perp$ при фиксированной частоте. Таким образом, каждая точка изочастотной зависимости представляет собой вектор $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\parallel + \mathbf{k}_\perp$ при данной частоте. Для периодических структур изочастотные зависимости внутри первой зоны Бриллюэна описывают ПМСВ как в направлении $\mathbf{k}_\parallel^+$, так и в направлении $\mathbf{k}_\parallel^-$. Интервал по компонентам волнового вектора, в котором изочастотная зависимость отсутствует (или имеет разрыв), соответствует запрещённой магнонной зоне для этих направлений распространения.

Для моделирования ПМСВ с ненулевой поперечной компонентой волнового вектора продольное волновое число рассчитывалось как функция заданной частоты и числа Флоке, установленного в граничных условиях периодичности.

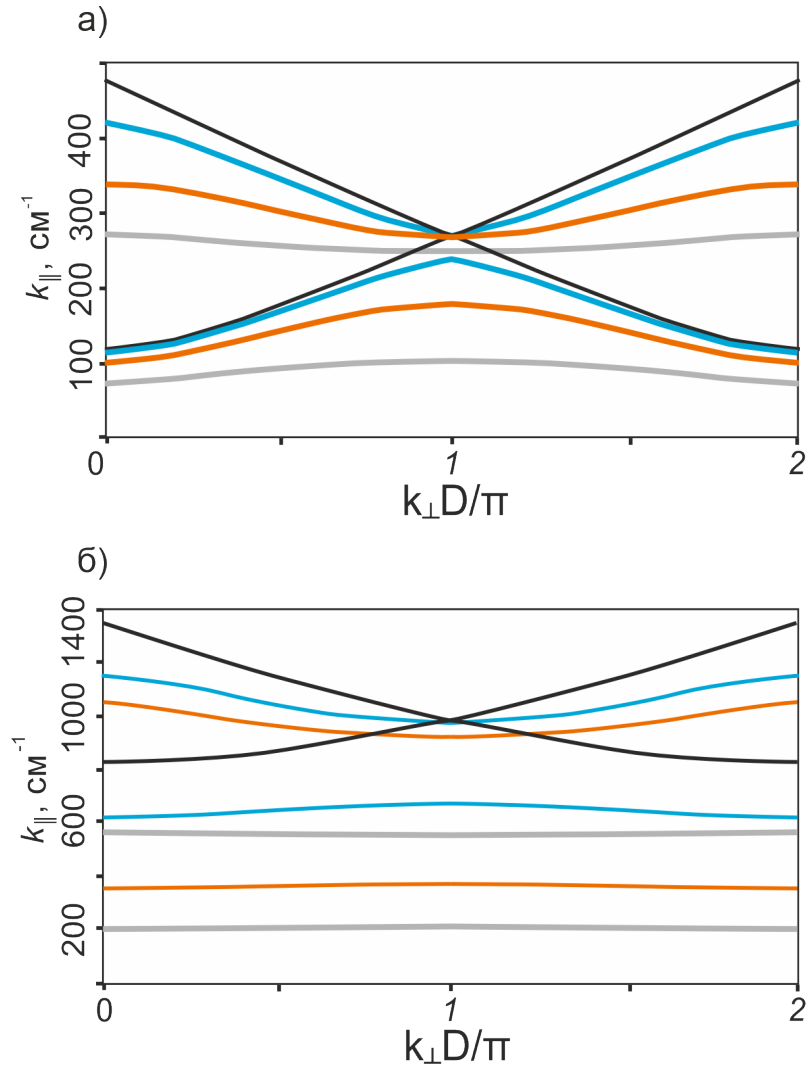


Рисунок 4.5 — Изочастотные зависимости $k_{\parallel}(k_{\perp})$ для ПМСВ в исследуемой структуре при частоте $f_1 = 5.3$ ГГц (а) и $f = 5.55$ ГГц (б). На обеих панелях приведены зависимости для однородной плёнки ЖИГ (чёрные кривые), для исследуемой структуры с заменой полос GaAs на идеальный проводник (серые кривые), а также для электронных концентраций в полосах GaAs $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (синие кривые) и $N_e = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (оранжевые кривые).

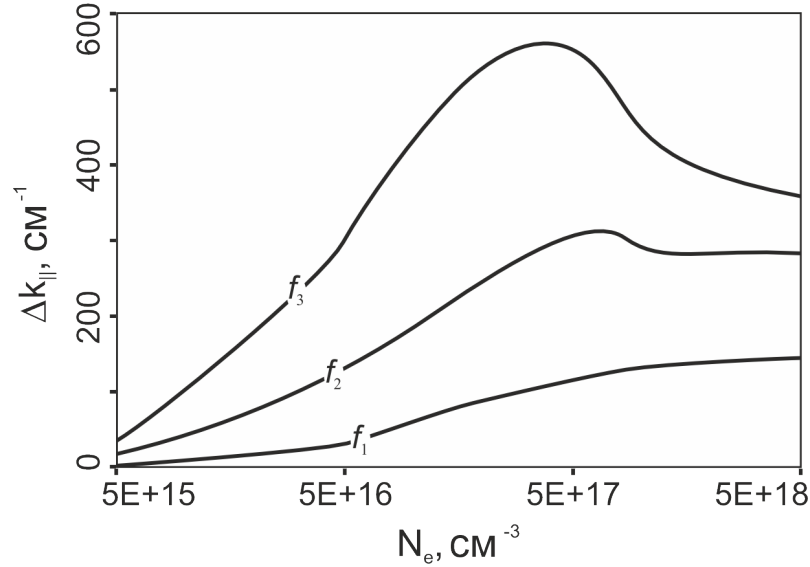


Рисунок 4.6 — Ширина запрещённой зоны по продольному волновому числу $\Delta k_{||}$ при постоянном поперечном волновом числе ($k_{\perp} D/\pi$), показанная в зависимости от концентрации электронов N_e . Зависимости приведены для частот $f_1 = 5.3$ ГГц, $f_2 = 5.425$ ГГц и $f_3 = 5.55$ ГГц.

Это число Флоке определяло поперечную компоненту волнового вектора, которая далее нормировалась на зону Бриллюэна по выражению $k_{\perp} D/\pi$. Изочастотные зависимости были рассчитаны для частот $f_1 = 5.3$ ГГц (рис. 4.5а) и $f = 5.55$ ГГц (рис. 4.5б). На обоих графиках представлены зависимости для чистой плёнки ЖИГ (чёрные кривые), для структуры с заменой GaAs-полос на ИПП (серые кривые), а также для концентраций электронов в GaAs-полосах $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (синие кривые) и $N_e = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (оранжевые кривые). Чёрная кривая на рисунке 4.5 демонстрирует, что в однородной плёнке ЖИГ ПМСВ могут распространяться во всех направлениях при отсутствии периодической массива. Влияние периодической массива возрастает с увеличением концентрации электронов в полосах GaAs, что сопровождается расширением диапазона волновых чисел, в котором распространение волн запрещено. Аналогичная картина наблюдается и при частоте $f_3 = 5.55$ ГГц (рис. 4.5б); однако в этом случае открытие и расширение запрещённой зоны по $k_{||}$ при увеличении концентрации электронов в GaAs носит немонотонный характер.

Для сравнения частотной зависимости ширины магнотонной запрещённой зоны $\Delta k_{||}$ (по $k_{||}$) от концентрации электронов в GaAs проведено моделирование при $k_{\perp} = \pi/D$ для частот f_1 , f_2 и f_3 . Результаты зависимостей $\Delta k_{||}(f, N_e, k_{\perp} = \pi/D)$ приведены на рисунке 4.6. Эти зависимости показывают рост ширины

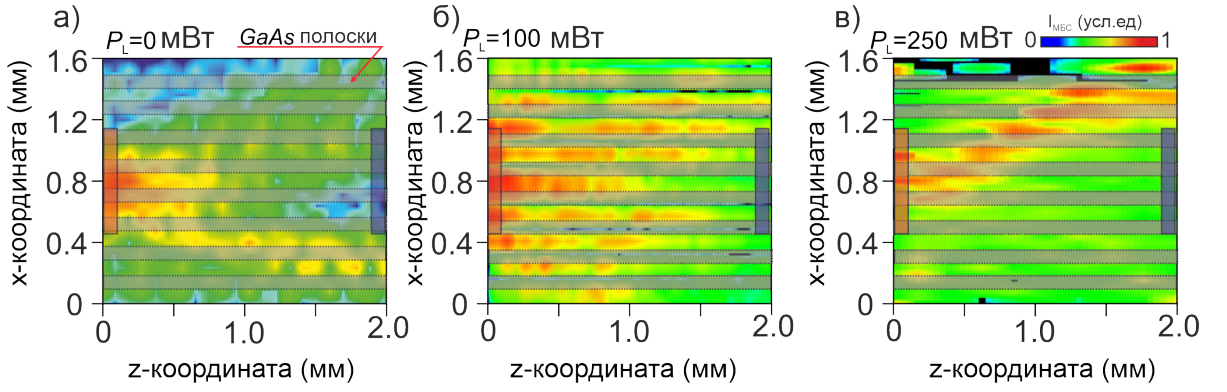


Рисунок 4.7 — (а) Пространственное распределение сигнала МБС на частотах $f_{d1} = 5.37$ ГГц (а), $f_{d2} = 5.38$ ГГц (б) и $f_{d3} = 5.395$ ГГц (с) при мощности лазера $P_L = 0$ мВт, $P_L = 100$ мВт и $P_L = 250$ мВт, соответственно.

Микрорешетчатые антенны для возбуждения и регистрации сигнала условно обозначены красной и синей областями.

запрещённой зоны $\Delta k_{\parallel}$ с увеличением концентрации электронов. При этом рост становится более выраженным при увеличении частоты спиновой волны.

Таким образом, зависимости демонстрируют возможность управления длинами волн ПМСВ в исследуемой структуре путём изменения концентрации электронов N_e . Следует отметить, что диапазон концентраций GaAs, в котором изменение N_e приводит к существенному изменению ширины запрещённой зоны $\Delta k_{\parallel}$, составляет $5 \times 10^{15} : 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Дополнительно отметим, что зависимость $\Delta k_{\parallel}$ от компоненты $k_{\perp}$ показывает, что в рассматриваемой структуре возможно управление спектром и волновым переносом ПМСВ как за счёт направления распространения, так и за счёт свойств полупроводниковых полос GaAs.

Микроволновой сигнал от генератора Anritsu MG3692C подавался на входную микрорешетчатую антенну шириной 30 мкм и длиной 0,5 мм (вдоль оси x) для возбуждения спиновых волн. Структура намагничивалась внешним магнитным полем $H_0 = 1300$ Э, создаваемым электромагнитом GMW 3472-70 и направленным вдоль оси x с целью обеспечения условий возбуждения спиновых волн.

Для получения карт пространственного распределения динамической намагниченности использовалась система точного позиционирования. Интенсивность отражённого оптического сигнала в эксперименте пропорциональна квадрату амплитуды динамической намагниченности $I_{\text{МБС}} \sim (m_x^2 + m_y^2)$ в области оптического зондирования. Далее было получено стационарное пространствен-

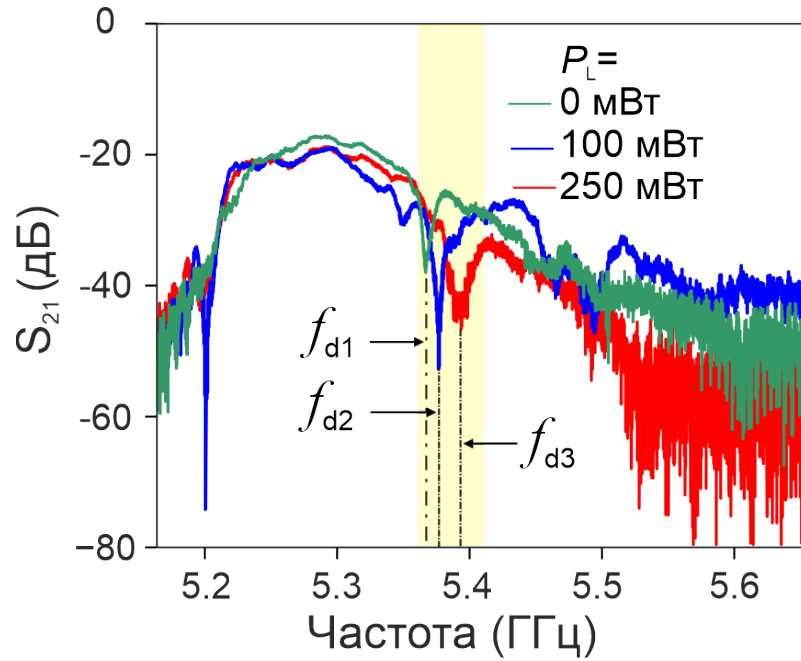


Рисунок 4.8: Результаты СВЧ-измерений модуля коэффициента передачи по частоте S_{21} , полученные в выходных секциях с использованием векторного анализатора цепей (VNA) при различных значениях мощности лазерного излучения. Значение внешнего магнитного поля составляло $H_0 = 1300$ Ое.

ное распределение $I_{\text{МБС}}$ при различных значениях мощности падающего лазерного излучения (рис. 4.7). Сигнал МБС собирался с противоположной стороны структуры из ЖИГ для визуализации распределения спиновых волн вдоль структуры с полосами GaAs, расположенными сверху на слое GaAs толщиной 500 мкм. Параметры плёнки ЖИГ, а также величина и направление внешнего магнитного поля соответствуют описанным ранее в тексте.

Следует отметить, что в структуре без оптически индуцированных носителей заряда картина распространения спиновых волн соответствует случаю распространения сигнала в чистой плёнке ЖИГ [87]. Как показано на рисунке 4.7а, вблизи входной антенны формируются два каустических пучка. Амплитудный профиль пучка, формирующегося в области $0 < x < 0,8$ мм, более выражен вследствие расположения контактного отверстия ("via") и заземляющей линии антенны в точке $x = 1,2$ мм при $z = 0$.

С увеличением мощности лазерного излучения (рис. 4.7б) режим каустического распространения сменяется на коллимацию спиновых волн [125] и их распространение вдоль каналов, ориентированных вдоль оси z . Каждый такой канал соответствует области плёнки ЖИГ между двумя соседними полосами GaAs.

Как показано на рисунке 4.7в, дальнейшее увеличение мощности непрерывного лазерного излучения приводит к формированию чётко выраженного пучка спиновых волн в области $0,8 < x < 1,6$ мм. Усиление сигнала МБС при $x > 0,6$ мм может быть связано с двумя факторами. Во-первых, неравноправие распространения спиновых волн проявляется в нарушении симметрии пучка относительно линии $x = 0,8$ мм. Во-вторых, условия возбуждения спиновых волн изменяются вследствие варьируемой проводимости каждой полосы GaAs. Это связано с тем, что металлизация поверхности ЖИГ приводит к снижению начального значения волнового числа k спиновой волны под антенной [69; 93]. Поскольку входная антенна расположена вблизи слоя GaAs, эффективность связи радиочастотного сигнала с намагниченностью варьируется вдоль оси x . Как показано в работе [93], действительная и мнимая части волнового числа спиновой волны изменяются под влиянием металлизации, а фазовый сдвиг между спиновыми волнами, возбуждёнными в каналах между полосами и под полосами GaAs, приводит к формированию наклонённого пучка. Кроме того, неоднородности в дисперсии спиновых волн на границе ЖИГ/GaAs также могут приводить к возбуждению волн вдоль зоны контакта поверхности ЖИГ с материалом GaAs [93].

Если рассматривать изменение концентрации носителей во всей структуре во времени, то, опираясь на работу [18], можно заключить о возможности использования эффекта варьируемой проводимости в полупроводниковом слое для управления дисперсией спиновых волн в структурах на основе ЖИГ. Для GaAs характерное изменение концентрации электронов под действием лазерного излучения составляет порядка одного порядка величины — от тёмного уровня (10^{17} см $^{-3}$) до (10^{18} см $^{-3}$). В случае необходимости локального изменения концентрации в пределах структуры облучение полупроводника пространственно неоднородными световыми пучками позволяет формировать заданное распределение концентрации в выбранной части слоя GaAs. Минимальный размер таких областей с различной концентрацией носителей определяется длиной диффузии носителей заряда, как это было реализовано в работе [112].

Наряду с методом МБС для исследования использовалась техника микроволновой спектроскопии, в рамках которой с помощью VNA измерялась матрица комплексных коэффициентов рассеяния. Передача спиновых волн оцени-

валась по модулю коэффициента S_{21} при возбуждении и регистрации сигнала посредством микрополосковой антенны.

С увеличением мощности лазера наблюдается изменение характеристик передачи. Хорошо выраженные провалы в передаче спиновых волн формируются на частотах $f_{d1} = 5,37$ ГГц, $f_{d1} = 5,38$ ГГц и $f_{d3} = 5,395$ ГГц при мощностях облучения $P_L = 0$ мВт, $P_L = 100$ мВт и $P_L = 250$ мВт соответственно. При $P_L = 250$ мВт ширина провала увеличивается и достигает $\delta f \approx 100$ МГц. Рост δf соответствует увеличению ширины запрещённой зоны $\Delta k_{\parallel}(f, N_e, k_{\perp} = \pi/D)$, показанному на рисунке 4.6.

С учётом рис. 4 можно оценить, как изменяется частота при варьировании концентрации носителей N_e . Вблизи частоты f_{d3} ширина запрещённой зоны по $k_{\parallel}$ оценивается как $\Delta k_{\parallel} = 250$ см⁻¹, что соответствует изменению волнового числа между случаями чистого слоя ЖИГ и металлизированного слоя. При этом частотный сдвиг порядка 100 МГц при изменении волнового числа на 250 см⁻¹ также согласуется с дисперсионными характеристиками на рисунке 4.3.

4.1 Распространение спиновых волн в ферромагнитных структурах с частичной металлизацией

Расширение масштабируемости традиционной наноэлектроники на основе КМОП в ближайшее десятилетие, по-видимому, столкнётся с серьёзными ограничениями, поэтому активно разрабатываются новые устройства за пределами КМОП-технологий, дополняющие и функционально расширяющие будущие технологические узлы наноэлектроники [33]. Энергия спиновых волн существенно зависит от угла между направлением распространения и ориентацией намагниченности, параметров материала и конфигурации внешнего магнитного поля, что выражается в анизотропной форме дисперсии СВ [129]. Такая анизотропия приводит к формированию недифрагирующих каустических пучков спиновых волн [146], аномальной отражательной и преломляющей способности, а также к различию направлений фазовой и групповой скоростей [147; 148]. Общей особенностью всех типов волновых пучков является тенденция к увеличению их поперечной апертуры по мере распространения вследствие неизбежной

дифракции в материале [148]. Этот эффект особенно выражен, когда начальная ширина пучка сопоставима с длинами волн, формирующими пучок. Как показано в работе [83], в материале с выраженной плоской анизотропией дифракция может быть подавлена, и спиновые волны формируют многолучевую структуру с чётко выраженным направлением излучения. Пространственные вариации размагничивающего поля могут приводить к полной отражаемости СВ в диапазоне запрещённых частот. При этом в области разрешённых частот наблюдаются необычные особенности распространения, обусловленные анизотропией дисперсии [149—151]. В этом контексте используется термин «сверхнаправленный пучок» для обозначения узкофокусированного недифрагирующего распространения СВ — по аналогии с сверхнаправленным излучением света или звука.

Разработка реконфигурируемых устройств, позволяющих управлять направлением распространения СВ без изменения геометрии структуры, может позволить выполнять более сложные вычислительные задачи без переконфигурации волноводов [152; 153]. Базовым элементом таких устройств может быть структура образованная сочленением двух волноводов различной ширины, в которой пучки СВ разделяются за счёт дифракции. Использование поперечно ограниченных магнитных волноводов как направляющих структур было продемонстрировано во многих работах, например [82; 149]. Очевидным недостатком устройств с прямолинейными волноводами является невозможность изменять параметры устройства после изготовления.

Одним из путей повышения гибкости таких структур является создание нерегулярных волноводов. Такие структуры могут работать в различных конфигурациях внешнего магнитного поля и направлений распространения СВ, позволяя реализовать мультифункциональные режимы. За последнее десятилетие активно изучалось распространение каустических пучков СВ в магнитных плёнках [83; 152]. Как показано в работе [153], такие пучки могут распространяться как в непрерывной магнитной среде, так и направляться в специально сформированные каналы. Волноведущие каналы, сформированные за счёт поперечного ограничения плёнок, позволяют эффективно направлять СВ [18; 64].

В то же время показано, что магнитостатические СВ могут распространяться несимметрично (невзаимно) [154; 155]. Использование невзаимных эффектов в нерегулярных структурах может стать новым шагом в развитии

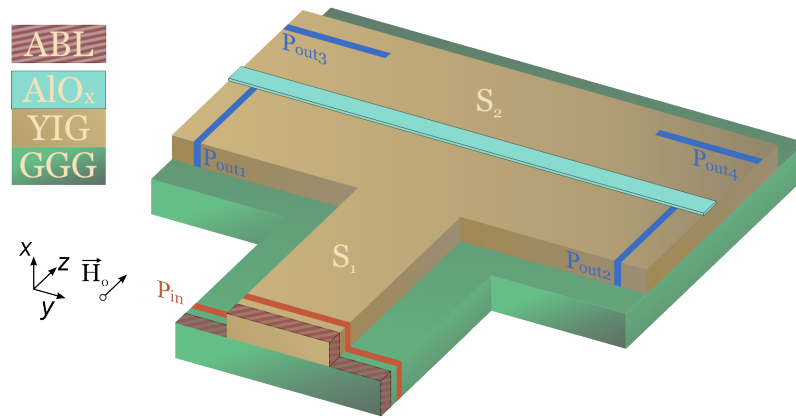


Рисунок 4.9 — Схематическое изображение волноведущей структуры, образованной сочленением двух тонкопленочных ферромагнитных волноводов различной ширины и одинаковой толщины с частичной поверхностной металлизацией путем нанесения металлической полоски шириной s . Кривая ξ обозначает продольную ось симметрии структуры, состоящей из двух участков (S_1 и S_2), при этом на верхней части участка S_2 расположена металлическая полоса.

устройств на основе принципов магنونной логики. Невзаимные свойства магнитостатических СВ позволяют создавать симметричные по геометрии структуры, в которых наблюдается несимметричное распространение СВ относительно оси симметрии, что открывает новые возможности управления направлением передачи сигнала в магنونной логике [34] и спинтронике [156].

Проведено исследование невзаимного распространения сверхнаправленных квазикаустических пучков СВ в волноводной структуре с частично металлизированной поверхностью. Экспериментально с использованием метода Бриллюэновской спектроскопии и численного микромагнитного моделирования выявлены механизмы управления разделением сигналов СВ в волноведущей структуре, образованной сочленением двух тонкопленочных ферромагнитных волноводов различной ширины и одинаковой толщины. Показано, что направление ответвления спиновой волны определяется направлением внешнего поля намагничивания $\vec{H}$, ориентированным перпендикулярно металлической полоске в плоскости ферромагнитных волноводов. Предложенная структура может использоваться как функциональный элемент для демультиплексирования и пространственного разделения сигналов в планарных топологиях магнонных сетей и устройств обработки сигналов.

Структура была изготовлена из монокристаллической тонкоплёночной плёнки ЖИГ $[\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3 (111)]$ толщиной $s = 10$ мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1750$ Гс. Плёнка ЖИГ была эпитаксиально выращена на подложке из галлия-гадолиниевого граната $[\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12} (111)]$. Ширина линии ферромагнитного резонанса для ЖИГ составляла 0.5 Э.

На рисунке 4.9 схематично изображена волноведущая структура, полученная из плёнки ЖИГ методом лазерной абляции с использованием установки локальной лазерной обработки (LLAS), основанной на Nd:YAG волоконном лазере с двухосевым гальванометрическим сканирующим модулем (Cambridge Technology 6240H), работающим в импульсном режиме при длительности импульса 50 нс и энергии 50 мДж. Полученная волноведущая структура состоит из двух участков S_1 и S_2 , имеющих различную ширину. Входной участок S_1 представляет собой магнонный волновод конечной ширины длиной $l_1 = 1500$ мкм и шириной $w_1 = 500$ мкм. Участок S_2 имеет ширину $w_2 = 6$ мм и длину $l_2 = 4$ мм.

Для возбуждения спиновых волн на входе участка S_1 использовалась микрополосковая антенна шириной 25 мкм. На расстоянии $l_m = 1$ мм от соединения участков S_1 и S_2 сверху структуры была нанесена металлическая полоса шириной $D_c = 250$ мкм и толщиной 2 мкм методом холодного магнетронного распыления [157]. Полученная структура обладает продольной осью симметрии ξ и нарушенной трансляционной симметрией за счёт сочленения волноводов S_1 и S_2 различной ширины.

Для экспериментального наблюдения распространения спиновых волн в волноведущая структура, образованная сочленением двух тонкоплёночных ферромагнитных волноводов с частичной металлизацией использовалась спектроскопия Бриллюэновского рассеяния света МБС. Метод основан на эффекте неупругого рассеяния света на когерентно возбуждённых магнонах [70]. Одночастотное лазерное излучение (Spectra Physics Excelsior EXLSR-532-200-CDRH) с длиной волны 532 нм фокусировалось в пятно диаметром 25 мкм и мощностью 1 мВт со стороны подложки GGG.

Сигнал СВЧ с уровнем мощности -20 дБм от генератора Anritsu MG3692C подавался на входную микрополосковую антенну для возбуждения переменного магнитного поля амплитудой около 0.1 Э. Структура намагничивалась в двух направлениях: положительном — вдоль оси z и отрицательном — противоположно оси z . Однородное магнитное поле создавалось электромаг-

нитом GMW 3472-70 и направлялось вдоль оси z . В эксперименте значение магнитного поля составляло $H_0 = 1200$ Э.

Для получения карт пространственного распределения динамической намагниченности по методу МБС использовалась высокоточная система позиционирования. Эксперимент проводился в режиме при котором интенсивность отражённого оптического сигнала пропорциональна квадрату поперечной составляющей динамической намагниченности в зоне оптического зондирования: $I_{\text{МБС}} \sim (m_x^2)$. Далее получалось стационарное распределение $I_{\text{МБС}}$ в пространстве при различных частотах возбуждения спиновых волн. Накопление сигнала МБС осуществлялось в одной и той же области, что удобно для прямого сопоставления с результатами микромагнитного моделирования.

Для решения задачи возбуждения и распространения спиновых волн в микроструктуре использовалось микромагнитное моделирование [18; 65; 66; 158]. Численные расчёты выполнялись для моделирования переходного взаимодействия электромагнитной волны с магнитной тонкой плёнкой с поверхностной металлизацией путём интегрирования уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (LLG) совместно с решением уравнений Максвелла в области конечных разностей во временной области (FDTD) [159]. Этот объединённый электродинамико-микромагнитный подход, далее обозначаемый как метод FDTD-LLG, позволяет рассчитывать динамическое поведение магнитных моментов в магнитном материале с учётом различных микромагнитных энергий (анизотропии, обменного взаимодействия и внешнего поля), одновременно естественным образом учитывая переходные магнитные поля внутри и вне материала, индуцируемые магнитными зарядами и токами, согласно уравнениям Максвелла [160]. Таким образом, подход FDTD-LLG получает всё большее распространение при моделировании проводящих магнитных структур [161].

Для поглощающей среды уравнения Максвелла записываются в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}, \\ \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} - \sigma \vec{E}, \end{cases}$$

где $\vec{H}$ — магнитное поле, $\vec{E}$ — электрическое поле, ε — диэлектрическая проницаемость, σ — электропроводность, t — время. Магнитная индукция $\vec{B}$ связана

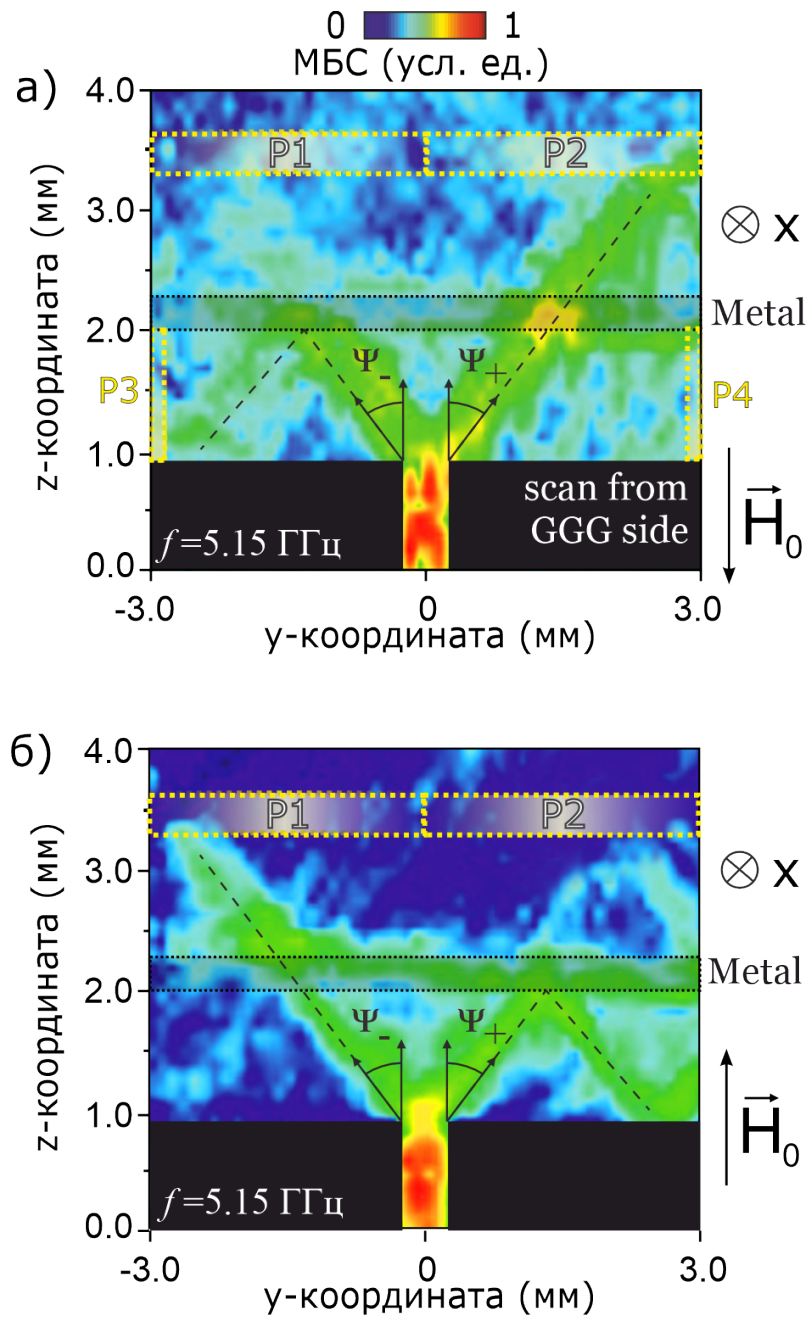


Рисунок 4.10 — Пространственное распределение МБС-сигнала, зарегистрированного со стороны подложки на частоте $f = 5.15$ ГГц для отрицательного (-) (а) и положительного (+) (б) направлений внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$. Металлическая полоса нанесена на обратной стороне плёнки.

с намагниченностью в материале через соотношение:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H}),$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, а $\vec{M}$ — намагниченность.

Для описания динамики намагниченности использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (LLG) с затуханием Гильберта [162; 163].

На первом этапе распределение спиновых волн в волноведущей структуре было исследовано методом МБС. Стационарное пространственное распределение интенсивности $I_{\text{МБС}}$ было получено на частоте $f = 5.15$ ГГц и представлено на рисунке 4.10а,б для выявления механизма передачи спиновой волны. Пространственные распределения демонстрируют несимметричное распространение СВ относительно продольной оси симметрии ξ в зависимости от направления внешнего магнитного поля H_0 . На рисунке 4.10а,б показаны два характерных режима распространения: сверхнаправленные пучки спиновых волн, проходящие под металлической полосой и отражающиеся от неё. Наклон углов распространения $\psi_{\pm}$ между вектором групповой скорости $\vec{V}$ и внешним магнитным полем $\vec{H}_0$ схематически обозначен пунктирной линией. Сигнал СВ, зафиксированный в области $2.0 \text{ мм} < z < 3.75 \text{ мм}$, соответствует сверхнаправленным пучкам, распространяющимся под углами ψ_- при $y < 0$ и ψ_+ при $y > 0$. В другом случае спиновая волна отражается от области под металлической полосой под углами ψ_+ ($y > 0$) и ψ_- ($y < 0$), формируя фронт, распространяющийся вдоль металлизированного участка в диапазоне $1.0 \text{ мм} < z < 2.0 \text{ мм}$.

Дополнительно с помощью МБС-измерений была получена относительная мощность спиновой волны P_n , передаваемая в область выходных антенн, где n — номер порта, обозначенный на рисунке 4.9. На рисунке 4.11а-г представлены безразмерные параметры $\frac{P_n}{P}$ ($n = 1, 2, 3, 4$), характеризующие выходную мощность сигнала при положительном и отрицательном направлениях внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$. Здесь параметры $\frac{P_n}{P}$ ($n = 1, 2$) и $\frac{P_n}{P}$ ($n = 3, 4$) нормированы соответственно на $P = P_1 + P_2$ и $P = P_3 + P_4$. В дальнейшем P_n будет обозначать интенсивность МБС, проинтегрированную по соответствующей области. Размер каждой области (порта) составлял $0.03 \times 3 \text{ мкм}^2$ для $P_{1,2}$ и $1 \times 0.03 \text{ мкм}^2$ для $P_{3,4}$.

При отрицательном направлении внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$ значение отношения P_2/P_- увеличивается с ростом частоты (рис. 4.11а). При этом от-

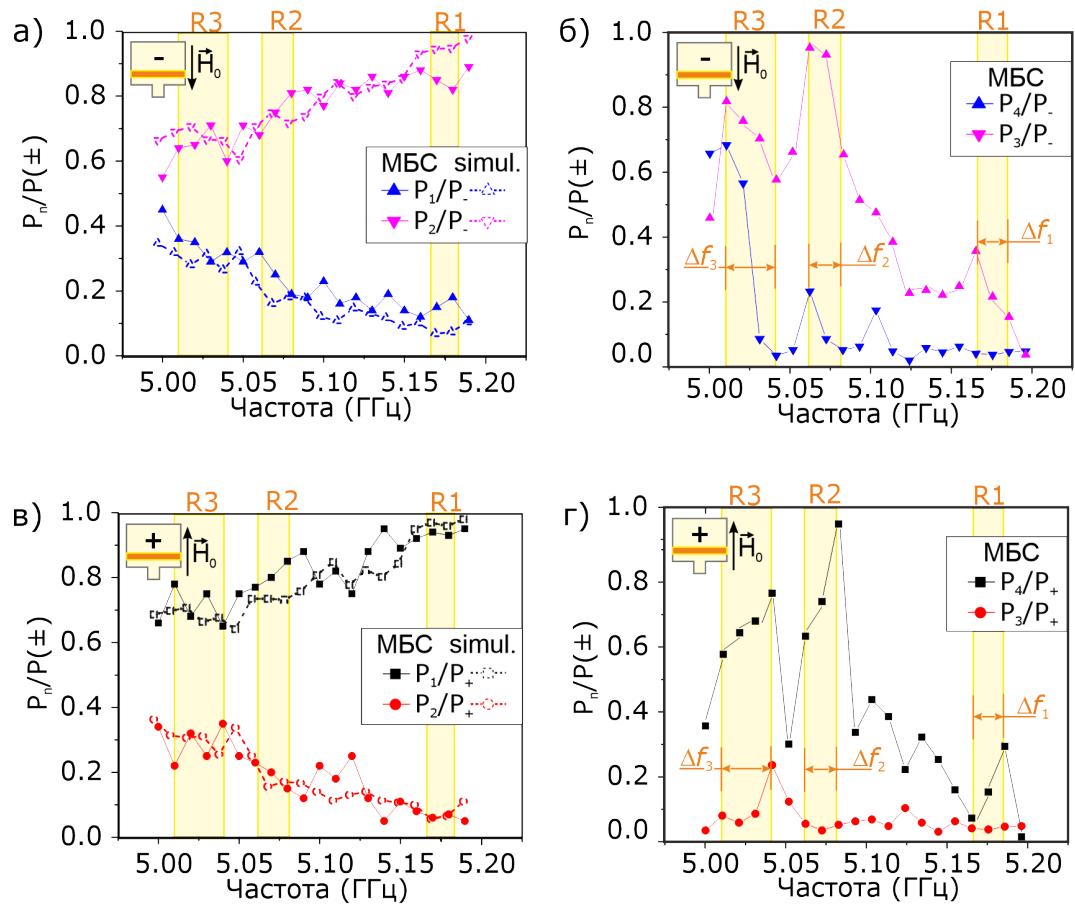


Рисунок 4.11 — Безразмерные параметры P_n/P_- ($n = 1, 2$), характеризующие выходную мощность сигнала при отрицательном (а, б) и положительном (в, г) направлениях поля $\vec{H}_0$.

носительная мощность сигнала, получаемая на выходе P_2 , уменьшается. При смене направления магнитного поля $\vec{H}_0$ на противоположное отношение P_2/P_- уменьшается, а P_1/P_- , напротив, возрастает с увеличением частоты (рис. 4.11б).

Интенсивность спиновых волн, отражённых от металлизированной области и распространяющихся в волноводном канале до портов P_3 и P_4 , показана на рисунке 4.11в,г. На рисунке 4.11 выявлены режимы реализующие деление мощности спиновой волны, при котором одновременном распределении сигнала между выходами P_2 и P_3 при $\vec{H}_0 \downarrow z$ и между портами P_1 и P_4 при $\vec{H}_0 \uparrow z$. При этом увеличение частоты входного сигнала приводит к уменьшению интенсивности на боковых портах P_3 и P_4 и увеличению интенсивности на прямых выходах P_1 и P_2 .

В случае обратных объёмных магнитостатических спиновых волн (ООМ-СВ) увеличение частоты приводит к уменьшению волнового числа [1; 17; 73], поэтому наблюдаемая ситуация соответствует случаю, когда спиновые волны с более короткой длиной волны отражаются сильнее, чем длинноволновые. Таким образом, более выраженное отражение наблюдается в диапазоне волновых чисел k_{zi} . Одновременно возможной причиной частотного сдвига максимумов сигнала $\Delta f_{1,2,3}$ между портами P_3 и P_4 может быть Невзаимное поведение пакета спиновых волн, возбуждённого в переходной области между участками S_1 и S_2 .

Для уточнения механизма формирования волноводных каналов между краем плёнки ЖИГ и металлической полосой было проведено микромагнитное моделирование. На рисунке 4.12 представлены результаты численного моделирования, выполненного в пакете MaxLLG [164]. В работе [163] был разработан алгоритм дискретизации уравнения LLG с учётом анизотропии и обменного взаимодействия в сетке FDTD, используемый в коде MaxLLG. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с численными расчётами карт интенсивности СВ в MaxLLG. Следует отметить, что на рисунке 4.12 ось x направлена в противоположную сторону, что связано с тем, что в МБС-эксперименте металлическая полоса расположена на обратной стороне магнитной плёнки. При увеличении частоты возбуждения СВ сигнал формирует меньшие длины волн в участке S_1 , что приводит к более выраженному сверхнаправленному пучку после выхода из металлизированной области. Напротив, возбуждение сигнала на низких частотах приводит к меньшей амплитуде колебаний

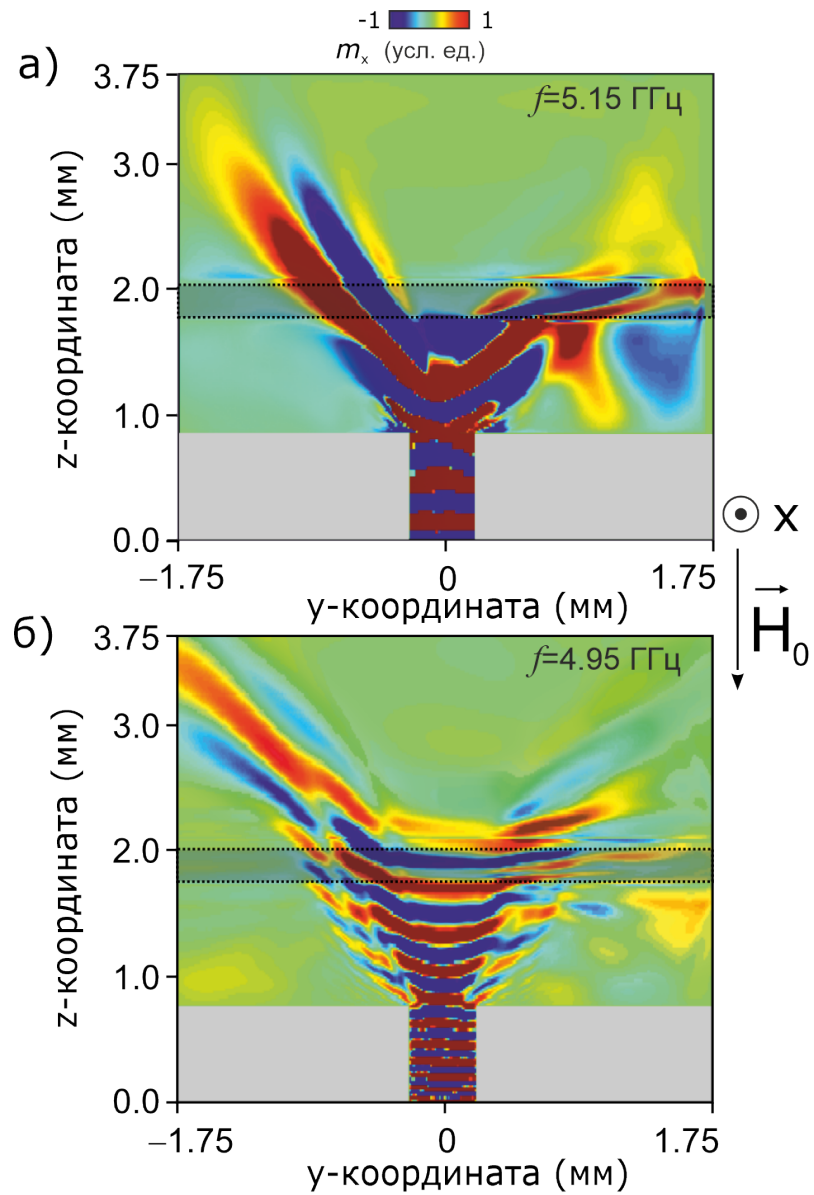


Рисунок 4.12 — Безразмерная мощность отражённого сигнала $\frac{P_n}{P}$ ($n = 3, 4$) от металлизированной области при отрицательном (а) и положительном (б) направлениях поля $\vec{H}_0$.

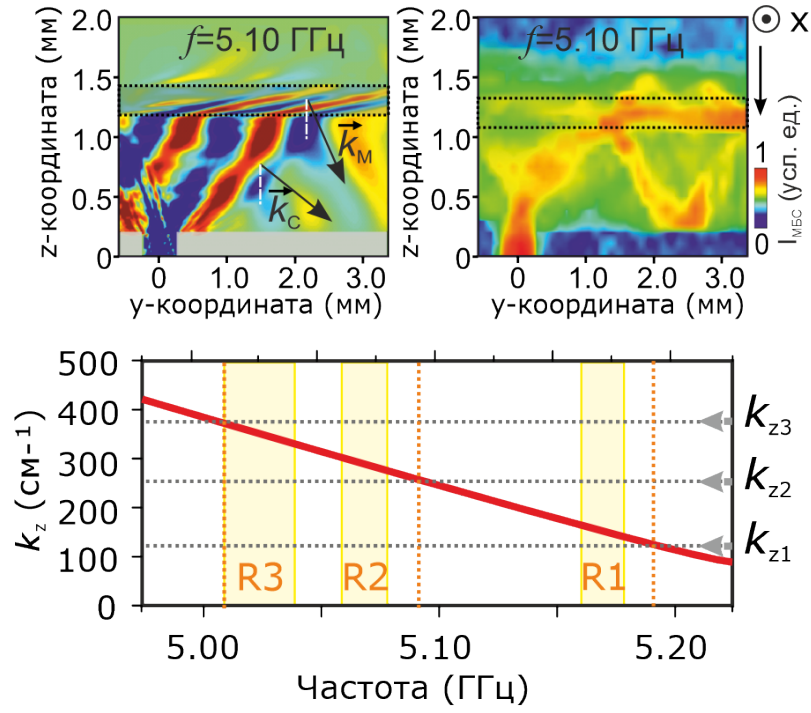


Рисунок 4.13 — Пространственное распределение амплитуды компоненты $m_x(y, z)$ динамической намагниченности при отрицательном направлении внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$, рассчитанное в MaxLLG: (а) $f = 5.15$ ГГц, (б) $f = 4.95$ ГГц, (в) Дисперсия ООМСВ и положение продольных волновых чисел $k_{z1,2,3}$.

намагниченности на выходе участка S_1 (рис. 4.12), что согласуется с тенденцией расщепления сигнала, представленной на рисунке 4.10.

Микромагнитное моделирование хорошо согласуется с результатами МБС-измерений (рис. 4.13а-б) по отношению интенсивности падающего и прошедшего сигнала. В симуляциях данные были нормированы по интенсивности для соответствия масштабу МБС-эксперимента. На рисунке 4.13в показана дисперсия ООМСВ с указанием частотных диапазонов R_1 , R_2 и R_3 , в которых ожидается формирование стоячей спиновой волны между переходной областью и металлической полосой при волновых числах k_{z1} , k_{z2} и k_{z3} .

Далее рассмотрим симметрию геометрических и материальных параметров, а также симметрию профилей амплитуд спиновых волн. Термин «трансляционная симметрия» используется в контексте того, что магнетонный волновод можно рассматривать как систему, поддерживающую распространение спиновых волн вдоль заданного направления z . Волновод может быть представлен как результат трансляции прямоугольного поперечного сечения $s \times w_1$ вдоль оси z . Нарушение трансляционной симметрии означает, что рассматриваемая

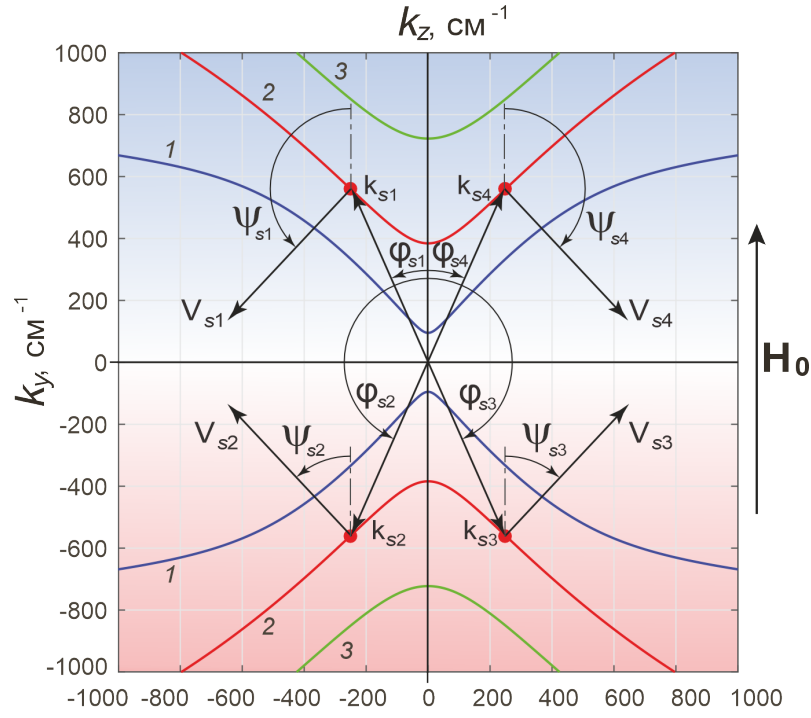


Рисунок 4.14 — Изочастотные зависимости для первой моды МСВ с частотами 5200 (синий) – 4700 (черный) МГц с шагом от 100 МГц. Вектор внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$ направлен снизу вверх.

структура сформирована как соединение двух волноводов конечной ширины w_1 и w_2 ($w_2 > w_1$). В области перехода возбуждаются пакеты спиновых волн с поперечными волновыми числами $-\pi/w_1 < k_y < \pi/w_1$, которые далее распространяются вдоль участка S_2 . Это позволяет реализовать эффект частотно-зависимого пространственного разделения пучков спиновых волн и одновременно — деления мощности [18; 64; 74; 165].

Структура симметрична относительно продольной оси z . В структуре, образованной сочленением двух волноводов различной ширины формируются два пространственно разделённых каустикоподобных пучка спиновых волн с симметричными профилями интенсивности $I(y, z) = I(-y, z)$, где $I(y, z) = \int_0^s I(x, y, z) dx$, при условии, что $y = 0$ соответствует положению оси симметрии. Если внешнее магнитное поле направлено вдоль продольной оси структуры, то профиль амплитуды СВ по x (толщине плёнки) становится несимметричным относительно оси z [1; 17]. Это означает, что в случае возбуждения обратной объёмной спиновой волны в узкой части структуры профили $I(x, y, z)$ являются несимметричными по оси z , что ранее наблюдалось и в других экспериментах [18; 64; 74; 165].

Таким образом, при наличии симметрии геометрии и материала структуры относительно оси z наблюдается асимметрия профилей спиновых волн относительно той же оси. Если же внешнее магнитное поле H и средняя равновесная намагниченность направлены перпендикулярно оси симметрии z (то есть вдоль y при $z = 0$), то профили СВ будут симметричны: $I(x, y, z) = I(x, -y, z)$.

Невзаимное поведение проявляется в области, где над участком S_2 расположена металлическая полоса. Наличие невзаимных эффектов в исследуемой симметричной структуре приводит к зеркальному отражению пространственного распределения интенсивности спиновых волн относительно оси ξ . Асимметричное распространение пучков СВ под действием невзаимности позволяет реализовать устройство, управляемое направлением внешнего магнитного поля, при котором обеспечивается переключение направления распространения сигнала.

Аналитические расчёты были проведены для объяснения принципа невзаимного механизма распространения спиновых волн в частично металлизированном волноводе. Изочастотные зависимости были получены для фундаментальной моды обратных объёмных спиновых волн (ООМСВ) при направлении вектора однородного магнитного поля H_0 вдоль оси z .

Рассмотрим подробнее распространение ООМСВ при частоте $f = 5$ ГГц в структуре, образованной сочленением двух волноводов различной ширины. Поскольку ширина участка S_1 сопоставима с длиной волны СВ, согласно принципу Гюйгенса, возбуждается достаточно широкий набор волновых векторов ООМСВ $\vec{k}$, ориентированных под углами φ из диапазона $90^\circ < \varphi < 270^\circ$. Это соответствует углам ориентации вектора групповой скорости ψ в пределах $-43,15^\circ < \psi < 43,15^\circ$ (рис. 4.14).

Часть энергии, используемой для возбуждения волновых векторов k вблизи вектора k_0 ($\varphi = 180^\circ$), противоположного оси z , распространяется быстро по поверхности плёнки, поскольку для ООМСВ с ориентацией волнового вектора $\varphi \sim 180^\circ$ значение

$$\sigma = \left| \frac{d\psi}{d\varphi} \cdot d\varphi \right|,$$

определяющее дифракционное расширение пучка ООМСВ, является очень большим (рис. 4.15а). Следует отметить, что зависимость $\psi(\varphi)$ также определяет дифракционные свойства волновых пучков СВ, в частности, их относительную угловую ширину σ в соответствии с уравнением (38) из работы [148].

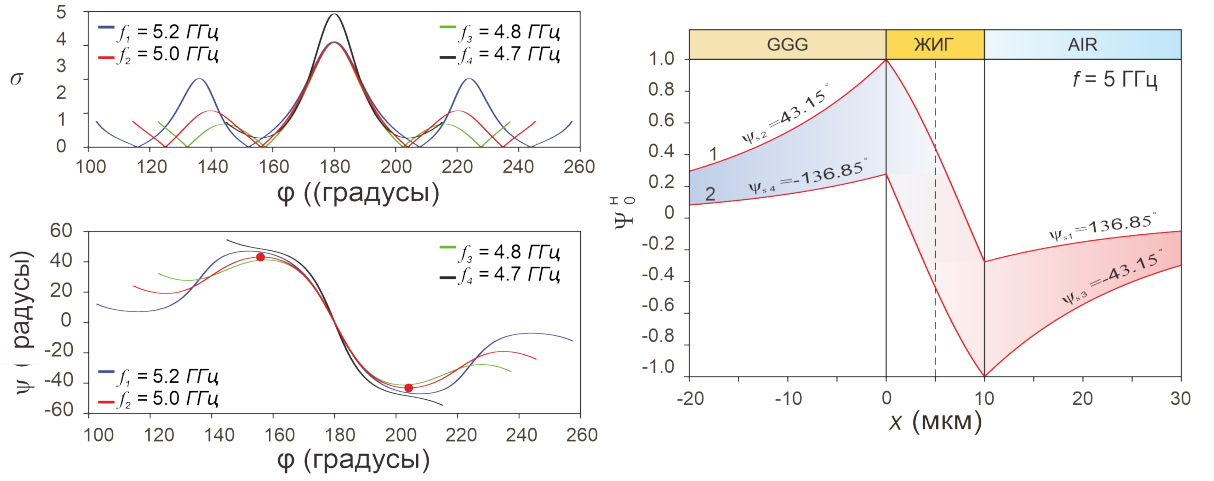


Рисунок 4.15 — (а) Зависимость угла ψ , под которым ориентирован вектор групповой скорости $\psi_{max}(\varphi)$, от угла φ , задающего ориентацию волнового вектора k для первой моды МСВ с частотами 5200 - 4700 МГц с шагом 100 МГц. (б) Зависимости относительной угловой ширины дифракционного пучка σ от угла φ для первой моды МСВ с частотами 5200 - 4700 МГц с шагом 100 МГц. (в) Нормированное распределение магнитного потенциала ψ/ψ_{max} в магнитостатическом приближении для углов $\varphi_1 = 157,6^\circ$ и $\varphi_2 = 202,4^\circ$, соответствующих направлению сверхнаправленных пучков

Таким образом, значительной концентрации энергии ООМСВ в направлении оси z не наблюдается: уже на расстоянии порядка 1 мм от конца узкого волновода амплитуда ООМСВ становится малой, что видно на рисунке 4.12а,б.

Сверхнаправленное распространение ООМСВ реализуется при ориентации волнового вектора $\vec{k}$ под углами $\varphi_{s2} = 156,2^\circ$ и $\varphi_{s3} = -156,2^\circ$ в направлениях $\psi_{s2} = 43,15^\circ$ и $\psi_{s3} = -43,15^\circ$ соответственно.

Спиновые волны распространяются именно в этих направлениях, поскольку при ориентации волновых векторов k_{s2} и k_{s3} значения относительной угловой ширины пучка равны $\sigma = 0$ (рис. 4.5а,б). Этот факт существенно влияет на характер распространения возбуждённых волновых пучков ООМСВ: за счёт отсутствия дифракционного расхождения энергия ООМСВ локализуется в направлениях ψ_{s2} и ψ_{s3} , исходящих от границы участка S_1 , и практически не расфокусируется, что также отмечено в работе [166]. Следует подчеркнуть, что в точках перегиба изочастотной зависимости векторы групповой скорости V_{s2} и V_{s3} отклоняются от направления внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$ на максимально возможные углы ψ_{s2} и ψ_{s3} (превышающие углы отсечки), и, соответственно, вся энергия ООМСВ, возбуждённая при частоте $f = 5$ ГГц, сконцентрирована

в диапазоне углов $-43,15^\circ < \psi < 43,15^\circ$, что хорошо согласуется с распределением энергии ООМСВ, наблюдаемым в МБС-эксперименте.

Рассмотрим далее волновые пучки, которые можно охарактеризовать как квази-ООМСВ, распространяющиеся под углами ψ_{s2} и ψ_{s3} и удовлетворяющие условиям симметрии:

$$|\varphi_{s2}| = |\varphi_{s3}|, \quad |\psi_{s2}| = |\psi_{s3}|, \quad k_{s2} = k_{s3}, \quad V_{s2} = V_{s3}.$$

Для анализа необходимо также вычислить распределение магнитного потенциала обратной объёмной спиновой волны (ООМСВ) Ψ (который определяет распределение энергии ООМСВ) вдоль оси x , перпендикулярной плоскости ферромагнитной плёнки. Как известно, магнитный потенциал ООМСВ Ψ_j внутри и вне плёнки ($j = 1, 2, 3$) может быть представлен в виде $\Psi_j = \Psi_{j0} \exp(-ikr)$, а амплитуды потенциала Ψ_{j0} в каждой области описываются следующими выражениями (см. формулу (7) в [167]):

$$\begin{aligned} \Psi_{10} &= B \left[\frac{1 + \nu \sin \varphi}{\alpha \mu} \sin(\alpha ks) + \cos(\alpha ks) \right] \exp(ks - kx), \\ \Psi_{20} &= B \left[\frac{1 + \nu \sin \varphi}{\alpha \mu} \sin(\alpha kx) + \cos(\alpha kx) \right], \\ \Psi_{30} &= B \exp(ks - kx), \end{aligned} \quad (4.9)$$

где B — произвольный коэффициент (может быть принят равным единице). Зависимость нормированной амплитуды потенциалов от координаты x вычисляется по формуле:

$$\Psi_{j0}^n(x) = \frac{\Psi_{j0}}{\Psi_{20 \max}}, \quad (4.10)$$

где $\Psi_{20 \max}$ — максимальное значение модуля $|\Psi_{20}|$ в диапазоне $0 < x < s$ [167].

Выражения (4.9) и (4.10) позволяют рассчитать распределение потенциала при фиксированных значениях f , k и φ , удовлетворяющих дисперсионному уравнению (4.11). Эти волновые пучки характеризуются нормированным распределением амплитуды магнитного потенциала $\Psi_{j0}^H(x)$ в поперечном сечении плёнки, причём максимум распределения для каждого из пучков находится у разных поверхностей ферромагнитной плёнки ЖИГ (рис. 4.15в) [84; 155]. Это означает, что основная часть энергии волнового пучка, распространяющегося в направлении $\psi_{s2} = 43,15^\circ$, локализована у нижней поверхности ферромагнит-

ной плёнки — на границе ЖИГ/GGG (см. кривая 1 на рисунке 4.15в). В то же время энергия пучка, распространяющегося в направлении $\psi_{s3} = -43,15^\circ$, сосредоточена у верхней поверхности плёнки — на границе ЖИГ/металл (см. кривая 2 на рисунке 4.15в).

Рассмотрим теперь характеристики ООМСВ в случае, когда вектор внешнего магнитного поля H_0 направлен противоположно оси z . При изменении направления H_0 аналогичные расчёты можно выполнить, используя другую тензорную проницаемость (соответствующую полю H_0 , направленному в сторону $-z$), как показано в работах [84; 155]. Однако проще воспользоваться другим подходом: можно считать, что характеристики новой геометрии, в которой вектор H_0 направлен противоположно оси z , получаются в результате поворота изочастотных зависимостей ООМСВ (вместе с вектором $\vec{H}_0$) на 180° вокруг начала координат. В прежней системе координат (k_y, k_z) это приводит к новой конфигурации изочастотных кривых, описывающей изменённую геометрию (рис. 4.14).

В результате такого поворота положение волновых векторов k_{s2} и k_{s3} и векторов групповой скорости V_{s2} и V_{s3} займут, соответственно, векторы k_{s4} , k_{s1} и V_{s4} , V_{s1} , которые (вместе с ориентациями φ_{s4} , φ_{s1} , ψ_{s4} и ψ_{s1}) будут определять свойства сверхнаправленных волновых пучков, возбуждаемых в переходной области между участками S_1 и S_2 структуры.

В направлении $\psi = 43,15^\circ$, обозначенном на рисунке 4.10а, распространяется сверхнаправленный волновой пучок. В этом случае нормированное распределение амплитуды магнитного потенциала $\Psi_{j0}^n(x)$ определяется углом $\varphi_{s4} = -23,8^\circ$, и, соответственно, основная часть энергии данного пучка локализуется у верхней поверхности плёнки на границе ЖИГ/металл (см. кривая 2 на рисунке 4.15в).

Аналогично, в направлении $\psi = -43,15^\circ$ (рис. 4.10б) распространяется другой сверхнаправленный пучок, распределение $\Psi_{j0}^n(x)$ которого соответствует углу $\varphi_{s1} = 23,8^\circ$. В этом случае основная часть энергии пучка сосредоточена у нижней поверхности ферромагнитной плёнки (см. кривая 1 на рисунке 4.15в).

Таким образом, проведённый выше анализ показал, что сверхнаправленные пучки, распространяющиеся в одинаковых направлениях ($\psi = \pm 43,15^\circ$) на рисунке 4.10а и 4.10б, существенно различаются по распределению магнитного потенциала $\Psi^n(x)$, максимумы которого локализованы у разных поверхностей ферромагнитной плёнки.

Для теоретического рассмотрения того, что происходит при попадании сверхнаправленных волновых пучков на металлическую полосу, напомним некоторые ранее установленные свойства обратных объёмных спиновых волн. В работе [167] было показано, что электромагнитная волна, известная в магнито-статическом приближении как ООМСВ, обладает всеми шестью компонентами СВЧ-электромагнитного поля — тремя электрическими (E_x , E_y , E_z) и тремя магнитными (H_x , H_y , H_z) — как в ферромагнитном слое, так и в прилегающих полупространствах. Иными словами, в результате выполнения граничных условий на поверхности ферромагнетика как Е-волна, так и Н-волна возникают в прилегающих областях и связаны между собой через ферромагнитную пластину.

Хотя в работе [167] рассматривался только случай распространения такой волны вдоль вектора $\vec{H}_0$, очевидно, что волны, распространяющиеся в других направлениях (в частности, сверхнаправленные пучки, изучаемые в данной работе), также обладают тремя электрическими и тремя магнитными компонентами СВЧ-поля.

Основываясь на этих результатах, можно предположить следующее. Если волновой пучок подходит к металлизированной части поверхности ферромагнитной плёнки, причём основная часть его энергии локализована у этой же поверхности (то есть на данной поверхности плёнки присутствуют касательные компоненты электрического поля E_y и E_z), то основная часть энергии волны отражается от переходной области феррит–феррит/металл обратно в неметаллизированную часть плёнки.

Если же пучок подходит к металлизированной поверхности ферромагнитной плёнки, при этом основная часть его энергии локализована у противоположной (неметаллизированной) поверхности, и касательные электрические компоненты E_y и E_z вблизи металлизированной стороны малы (по аналогии с распределением $\Psi_{j0}^n(x)$), то основная часть энергии волны проходит под металлической полосой практически без препятствий и продолжает распространяться далее. В этом случае отражение волны от переходной области ферромагнетик–ферромагнетик/металл практически не происходит.

4.2 Дифракционная расходимость спин-волнового пучка

Дисперсионное уравнение, описывающее моды ООМСВ (см. уравнение (6) в [148]) для свободной ферромагнитной плёнки в полярной системе координат может быть записано в следующем виде:

$$k = \frac{1}{\alpha s} \left[(n-1)\pi + \operatorname{arccctg} \left(\frac{1/\mu + \cos^2 \varphi + \mu_{\perp} \sin^2 \varphi}{-2\alpha} \right) \right], \quad (4.11)$$

где $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2)/\mu$, $\mu = 1 + \omega_M \omega_H / (\omega_H^2 - \omega^2)$ и $\nu = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$ — компоненты тензора магнитной проницаемости ферромагнитнетика, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ — гиромагнитное отношение, H_0 — однородное магнитное поле, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения, $\alpha = \sqrt{-\cos^2 \varphi / \mu - \sin^2 \varphi}$, φ — угол между волновым вектором $\vec{k}$ и осью z , n — номер моды ($n = 1, 2, 3, \dots$).

На основе уравнения (4.11) можно явно вычислить изочастотную зависимость $k(\varphi)$ для ООМСВ при заданной частоте f . При этом в декартовой системе координат $k_y = -k \sin \varphi$, $k_z = k \cos \varphi$ может быть построена зависимость $k_z(k_y)$. На рисунке 4.15 представлены изочастотные зависимости для первой моды ООМСВ, рассчитанные по формуле (4.11) при ориентации вектора однородного магнитного поля H_0 вдоль оси z .

По изочастотным кривым, показанным на рисунке 4.15, невозможно напрямую определить угол ψ между вектором групповой скорости ν и осью z (этот угол определяет направление переноса энергии пучком волн). Известно, что этот угол, задаваемый выражением:

$$\psi = \operatorname{arctg} \left(\frac{\partial k_z}{\partial k_y} \right) + n\pi, \quad (4.12)$$

может быть рассчитан по формулам (20)–(24), приведённым в работе [148]. Отметим, что при $n = 0$ значения ψ соответствуют изочастотным кривым, лежащим ниже оси k_y на рисунке 4.15, а при $n = 1$ — кривым, лежащим выше этой оси. Как показано в работе [148], зависимость $\psi(\varphi)$ также определяет дифракционные свойства волновых пучков СВ. В частности, угловая ширина пучка в

анизотропной среде $\Delta\psi_{\text{anis}}$ задаётся выражением (см. §9 в [148]):

$$\Delta\psi_{\text{anis}} = \frac{\lambda_0}{D} \left| \frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi_0) \right|, \quad (4.13)$$

где D — длина излучателя (например, преобразователя, возбуждающего СВ), λ_0 — длина волны возбуждённой спиновой волны, а φ_0 — угол, под которым ориентирован волновой вектор $\vec{k}$, соответствующий данной точке изочастотной зависимости.

В изотропной среде, где изочастотная зависимость представляет собой окружность, волновой вектор $\vec{k}$ и вектор групповой скорости $\vec{V}$ (перпендикуляр к окружности) всегда сонаправлены. При этом выполняется равенство $\psi = \varphi$, то есть $\frac{\psi}{\varphi} \equiv 1$. В результате выражение (4.13) для изотропной среды принимает вид:

$$\Delta\psi_{\text{isotr}} = \frac{\lambda_0}{D}, \quad (4.14)$$

что соответствует критерию разрешимости Рэлея и используется для оценки угловой ширины пучков (оптических или других волн) в изотропной среде.

Степень дифракционного расхождения пучка в анизотропной среде удобно характеризовать величиной σ , определяемой как:

$$\sigma = \frac{\Delta\psi_{\text{anis}}}{\Delta\psi_{\text{isotr}}} = \frac{\Delta\psi_{\text{anis}}}{\lambda_0/D} = \left| \frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi_0) \right|. \quad (4.15)$$

В физическом смысле величина σ , заданная формулой (4.15), представляет собой относительную угловую ширину дифракционного пучка и показывает, во сколько раз угловая ширина пучка $\Delta\psi_{\text{anis}}$ в анизотропной среде больше или меньше угловой ширины $\Delta\psi_{\text{isotr}}$ аналогичного пучка (при том же соотношении λ_0/D) в изотропной среде. Как видно, значение σ зависит только от кривизны изочастотной зависимости $\frac{d\psi}{d\varphi}$. Поскольку для изотропной среды $\frac{d\psi}{d\varphi} \equiv 1$, из формулы (4.15) следует, что $\sigma_{\text{isotr}} \equiv 1$.

Таким образом, для оценки степени дифракционного расхождения пучка в анизотропной среде достаточно сравнить рассчитанное значение σ с единицей: во сколько раз σ больше (или меньше) единицы, во столько раз больше (или меньше) дифракционное расхождение по сравнению с изотропной средой.

4.3 Выводы по четвертой главе

В данной главе рассмотрены гибридные ферромагнитные структуры. Для ферромагнитной пленки с полупроводниковым массивом полосок установлен режим управления провалом в характеристиках передачи путём увеличения мощности лазерного излучения P_L , которое приводит к изменению концентрации свободных носителей зарядов N_e приводит к расширению провала в характеристиках передачи, представленных на (рис. 4.7). Экспериментальные наблюдения трансформации спинового пучка и изменения характеристик передачи качественно хорошо согласуются с результатами численного моделирования. Предложенная структура ферромагнетик/полупроводник может быть использована в качестве перенастраиваемой метаповерхности в гигагерцовом диапазоне частот, а также в роли устройства пространственного разделения спиновых пучков, управляемого лазерным облучением. Показано, что для случая распространения спиновых волн вдоль полос GaAs (геометрия Лауэ) закон дисперсии ПМСВ имеет предельные случаи: слой ЖИГ без массива и слой ЖИГ с решёткой из идеально проводящих полос (РЕС). Между этими пределами дисперсионный закон может быть изменён за счёт варьирования концентрации электронов в полосах GaAs. При этом для ПМСВ с противоположно направленными волновыми векторами $\mathbf{k}$ (но параллельными полосам) возникает невзаимность, усиливающаяся с увеличением концентрации носителей заряда. Рабочий диапазон значений концентрации, при котором изменения N_e существенно влияют на дисперсию и невзаимность, составляет $5 \times 10^{15} : 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При распространении волн под углом к массиву полос GaAs в силу периодичности структуры по направлению распространения возникает магنونная запрещённая зона. Путём построения изочастотных зависимостей продемонстрировано, что положение и ширина этой зоны по волновым векторам зависит от угла распространения ПМСВ относительно полос GaAs, от концентрации электронов в полосах и от рабочей частоты.

Запрещённая зона по продольному компоненту волнового вектора $k_{\parallel}$ существенно зависит от концентрации носителей заряда в GaAs. Кроме того, зависимости ширины этой зоны от поперечного компонента $k_{\perp}$ показывают, что в исследуемой структуре возможно управление спектром и направлением переноса

спиновых волн. Это проявляется в виде провалов в экспериментально измеренных характеристиках передачи в структуре ЖИГ/GaAs. Наблюдаемый провал соответствует формированию частотной области, в которой спиновые волны отражаются. Полученные результаты подтверждают режимы распространения спиновых волн вдоль структуры и формирование наклонённого спинового пучка, обусловленного фазовым сдвигом между волнами, возбуждаемыми в каналах между и под полосами GaAs.

Полученные результаты позволяют рассматривать изучаемую структуру как перспективную для задач перестраиваемого пространственного и частотного мультиплексирования и демультиплексирования сигналов. Отметим, что характеристики ПМСВ, зависящие от концентрации электронов в GaAs (дисперсионные зависимости, невзаимность, ширина магнотонной запрещённой зоны), вне рабочего диапазона демонстрируют монотонное поведение и асимптотически стремятся к вышеописанным предельным случаям. При проектировании подобных структур для последующего изготовления важно оптимизировать параметры, влияющие на транспорт ПМСВ и определяющие рабочий диапазон воздействий. К таким параметрам относятся: толщина полос (доля покрытия), их ширина (глубина проникновения волны), значения концентрации носителей заряда в GaAs в тёмном и освещённом состоянии, средняя длина свободного пробега носителей заряда в GaAs.

Невзаимное распространение каустических пучков спиновых волн в волноводной структуре с частично металлизированной поверхностью позволяет реализовать управляемое невзаимное распространение СВ. На первый взгляд, невзаимное распространение возбуждённых ООМСВ в ЖИГ невозможно, даже при металлизации одной из поверхностей плёнки — в отличие от случая поверхностных спиновых волн, возбуждаемых в геометрии Дэймона–Эшбаха [1; 17; 71; 129]. Однако наблюдаемый режим распространения спиновых волн демонстрирует отчётливо выраженное несимметричное поведение относительно оси симметрии структуры. Метод Бриллюэновской спектроскопии и численное микромагнитное моделирование выявили механизмы управления спин-волновым сигналом в структуре образованной двумя волноводами различной ширины. Аналитическая оценка направления групповой скорости пучков спиновых волн и профиля волны позволила объяснить механизм отражения и описать невзаимный характер работы режима демультиплексирования. Частичная ме-

таллизация поверхности может быть использована для создания настраиваемого элемента разделения магнонных пучков на основе эффекта пространственного разделения каустик. Более того, одностороннее каналирование спиновых волн в области между металлизированным участком и краем магнонной пластины позволяет реализовать режим распространения сигнала в направлении, ортогональном начальному направлению спиновой волны.

Устройства на основе ферромагнитных структур с частичной металлизацией в виде полоски могут найти применение в качестве управляемого магнитным полем ответвителя интегрированного в магнонные интегральные сети.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Выявлено, что ширина диапазона перекрытия Δf регулируется путём изменения ширины и толщины ферромагнитных пленок с намагниченностью насыщения M_s и изменения величины внешнего магнитного поля H . При этом величина Δf определяется разностью средних внутренних магнитных полей в сочлененных волноводах вдали от области сочленения. При этом диапазон частотного перекрытия фундаментальных мод обратных объемных и поверхностных спиновых волн Δf сохраняется при фиксированном отношении толщины плёнки к ширине волновода d/w при выполнении ряда условий $H > 4\pi M_s$, $d/w \ll 1$, $kd \ll 1$ [168—173].
2. Получена приближенная оценка диапазона полосы прохождения спиновых волн через нерегулярную волноведущую структуру, образованную сочлененными ортогонально в одной плоскости тонкопленочными поперечно ограниченными микроволноводами. Выявлено, что в случае намагничивания структуры магнитным полем, ориентированным вдоль одного из микроволноводов ширина полосы частотного перекрытия $\Delta f \approx 8\gamma M_s d/w$ при условии $d/w \ll 1$, $kd \ll 1$ [168—172].
3. С помощью численных методов показано, что в нерегулярных тонкопленочных волноводах шириной w , образованных ортогональным сочленением поперечно ограниченных ферромагнитных микроволноводов, образованных из пленок железо-иттриевого граната, реализуется возбуждение и распространение ширинных мод n -ого порядка спиновых волн. Из анализа пространственных карт распределения динамической намагниченности, полученных в численном моделировании и экспериментальном исследовании, установлено, что в случае когда частота поверхностной спиновой волны превышает частоту отсечки n -ой моды обратной объемной спиновой волны в области после сочленения из всего спектра мод реализуется эффективное возбуждение и распространение $(n + 1)$ моды обратной объемной волны при условии возбуждения только первой толщинной ее моды и $kd \ll 1$. При этом вол-

новое число падающей на область сочленения поверхностной волны:
 $k \approx (n + 1)\pi/w$ [169—172; 174; 175].

4. Выявлено, что в поперечно ограниченных тонкопленочных микроволноводах (в диапазоне ширин $250 < w < 1000$ мкм и при толщинах $2.5 < d < 20$ мкм), соединённых ортогонально в одной плоскости, реализуется режим распространения спиновых волн, характеризующийся сохранением длины волны после прохождения области сочленения [169; 173].
5. Установлено, что в тонкопленочных ферромагнитных поперечно ограниченных волноводах сочлененных во взаимно ортогональных плоскостях реализуется передача спиновой волны с сохранением типа волны, при намагничивании поперёк направления распространения. Показано, что при изменении толщины волновода после поворота реализуется режим управления длиной волны в выходной секции. При этом величина потерь, вызванных отражением волны от области сочленения, составляет менее 10% по сравнению с регулярным микроволноводом той же длины [169; 173; 176—182].
6. Выявлено, что в волноведущей нерегулярной структуре на основе сопряжения поперечно ограниченных микроволноводов различной ширины с локальной металлизацией поверхности в виде металлической полоски реализуется ответвление спиновой волны в направлении параллельном ориентации металлической полоски. При этом направлением ответвления можно управлять с помощью изменения ориентации внешнего магнитного поля [183—188].

Список литературы

1. *Gurevich A. G., Melkov G. A.* Magnetization Oscillations and Waves. — CRC-Press, London, New York, 1996.
2. *Demokritov S. O., Slavin A. N.* Magnonics: From fundamentals to applications // Springer Series. — 2012. — Vol. 125.
3. Auto-oscillations and directional magnon emission induced by spin current injection into large magnetic volumes / R. Schlitz [et al.] // Nature Communications. — 2025. — Vol. 16, no. 1. — P. 1–8.
4. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry / A. V. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Vol. 106, no. 19.
5. Design of 3d nanomagnetic logic circuits: a full-adder case study / R. Pericone [et al.]. — 2014. — P. 1–6.
6. Spin-wave logical gates / M. Kostylev [et al.] // Applied Physics Letters. — 2005. — Vol. 87, no. 15.
7. *Csaba G., Porod W.* Coupled oscillators for computing: A review and perspective // Applied physics reviews. — 2020. — Vol. 7, no. 1.
8. *Lee K. S., Kim S. K.* Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach–Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions // Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 104, no. 5.
9. Realization of spin-wave logic gates / T. Schneider [et al.] // Applied Physics Letters. — 2008. — Vol. 92, no. 2.
10. Magnon spintronics / A. V. Chumak [et al.] // Nature physics. — 2015. — Vol. 11, no. 6. — P. 453–461.
11. Nanomagnet logic: progress toward system-level integration / M. Niemier [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2011. — Vol. 23, no. 49. — P. 493202.
12. Reversible magnetic logic gates based on spin wave interference / M. Balynskiy [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2018. — Vol. 123, no. 14.

13. Experimental prototype of a spin-wave majority gate / T. Fischer [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 110, no. 15.
14. Design of a spin-wave majority gate employing mode selection / S. Klingler [et al.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 105, no. 15.
15. High-efficiency control of spin-wave propagation in ultra-thin yttrium iron garnet by the spin-orbit torque / M. Evelt [et al.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Vol. 108, no. 17.
16. Low-relaxation spin waves in laser-molecular-beam epitaxy grown nanosized yttrium iron garnet films / L. Lutsev [et al.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Vol. 108, no. 18.
17. *Stancil D. D., Prabhakar A.* Spin waves. Vol. 5. — Springer, 2009.
18. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review B. — 2017. — Vol. 96, no. 6. — P. 060401.
19. *Jackson J. D.* Classical electrodynamics. — John Wiley & Sons, 2021.
20. *Baum C. E.* Concepts in Transient/Broadband Electromagnetic Target Identification. — Springer, 1995. — P. 515–525.
21. Photonic crystals: molding the flow of light / D. J. John [et al.] // In: Princeton University of Press: Princeton, NJ, USA. — 2008.
22. *Wiersma D. S.* Disordered photonics // Nature Photonics. — 2013. — Vol. 7, no. 3. — P. 188–196.
23. Spin-wave propagation in ultra-thin YIG based waveguides / M. Collet [et al.] // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 110, no. 9.
24. Spatially extended nonlinear generation of short-wavelength spin waves in yttrium iron garnet nanowaveguides / K. Nikolaev [et al.] // Physical Review Applied. — 2024. — Vol. 22, no. 4. — P. 044083.
25. Highly efficient coherent amplification of zero-field spin waves in YIG nanowaveguides / K. O. Nikolaev [et al.] // Science Advances. — 2025. — Vol. 11, no. 38. — eadx2018.
26. *Gubbiotti G., Nikitov S. A.* Three-Dimensional Magnonics // The 2021 Magnonics Roadmap. — 2021.

27. Spin wave propagation in corrugated waveguides / I. Turčan [et al.] // Applied Physics Letters. — 2021. — Vol. 118, no. 9.
28. Electrical input structures for nanomagnetic logic devices / J. Kiermaier [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 111, no. 7.
29. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / A. Sadovnikov [et al.] // Physical Review B. — 2019. — Vol. 99, no. 5. — P. 054424.
30. Growth and spin-wave properties of thin Y₃Fe₅O₁₂ films on Si substrates / A. Stognij [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 118, no. 2.
31. Влияние параметрических процессов на распространение спиновых волн в крестовидных структурах на основе волноводов из пленок железо-иттриевого граната / А. В. Кожевников [и др.] // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. — 2019. — т. 27, № 3. — с. 9—32.
32. *Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D.* Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2010. — Vol. 43. — P. 264001.
33. The 2021 magnonics roadmap / A. Barman [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Vol. 33, no. 41. — P. 413001.
34. Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing / A. V. Chumak [et al.]. — 2022.
35. *Khitun A., Bao M., Wang K. L.* Magnonic logic circuits // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2010. — Vol. 43. — P. 264005.
36. Nanoscale spin wave valve and phase shifter / Y. Au [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Vol. 100, no. 17. — P. 172408.
37. Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2015. — Vol. 107. — P. 202405.
38. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders / Q. Wang [et al.] // Nature Electronics. — 2020. — Vol. 3, no. 12. — P. 765–774.

39. *Csaba G., Papp Á., Porod W.* Perspectives of using spin waves for computing and signal processing // *Physics Letters A.* — 2017. — Vol. 381, no. 17. — P. 1471–1476.
40. *Lee K.-S., Kim S.-K.* Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach–Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions // *Journal of Applied Physics.* — 2008. — Vol. 104, no. 5. — P. 053909.
41. *Imre A.* Majority Logic Gate for Magnetic Quantum-Dot Cellular Automata // *Science.* — 2006. — Vol. 311, no. 5758. — P. 205–208.
42. Spin–orbit-torque magnonics / V. E. Demidov [et al.] // *Journal of Applied Physics.* — 2020. — Vol. 127, no. 17. — P. 170901.
43. Electrical properties of epitaxial yttrium iron garnet ultrathin films at high temperatures / N. Thiery [et al.] // *Physical Review B.* — 2018. — Vol. 97, no. 6. — P. 064422.
44. Magnetoelastic Waves in Submicron Yttrium–Iron Garnet Films Manufactured by Means of Ion-Beam Sputtering onto Gadolinium–Gallium Garnet Substrates / Y. V. Khivintsev [et al.] // *Technical Physics.* — 2018. — Vol. 63, no. 7. — P. 1029–1035.
45. Concept of the optomagnonic logic operation / A. Kolosvetov [et al.] // *Physical Review Applied.* — 2022. — Vol. 18, no. 5. — P. 054038.
46. Filtering and imaging of frequency-degenerate spin waves using nanopositioning of a single-spin sensor / B. G. Simon [et al.] // *Nano Letters.* — 2022. — Vol. 22, no. 22. — P. 9198–9204.
47. Magnonic band structure in CoFeB/Ta/NiFe meander-shaped magnetic bilayers / G. Gubbiotti [et al.] // *Applied Physics Letters.* — 2021. — Vol. 118, no. 16. — P. 162405.
48. Magnonic Band Structure in Vertical Meander-Shaped $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ Thin Films / G. Gubbiotti [et al.] // *Phys. Rev. Applied.* — 2021. — Vol. 15, issue 1. — P. 014061.
49. *Liu A., Finkel'stein A. M.* Control of spin waves by spatially modulated strain // *Physical Review B.* — 2022. — Vol. 105, no. 2. — P. L020404.

50. Reconfigurable Dipolar Spin-Wave Coupling in a Bilateral Yttrium Iron Garnet Structure / A. Grachev [et al.] // Physical Review Applied. — 2023. — Vol. 19, no. 5. — P. 054089.
51. Nanoscale spectrum analyzer based on spin-wave interference / Á. Papp [et al.] // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7, no. 1.
52. Magnonics: A new research area in spintronics and spin wave electronics / S. A. Nikitov [et al.] // Physics-Uspekhi. — 2015. — Vol. 58, no. 10. — P. 1002.
53. *Landau L. D., Lifschitz E. M.* On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies // Phys. Z. Sowjet. — 1935. — Vol. 8. — P. 153.
54. *Zavislyak I. V., Tychinskii A. V.* Physical Principles of Functional Microelectronics. — UMK VO, 1989.
55. *Gilbert T.* A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100. — P. 1243.
56. *Demidov V. E., Demokritov S. O.* Magnonic waveguides studied by microfocus Brillouin light scattering // IEEE Transactions on Magnetics. — 2015. — Vol. 51, no. 4. — P. 1–15.
57. *Demokritov S. O., Demidov V. E.* Micro-Brillouin light scattering spectroscopy of magnetic nanostructures // IEEE Transactions on Magnetics. — 2007. — Vol. 44, no. 1. — P. 6–12.
58. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale / T. Sebastian [et al.] // Frontiers in Physics. — 2015. — Vol. 3. — P. 35.
59. *Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B.* YIG magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — Vol. 43, no. 26. — P. 264002.
60. *Thompson S.* MOS scaling: Transistor challenges for the 21st century // Intel Technology Journal. — 1998.
61. Mode conversion by symmetry breaking of propagating spin waves / P. Clausen [et al.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Vol. 99, no. 16. — P. 162505.

62. Spin waves turning a corner / K. Vogt [et al.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 101, no. 4. — P. 042410.
63. Propagation and scattering of spin waves in curved magnonic waveguides / V. S. Tkachenko [et al.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 101, no. 15. — P. 152402.
64. Generation of propagating backward volume spin waves by phase-sensitive mode conversion in two-dimensional microstructures / T. Brächer [et al.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 102, no. 13. — P. 132411.
65. Voltage-Controlled Spin-Wave Coupling in Adjacent Ferromagnetic-Ferroelectric Heterostructures / A. V. Sadovnikov [et al.] // Phys. Rev. Applied. — 2017. — Vol. 7. — P. 014013.
66. Magnon Straintronics: Reconfigurable Spin-Wave Routing in Strain-Controlled Bilateral Magnetic Stripes / A. V. Sadovnikov [et al.] // Physical Review Letters. — 2018. — Vol. 120. — P. 257203.
67. *Venkat G., Fangohr H., A. P.* Absorbing boundary layers for spin wave micromagnetics // JMMM. — 2018. — Vol. 450. — P. 34.
68. *Dvornik M., Kuchko A. N., Kruglyak V. V.* Micromagnetic method of s-parameter characterization of magnonic devices // J. Appl. Phys. — 2011. — Vol. 109, no. 7. — P. 07D350.
69. *Bajpai S. N.* Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width // Journal of Applied Physics. — 1985. — Vol. 58, no. 2. — P. 910–913.
70. *Demokritov S.* Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // Physics Reports. — 2001. — Vol. 348, no. 6. — P. 441–489.
71. *O’Keeffe T. W., Patterson R. W.* Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples // Journal of Applied Physics. — 1978. — Vol. 49, no. 9. — P. 4886–4895.
72. *Karlqvist O.* Calculation of the magnetic field in the ferromagnetic layer of a magnetic drum // Trans. Roy. Inst. Techno. — 1954. — Vol. 86, no. 3.

73. *Kalinikos B. A., Slavin A. N.* Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // J. Phys. C: Solid State Phys. — 1986. — Vol. 19. — P. 7013.
74. *Vashkovskii A. V., Stalmakhov V. S., Sharaevskii Y. P.* Magnetostatic Waves in Microwave Electronics. — Sarat. Gos. Univ. (in Russian), 1993.
75. Mode beating of spin wave beams in ferrimagnetic $\text{Lu}_{2.04}\text{Bi}_{0.96}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ films / O. Buttner [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 1998. — Vol. 34, no. 4. — P. 1381–1383.
76. *L'vov V. S.* Stationary Nonlinear Behavior of Parametrically Excited Waves. Basic S-Theory // Wave Turbulence Under Parametric Excitation: Applications to Magnets. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1994. — P. 95–119. — ISBN 978-3-642-75295-7.
77. Spin wave quantization in laterally confined magnetic structures (invited) / J. Jorzick [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 89, no. 11. — P. 7091–7095.
78. Self-focusing of spin waves in Permalloy microstripes / V. E. Demidov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2007. — Vol. 91, no. 25. — P. 252504.
79. Linear and nonlinear spin-wave dynamics in macro- and microscopic magnetic confined structures / V. E. Demidov [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2008. — Vol. 41, no. 16. — P. 164012.
80. Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units / A. V. Sadovnikov [et al.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, no. 14. — P. 142402.
81. *Davies C. S., Poimanov V. D., Kruglyak V. V.* Mapping the magnonic landscape in patterned magnetic structures // Phys. Rev. B. — 2017. — Vol. 96, issue 9. — P. 094430.
82. Realization of a spin-wave multiplexer / K. Vogt [et al.] // Nature Communications. — 2014. — Vol. 5, no. 1.
83. Nondiffractive Subwavelength Wave Beams in a Medium with Externally Controlled Anisotropy / T. Schneider [et al.] // Physical Review Letters. — 2010. — Vol. 104, no. 19.

84. *Vashkovsky A. V., Lock E. H.* Properties of backward electromagnetic waves and negative reflection in ferrite films // *Physics-Uspekhi*. — 2006. — Vol. 49, no. 4. — P. 389.
85. *Lock E. H.* The properties of isofrequency dependences and the laws of geometrical optics // *Physics-Uspekhi*. — 2008. — Vol. 51, no. 4. — P. 375.
86. 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. — Vol. 102, no. 10. — P. 102409.
87. Generation of propagating spin waves from regions of increased dynamic demagnetising field near magnetic antidots / C. S. Davies [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 107, no. 16. — P. 162401.
88. *Annenkov A. Y., Gerus S. V., Lock E. H.* Superdirectional beam of surface spin wave // *Europhysics Letters*. — 2018. — Vol. 123, no. 4. — P. 44003.
89. *Dvornik M., Kruglyak V. V.* Dispersion of collective magnonic modes in stacks of nanoscale magnetic elements // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 84, issue 14. — 140405(R).
90. Spin wave propagation in corrugated waveguides / I. Turčan [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Vol. 118, no. 9. — P. 092405.
91. Spin waves in meander shaped YIG film: Toward 3D magnonics / V. Sakharov [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Vol. 117, no. 2.
92. Spin wave filtration by resonances in the sidewalls of corrugated yttrium-iron garnet films / V. Sakharov [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2022. — Vol. 545. — P. 168786.
93. Spin-wave generation at the thickness step of yttrium iron garnet film / S. L. Vysotskii [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Vol. 117, no. 10. — P. 102403.
94. Spin wave steering in three-dimensional magnonic networks / E. N. Beginin [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2018. — Vol. 112, no. 12. — P. 122404.

95. Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in Y3Fe5O12/AlOx/GaAs-heterostructures / L. Lutsev [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2018. — Vol. 51, no. 35. — P. 355002.
96. Magnetism in curved geometries / R. Streubel [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2016. — Vol. 49, no. 36. — P. 363001.
97. *Streubel R., Tsymbal E. Y., Fischer P.* Magnetism in curved geometries // Journal of Applied Physics. — 2021. — Vol. 129, no. 21. — P. 210902.
98. Three-dimensional nanomagnetism / A. Fernández-Pacheco [et al.] // Nature communications. — 2017. — Vol. 8, no. 1. — P. 1–14.
99. *Chen A., Zhao Y.* Research Update: Electrical manipulation of magnetism through strain-mediated magnetoelectric coupling in multiferroic heterostructures // APL Materials. — 2016. — Vol. 4, no. 3.
100. Growth and spin-wave properties of thin Y3Fe5O12 films on Si substrates / A. Stognij [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 118, no. 2. — P. 023905.
101. Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin Y3Fe5O12 films sputtered on GaN-based substrates / A. Stognij [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2015. — Vol. 48, no. 48. — P. 485002.
102. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / A. V. Sadovnikov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 99, issue 5. — P. 054424.
103. *Seshadri S.* Surface magnetostatic modes of a ferrite slab // Proceedings of the IEEE. — 1970. — Vol. 58, no. 3. — P. 506–507.
104. *Kawasaki K., Takagi H., Umeno M.* The interaction of surface magnetostatic waves with drifting carriers in semiconductors // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1974. — Vol. 22, no. 11. — P. 918–924.
105. *Stancil D. D.* Phenomenological propagation loss theory for magnetostatic waves in thin ferrite films // Journal of applied physics. — 1986. — Vol. 59, no. 1. — P. 218–224.

106. *Kindyak A.* Magnetostatic wave characteristics control by light at the ferrite-semiconductor layer structure // *Materials Letters*. — 1995. — Vol. 24, no. 6. — P. 359–363.
107. *Almeida N., Mills D.* Eddy currents and spin excitations in conducting ferromagnetic films // *Physical Review B*. — 1996. — Vol. 53, no. 18. — P. 12232.
108. *Fetisov Y., Makovkin A., Studenov V.* Optically controlled microwave magnetostatic wave transmission line. — 1996. — P. 37–40.
109. *Kindyak A.* Nonlinear surface magnetostatic waves in a ferrite semiconductor structure // *Technical Physics*. — 1999. — Vol. 44, no. 6. — P. 715–717.
110. *Kindyak A. S.* Magnetostatic surface wave propagation in a light-sensitive ferrite-semiconductor structure // *Journal of communications technology & electronics*. — 1996. — Vol. 41, no. 6.
111. *Shramkova O. V.* Transmission spectra in ferrite-semiconductor periodic structure // *Progress In Electromagnetics Research M*. — 2009. — Vol. 7. — P. 71–85.
112. Exceptional-Point Phase Transition in Coupled Magnonic Waveguides / *A. V. Sadovnikov [et al.]* // *Phys. Rev. Applied*. — 2022. — Vol. 18, issue 2. — P. 024073.
113. 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. — Vol. 14, no. 4.
114. Surface Magnetostatic Waves in Metal-Plated Yttrium Iron Garnet Films / *A. Veselov [et al.]* // *Journal of Communications Technology and Electronics*. — 1994. — Vol. 39, no. 16. — P. 102–107.
115. *Mruczkiewicz M., Krawczyk M.* Nonreciprocal dispersion of spin waves in ferromagnetic thin films covered with a finite-conductivity metal // *Journal of Applied Physics*. — 2014. — Vol. 115, no. 11. — P. 113909.
116. *Als-Nielsen J., McMorrow D.* Elements of modern X-ray physics. — John Wiley & Sons, 2011.

117. *Gulyaev Y. V., Nikitov S. A.* Propagation of surface magnetostatic waves in ferrite films with periodic semiconductor structure // *Fiz. Tverd. Tela.* — 1983. — Vol. 25. — P. 2515.
118. *Gurevich A.* Magnetic resonance in ferrites and antiferromagnets. — 1973.
119. *Bass F. G., Bulgakov A. A.* Kinetic and electrodynamic phenomena in classical and quantum semiconductor superlattices. — Nova Publishers, 1997.
120. *Cook D. M.* The theory of the electromagnetic field // Englewood Cliffs. — 1975.
121. *COMSOL Multiphysics, COMSOL Multiphysics Modeling Guide.* 5.3: Introduction to RF Module // Stockholm, Sweden: COMSOL AB. — 2017.
122. Magnonic band gaps in YIG-based one-dimensional magnonic crystals: An array of grooves versus an array of metallic stripes / V. Bessonov [et al.] // *Physical Review B.* — 2015. — Vol. 91, no. 10. — P. 104421.
123. Nonreciprocal propagation of hybrid electromagnetic waves in a layered ferrite-ferroelectric structure with a finite width / A. V. Sadovnikov [et al.] // *JETP letters.* — 2015. — Vol. 102, no. 3. — P. 142–147.
124. Mathematical modeling of electrical conductivity of anisotropic nanocomposite with periodic structure / S. Korchagin [et al.] // *Mathematics.* — 2021. — Vol. 9, no. 22. — P. 2948.
125. Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network / A. V. Sadovnikov [et al.] // *Applied Physics Letters.* — 2016. — Vol. 108, no. 17. — P. 172411.
126. *Krawczyk M., Grundler D.* Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // *Journal of physics: Condensed matter.* — 2014. — Vol. 26, no. 12. — P. 123202.
127. *Chumak A., Serga A., Hillebrands B.* Magnonic crystals for data processing // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2017. — Vol. 50, no. 24. — P. 244001.

128. Spin-wave nonreciprocity and magnonic band structure in a thin permalloy film induced by dynamical coupling with an array of Ni stripes / M. Mruczkiewicz [et al.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Vol. 96, issue 10. — P. 104411.
129. *Damon R., Eschbach J.* Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. — 1961. — Vol. 19, no. 3/4. — P. 308–320.
130. Spatial dynamics of hybrid electromagnetic spin waves in a lateral multiferroic microwaveguide / A. V. Sadovnikov [et al.] // JETP Letters. — 2017. — Vol. 105, no. 6. — P. 364–369.
131. *Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V.* The saga of YIG: spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet // Physics reports. — 1993. — Vol. 229, no. 3. — P. 81–144.
132. *Serga A., Chumak A., Hillebrands B.* YIG magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — Vol. 43, no. 26. — P. 264002.
133. Controllable giant dielectric constant in AlOx/TiOy nanolaminates / W. Li [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2011. — Vol. 110, no. 2. — P. 024106.
134. *Blakemore J.* Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // Journal of Applied Physics. — 1982. — Vol. 53, no. 10. — R123–R181.
135. *Raymond A., Robert J., Bernard C.* The electron effective mass in heavily doped GaAs // Journal of Physics C: Solid State Physics. — 1979. — Vol. 12, no. 12. — P. 2289.
136. *Glass H.* Ferrite films for microwave and millimeter-wave devices // Proceedings of the IEEE. — 1988. — Vol. 76, no. 2. — P. 151–158.
137. *Geller S., Gilleo M. A.* Structure and ferrimagnetism of yttrium and rare-earth-iron garnets // Acta Crystallographica. — 1957. — Vol. 10, no. 3. — P. 239–239.
138. Magnetoelectric effect in rare earth ferrites, LnFe_2O_4 / C. R. Serrao [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 104, no. 1.

139. *Bass F., Bulgakov A.* Kinetic and Electrodynamic Phenomena in Classical and Quantum Semiconductor Superlattices. — Nova Sci. Publishers, N.Y., 1997.
140. *Neamen D.* Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles. — McGraw-Hill, 2012. — (McGraw-Hill international edition). — ISBN 9780071089029.
141. *Berg H. van den.* Magnetostatic-wave propagation in media with finite electrical conductivity // IEEE transactions on magnetics. — 1991. — Vol. 27, no. 6. — P. 5480–5482.
142. Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal-dielectric-metal / E. N. Beginin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 100, no. 25.
143. Observation of magnonic band gaps in magnonic crystals with nonreciprocal dispersion relation / M. Mruczkiewicz [et al.] // Phys. Rev. B. — 2014. — Vol. 90, issue 17. — P. 174416.
144. *Mruczkiewicz M., Krawczyk M.* Nonreciprocal dispersion of spin waves in ferromagnetic thin films covered with a finite-conductivity metal // Journal of Applied Physics. — 2014. — Vol. 115, no. 11.
145. Nonreciprocity of spin waves in metallized magnonic crystal / M. Mruczkiewicz [et al.] // New Journal of Physics. — 2013. — Vol. 15, no. 11. — P. 113023.
146. *Chumak A. V.* Fundamentals of magnon-based computing. — 2019.
147. *Veerakumar V., Camley R. E.* Magnon focusing in thin ferromagnetic films // Physical Review B. — 2006. — Vol. 74, no. 21.
148. *Lock E. H.* Angular beam width of a slit-diffracted wave with noncollinear group and phase velocities // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2012. — Vol. 182, no. 12. — P. 1327–1343.
149. Radiation of spin waves from the open end of a microscopic magnetic-film waveguide / V. E. Demidov [et al.] // Physical Review B. — 2009. — Vol. 80, no. 1.

150. *Mamica S., Krawczyk M., Grundler D.* Nonuniform Spin-Wave Softening in Two-Dimensional Magnonic Crystals as a Tool for Opening Omnidirectional Magnonic Band Gaps // *Physical Review Applied*. — 2019. — Vol. 11, no. 5.
151. Inelastic Spin-Wave Beam Scattering by Edge-Localized Spin Waves in a Ferromagnetic Thin Film / P. Gruszecki [et al.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — Vol. 17, no. 4.
152. Reconfigurable heat-induced spin wave lenses / O. Dzyapko [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Vol. 109, no. 23. — P. 232407.
153. A switchable spin-wave signal splitter for magnonic networks / F. Heussner [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 111, no. 12. — P. 122401.
154. Reconfigurable Spin-Wave Nonreciprocity Induced by Dipolar Interaction in a Coupled Ferromagnetic Bilayer / R. Gallardo [et al.] // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Vol. 12, issue 3. — P. 034012.
155. *Lock E.* Nonreciprocal Properties of the Backward Spin Waves // *J. Commun. Technol. Electron.* — 2020. — Vol. 65, no. 3. — P. 265–274.
156. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry / B. Dieny [et al.] // *Nature Electronics*. — 2020. — Vol. 3, no. 8. — P. 446–459.
157. *Gudmundsson J. T.* Physics and technology of magnetron sputtering discharges // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2020. — Vol. 29, no. 11. — P. 113001.
158. *Pozar D. M.* Microwave Engineering, 4th ed. — John Wiley Sons, 2012.
159. *Taflov A., Hagness S.* Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. — Arctech House, Boston, Mass. 2nd ed., 2000.
160. *Aziz M., McKeever C.* Wide-Band Electromagnetic Wave Propagation and Resonance in Long Cobalt Nanoprisms // *Physical Review Applied*. — 2020. — Vol. 13, no. 3.

161. A Multiscale Unconditionally Stable Time-Domain (MUST) Solver Unifying Electrodynamics and Micromagnetics / Z. Yao [et al.] // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2018. — Vol. 66, no. 6. — P. 2683–2696.
162. *Brown W., Robert E.* Micromagnetics. — Krieger Publishing Co., New York, 1978.
163. *Aziz M.* Sub-nanosecond electromagnetic-micromagnetic dynamic simulations using the finite-difference time-domain method // Progress In Electromagnetics Research B. — 2009. — Vol. 15. — P. 1–29.
164. High Frequency Magnetics Software [Electronic resource]. Devon, UK: MaxLLG, Innovation Centre, University of Exeter, 2019. Available from: <https://www.maxllg.com>. —
165. *Vashkovskii A. V., Lokk E. H.* Negative refractive index for a surface magnetostatic wave propagating through the boundary between a ferrite and ferrite-insulator-metal media // Physics-Uspekhi. — 2004. — Vol. 47, no. 6. — P. 601–605.
166. *Annenkov A., Gerus S., Lock E.* Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences / ed. by N. Perov, A. Semislova. — 2018. — Vol. 185. — P. 02006.
167. *Vashkovskii A., Lock E.* The physical properties of a backward magnetostatic wave described on the basis of the Maxwell equations // J. Commun. Technol. Electron. — 2012. — Vol. 57, no. 5. — P. 490–497.
168. **A. A. Martyshkin**, *Beginin E. N., Sadovnikov A. V.* Spin waves transport in 3D magnonic waveguides // AIP Advances. — 2021. — Vol. 11, no. 3.
169. Функциональные блоки магнонных сетей на основе структур с нарушением трансляционной симметрии / **А. А. Мартышкин** [и др.] // Журнал технической физики. — 2019. — т. 89, № 11. — с. 1705–1711.
170. **A. A. Martyshkin**, *Davies C. S., Sadovnikov A. V.* Magnonic interconnections: Spin-wave propagation across two-dimensional and three-dimensional junctions between yttrium iron garnet magnonic stripes // Physical Review Applied. — 2022. — Vol. 18, no. 6. — P. 064093.

171. Мартышкин А. А., Садовников А. В. Динамика спиновых волн в L-образном магнитном микроволноводе // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. Доклады XII Всероссийской конференции молодых ученых. — 2017. — с. 167—168.
172. Нерегулярный микромагнитный волновод как базовый блок магнонных сетей / А. А. Мартышкин [и др.] // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей шестой Всероссийской научной школы-семинара. — 2019. — с. 156—159.
173. Магнитные волноведущие межсоединения с нарушением трансляционной симметрии в трёхмерных магнонных сетях / А. А. Мартышкин [и др.] // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. Сборник трудов XIV Всероссийской конференции молодых ученых. — 2019. — с. 218—219.
174. Spin-wave intermodal coupling in the interconnection of magnonic units / A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, V. A. Gubanov, S. A. Odintsov, A. A. Martyshkin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov // Applied Physics Letters. — 2018. — Vol. 112, no. 14.
175. Neuromorphic calculations using lateral arrays of magnetic microstructures with broken translational symmetry / A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. A. Odintsov, A. A. Martyshkin, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov // JETP Letters. — 2018. — Vol. 108. — P. 312–317.
176. Vertical spin-wave transport in magnonic waveguides with broken translation symmetry / A. A. Martyshkin [et al.] // IEEE Magnetics Letters. — 2019. — Vol. 10. — P. 1–5.
177. А. А. Мартышкин, Бегинин Е. Н., Садовников А. В. Частотно-селективное распространение спиновых волн в трехмерном магнонном Т-образном сплиттере // Журнал технической физики. — 2021. — т. 91, № 10. — с. 1555—1559.
178. Surface spin-wave propagation in the orthogonal transverse junction of YIG-based magnonic stripes / A. A. Martyshkin [et al.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2021. — Vol. 58, no. 2. — P. 1–4.

179. Мартышкин А. А., *Бегинин Е. Н., Садовников А. В.* Спин-волновой транспорт в структуре типа меандр // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. Сборник трудов XV Всероссийской конференции молодых ученых. — 2020. — с. 155—156.
180. Мартышкин А. А., *Бегинин Е. Н., Садовников А. В.* Поверхностные магнитостатические волны в периодических феррит-полупроводниковых структурах // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей десятой Всероссийской научной школы-семинара. — 2023. — с. 269—272.
181. Мартышкин А. А., *Садовников А. В., Хутиева А. Б.* Программа расчёта амплитудно-частотных характеристик спиновых волн в ферритовом волноводе с нарушенной трансляционной симметрией: свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2023665946 // Зарегистрировано 23.07.2023. Заявка № 2023665228 от 23.07.2023. — 2023.
182. *Садовников А. В., Мартышкин А. А., Никитов С. А.* Направленный 3D ответвитель на магнитостатических волнах: патент на изобретение RU 2717257 C1 // Зарегистрирован 19.03.2020. Заявка № 2019120201 от 28.06.2019. — 2020.
183. Nonreciprocal spin-wave beam transport in a metallized T-shaped magnonic junction / A. A. Martyshkin [et al.] // Physical Review Applied. — 2024. — Vol. 22, no. 1. — P. 014037.
184. А. А. Мартышкин, *Бубликов К. В., Садовников А. В.* Поверхностные магнитостатические спиновые волны в двуслойных периодических структурах YIG/GaAs // Физика твердого тела. — 2023. — т. 65, № 12. — с. 2260—2265.
185. Nonreciprocal caustic spin waves in partially metallized T-shape waveguide / A. A. Martyshkin [et al.] // International Conference Functional Materials ICFM-2023. — 2023. — P. 63–64.
186. Исследование невзаимного распространения спиновых волн в Т-образных структурах с частично металлизированным слоем / А. А. Мартышкин [и др.] // Сборник трудов XVII Всероссийской конференции молодых ученых. — 2022. — с. 129—130.

187. **Мартышкин** А. А., Садовников А. В., Хутиева А. Б. Управляемый магнитным полем делитель мощности на спиновых волнах: патент на изобретение RU 2776524 С1 // Зарегистрирован 21.07.2022. Заявка № 2021129740 от 13.10.2021. — 2022.
188. **Мартышкин** А. А., Садовников А. В., Бегинин Е. Н. Программа расчёта статических и динамических характеристик магнитостатических волн в системе на основе Т-образного сплиттера спиновых волн: свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2021663630 // Зарегистрировано 19.08.2021. Заявка № 2021662861 от 17.08.2021. — 2021.

Список рисунков

1.1	Схематичное изображение экспериментальной установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии	19
1.2	Схематическое изображение экспериментальной установки измерения S-параметров	25
2.1	Схематическое изображение поперечно ограниченных тонкоплёночных ферромагнитных волноводов A и B , соединенных ортогонально в одной плоскости.	30
2.2	(а) Карта дисперсионных характеристик спиновых волн в в волноводах A и B для полос ЖИГ шириной 500 мкм и толщиной 10 мкм полученная с помощью микромагнитного моделирования. (б) Цветовая карта функции $\Delta f(w, d)$ для диапазона значений толщины от 2,5 до 10 мкм и ширины полос от 500 до 1000 мкм.	32
2.3	(а) Зависимость Δf от ширины w и толщины t полосы, полученная из микромагнитного моделирования (сплошная линия) и аналитических расчётов (пунктирные линии). (б) Зависимость Δf_0 от величины внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ для волноводов заданной ширины при возбуждении обратных объёмных (ООМСВ, синим) и поверхностных (ПМСВ, красным) спиновых волн.	33
2.4	Цветовые карты $\Delta f(H_0, w)$ для ООМСВ (а) и ПМСВ (б) соответственно.	34
2.5	(а) Коэффициент преобразования длины волны $\kappa = \lambda_{\text{out}}/\lambda_{\text{in}}$ от частоты f для заданной ширины волновода. (б) Коэффициент преобразования длины волны $\kappa = \lambda_{\text{out}}/\lambda_{\text{in}}$ от ширины полос ЖИГ w при фиксированной частоте.	35
2.6	(а–и) Пространственное интенсивности МБС-сигнала на частотах 5.020 ГГц, 5.050 ГГц и 5.065 ГГц.	36
2.7	(а–и) Пространственное распределение интенсивности динамической намагниченности $I(x, y)$ при частотах 5.22 ГГц, 5.25 ГГц и 5.32 ГГц.	37

- 2.8 (а–в) Зависимость эффективного магнитного поля $H_{\text{cp}}(\xi)$ для изгибов W_1 , W_2 и W_3 при различных ширинах полос. 39
- 2.10 (а) СВЧ-измерение модуля коэффициента передачи S_{21} в выходной секции B с помощью VNA для изгибов с различными типами соединений $W_{1,2,3}$. (б) Интенсивность передачи СВ, измеренная методом МБС на выходе секции B для изгибов с различными типами соединений $W_{1,2,3}$. (в) Коэффициент частотной передачи выходной мощности сигнала (по результатам численного моделирования) для изгибов с различными типами соединений $W_{1,2,3}$ 42
- 3.1 Схематическое изображение нерегулярной структуры образованная поперечно ограниченными тонкоплёночными ферромагнитными волноводами соединенных ортогонально в одной плоскости 45
- 3.2 Пространственное распределение $I(x,y)$ на частоте 5.1 ГГц при ширине волновода $w = 250$ мкм и толщине (а) $d_{V2} = 10$ мкм, (б) $d_{V2} = 7,5$ мкм, (в) $d_{V2} = 5$ мкм, (г) $d_{V2} = 2,5$ мкм. 47
- 3.3 (а–г) Пространственное распределение компоненты динамической намагниченности $|m_x|^2$ на частоте 5.1 ГГц при ширине волновода $w = 250$ мкм и толщине (а) $d_{V2} = 10$ мкм, (б) $d_{V2} = 7,5$ мкм, (в) $d_{V2} = 5$ мкм, (г) $d_{V2} = 2,5$ мкм.. . . . 48
- 3.4 (а) Зависимость длины волны в секции C от толщины d_{v2} вертикального волновода при различных значениях ширины. (б) Зависимость длины волны в секции C от одинаковой толщины $d_{V1} = d_{V2}$ при различных значениях ширины. Все представленные данные получены при частоте 5.1 ГГц и внешнем магнитном поле $H_0 = 1200$ Э. 49
- 3.5 (а) Результаты микромагнитного моделирования спектральной плотности мощности P_{out} и (б) дисперсионной зависимости на выходе из секции B (чёрная сплошная кривая) и структуры C (красная пунктирная кривая). 50

- 3.6 (а) Экспериментально измеренное прохождение спиновой волны S_{21} и (б) фазо-частотная характеристика в вертикальной структуре, полученные с помощью векторного анализатора цепей (VNA) на выходе структуры $B_V C_V$ 52
- 4.1 Схематическое изображение структуры сформированной последовательным сочленением волноводов S_1 и S_2 различной ширины. Полосы GaAs нанесены на слой ЖИГ. Конфигурация антенн и ориентация длинной оси массива полупроводниковых полосок реализуют геометрию Лауэ. 57
- 4.2 Схема численного моделирования с обозначением размеров: область расчёта с указанием граничных условий, материалами слоёв, направлением магнитного поля и волновых векторов. . . . 58
- 4.3 Дисперсионные характеристики поверхностных спиновых волн (ПМСВ), распространяющихся вдоль направления z ($\mathbf{k}_{\parallel}^+$), для следующих случаев: чистая плёнка ЖИГ (чёрная кривая), замена полос GaAs на идеальный проводник (серым цветом), а также при различных значениях концентрации электронов в полосах GaAs: $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (синяя кривая), $N_e = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (оранжевая кривая), и $N_e = 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (зелёная кривая). Частотный диапазон безобменных ПМСВ выделен жёлтым фоном (ограничен частотой ферромагнитного резонанса в тангенциально намагниченной плёнке f_0 и верхней границей $f_H + f_M/2$). Частота $f_{\text{up}} = 6.38 \text{ ГГц}$ обозначает максимальную частоту ПМСВ при замене полос GaAs на идеальный проводник. Маркеры $f_1 = 5.3 \text{ ГГц}$, $f_2 = 5.425 \text{ ГГц}$ и $f_3 = 5.55 \text{ ГГц}$ соответствуют частотам, при которых проводились численные расчёты различных параметров. 64
- 4.4 (а) Зависимости волновых чисел ПМСВ (для направлений $\mathbf{k}_{\parallel}^+$ и $\mathbf{k}_{\parallel}^-$) при фиксированных частотах $f_1 = 5.3 \text{ ГГц}$, $f_2 = 5.425 \text{ ГГц}$ и $f_3 = 5.55 \text{ ГГц}$ от концентрации электронов в GaAs, N_e . (б) Зависимости введённого параметра невязности $\delta k_{\parallel, f} = k_{\parallel}^- - k_{\parallel}^+$ от концентрации электронов в GaAs, N_e на частотах f_1, f_2, f_3 67

- 4.5 Изочастотные зависимости $k_{\parallel}(k_{\perp})$ для ПМСВ в исследуемой структуре при частоте $f_1 = 5.3$ ГГц (а) и $f = 5.55$ ГГц (б). На обеих панелях приведены зависимости для однородной плёнки ЖИГ (чёрные кривые), для исследуемой структуры с заменой полос GaAs на идеальный проводник (серые кривые), а также для электронных концентраций в полосах GaAs $N_e = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (синие кривые) и $N_e = 2.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (оранжевые кривые). 69
- 4.6 Ширина запрещённой зоны по продольному волновому числу $\Delta k_{\parallel}$ при постоянном поперечном волновом числе $(k_{\perp} D/\pi)$, показанная в зависимости от концентрации электронов N_e . Зависимости приведены для частот $f_1 = 5.3$ ГГц, $f_2 = 5.425$ ГГц и $f_3 = 5.55$ ГГц. 70
- 4.7 (а) Пространственное распределение сигнала МБС на частотах $f_{d1} = 5.37$ ГГц (а), $f_{d2} = 5.38$ ГГц (б) и $f_{d3} = 5.395$ ГГц (с) при мощности лазера $P_L = 0$ мВт, $P_L = 100$ мВт и $P_L = 250$ мВт, соответственно. Микрополосковые антенны для возбуждения и регистрации сигнала условно обозначены красной и синей областями. 71
- 4.9 Схематическое изображение волноведущей структуры, образованной сочленением двух тонкопленочных ферромагнитных волноводов различной ширины и одинаковой толщины с частичной поверхностной металлизацией путем нанесения металлической полоски шириной s . Кривая ξ обозначает продольную ось симметрии структуры, состоящей из двух участков (S_1 и S_2), при этом на верхней части участка S_2 расположена металлическая полоса. 76
- 4.10 Пространственное распределение МБС-сигнала, зарегистрированного со стороны подложки на частоте $f = 5.15$ ГГц для отрицательного (-) (а) и положительного (+) (б) направлений внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$. Металлическая полоса нанесена на обратной стороне плёнки. 79

- 4.11 Безразмерные параметры $P_n/P_-(n = 1,2)$, характеризующие выходную мощность сигнала при отрицательном (а,б) и положительном (в,г) направлениях поля $\vec{H}_0$ 81
- 4.12 Безразмерная мощность отражённого сигнала $\frac{P_n}{P_-}(n = 3,4)$ от металлизированной области при отрицательном (а) и положительном (б) направлениях поля $\vec{H}_0$ 83
- 4.13 Пространственное распределение амплитуды компоненты $m_x(y,z)$ динамической намагниченности при отрицательном направлении внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$, рассчитанное в MaxLLG: (а) $f = 5.15$ ГГц, (б) $f = 4.95$ ГГц, (в) Дисперсия ООМСВ и положение продольных волновых чисел $k_{z1,2,3}$ 84
- 4.14 Изочастотные зависимости для первой моды МСВ с частотами 5200 (синий) – 4700 (черный) МГц с шагом от 100 МГц. Вектор внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$ направлен снизу вверх. 85
- 4.15 (а) Зависимость угла ψ , под которым ориентирован вектор групповой скорости $\psi_{max}(\varphi)$, от угла φ , задающего ориентацию волнового вектора k для первой моды МСВ с частотами 5200 - 4700 МГц с шагом 100 МГц. (б) Зависимости относительной угловой ширины дифракционного пучка σ от угла φ для первой моды МСВ с частотами 5200 - 4700 МГц с шагом 100 МГц. (в) Нормированное распределение магнитного потенциала ψ/ψ_{max} в магнитостатическом приближении для углов $\varphi_1 = 157,6^\circ$ и $\varphi_2 = 202,4^\circ$, соответствующих направлению сверхнаправленных пучков 87